



HAL
open science

Physico-chimie des disques protoplanétaires

E. Chapillon

► **To cite this version:**

E. Chapillon. Physico-chimie des disques protoplanétaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT: . tel-00549741

HAL Id: tel-00549741

<https://theses.hal.science/tel-00549741v1>

Submitted on 22 Dec 2010

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

Edwige CHAPILLON

pour obtenir la diplôme de docteur de l'Université Joseph Fourier — Grenoble 1

Spécialité ASTROPHYSIQUE & MILIEUX DILUÉS

Ecole doctorale de Physique

**PHYSICO-CHIMIE DES
DISQUES PROTOPLANÉTAIRES**

17 décembre 2008

Composition du jury :

Pr. Claudine KAHANE	Présidente du jury
Pr. Jacques LE BOURLOT	Rapporteur
Pr. Thomas HENNING	Rapporteur
Dr. Hervé BEUST	Examineur
Dr. Michel GUÉLIN	Directeur de thèse
Dr. Stéphane GUILLOTEAU	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein
de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique
300 rue de la Piscine 38406 Saint Martin d'Hères
et du Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux BP 89 33271 Floirac

Une fausse erreur n'est pas forcément une vérité vraie.
— Pierre Dac

Résumé

La formation planétaire a lieu dans les disques constitués de gaz et de poussières entourant les étoiles jeunes. Les propriétés de ces disques protoplanétaires sont mal contraintes par les observations actuelles, cependant leur observation dans le domaine millimétrique nous apporte des informations sur la composition du gaz et de la poussière les constituant. La chimie des disques est dominée par les processus de photo-dissociation dans les couches supérieures chaudes soumises au rayonnement ultraviolet (stellaire et interstellaire) et par la condensation des molécules sur les grains dans le plan des disques.

Au cours de cette thèse, j'ai étudié les effets rétroactifs de différents paramètres (tels que la distribution en taille des grains, l'intensité du rayonnement ultraviolet ou le rapport gaz/poussière) sur la distribution de molécules dans les disques. Pour ce faire, j'ai utilisé des observations de différentes molécules obtenues avec l'interféromètre du Plateau de Bure dans différentes sources : la molécule de CO dans deux disques entourant des étoiles Herbig Ae (CQ tau et MWC 758) et le couple de photo-dissociation CN - HCN dans deux disques autour d'étoiles T-Tauri (DM Tau et LkCa 15) et une étoile de Herbig (MWC 480). J'ai comparé ces observations aux prédictions d'un modèle de chimie (version modifiée du code *PDR* développé à Paris-Meudon).

Les observations de CO dans les disques peu massifs ont permis d'étudier le problème de la dissipation du gaz. J'ai montré que les disques peu massifs autour de CQ Tau et MWC 758 présentent une faible abondance de la molécule de CO malgré une température bien supérieure à la température de condensation du CO sur les grains. Parmi les paramètres étudiés pour expliquer ce résultat, la photo-dissociation du CO apparaît comme un processus valide pour expliquer la sous abondance de CO, d'autant plus que le grossissement des grains renforce son efficacité. Une modification du rapport gaz/poussière n'est pas forcément nécessaire. La molécule de CO n'est donc plus un traceur direct du rapport gaz/poussière dans de tels disques peu massifs. De plus, la température des gros grains peut être suffisamment basse pour empêcher la désorption du CO de la surface de ces grains.

D'autre part, CN et HCN sont observés à de très faibles températures d'excitation, ce qui tendrait à prouver que ces molécules sont situées près du plan du disque (plus près que prédit par les modèles incluant la déplétion sur les grains) et que ce plan est très froid, au moins pour les étoiles T-Tauri.

Abstract

Planetary formation takes place in the protoplanetary disks of gas and dust surrounding young stars. Nevertheless the overall properties of these disks are not yet well constrained by current observations. Observations in the millimeter domain bring constraints about the gas and dust composition of the disks. The chemistry of protoplanetary disks is thought to be dominated by two major processes : photo-dissociation in a warm upper layer (illuminated by the ultraviolet radiation from the central star and the ISRF), and depletion on dust grains in the disk mid-plane.

During my PhD thesis I studied the effect of several parameters (like the grain size distribution, the stellar UV intensity or the gas-to-dust ratio) on the molecular abundance distribution in the disks. I used IRAM-PdBI observations of several molecules : CO observations in two disks surrounding Herbig Ae stars (CQ Tau and MWC 758) and the two molecules affected by dissociation processes CN and HCN in three disks surrounding two T-Tauri stars and one Herbig Ae star. I compared the observational data with the output of a chemistry code (a modified version of the *PDR* Meudon code).

I studied more precisely the gas dissipation problem looking at the CO distribution in two low mass disks surrounding Herbig Ae stars. I showed that the mean CO abundance in those two sources is low despite disk temperatures above the CO condensation temperature. Modeling the chemistry, I find that photo-dissociation of CO is a viable mechanism to explain its low abundance, especially as grain growth processes increase its efficiency. A modification of the gas-to-dust ratio is not mandatory to explain the low CO abundance. Thus, CO is not a direct tracer of the gas-to-dust ratio in those low mass disks. Moreover, we find that the temperature of large grains can be low enough to prevent CO from being released from the grain surfaces.

For the other molecules, we find low excitation temperatures for CN and HCN. These observations suggest that those molecules are located in a region closer to the disk mid-plane than models including depletion on grains predict, and that the disk mid-plane is very cold (at least the T-Tauri ones).

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mes encadrants Stéphane Guilloteau, Michel Guélin et Anne Dutrey pour leur gentillesse et leur disponibilité ainsi que les membres du jury pour avoir accepté de se pencher sur mon travail et Gilles Henri et Jacques Derouard qui m'ont fait confiance.

Un grand merci aussi à tous le personnel de l'IRAM Grenoble et du Plateau de Bure pour leur chaleureux accueil et une mention particulière à Vincent Piétu pour m'avoir supporté dans son bureau. Il a tenté pendant deux ans de me convertir au foot et au poker, sans succès.

Je n'oublie pas le personnel du LAB et plus particulièrement Valentine Wakelam, les Franck (Hersant et Selsis), Julien, Cécile F. et Pierre ainsi que Reine et Cécile A.

Merci aussi à mes amis grenoblois avec qui j'ai passé deux ans de collocation inoubliables (Timothé, Philippe, Marie, Mathieu, Guillaume, Marine...), aux amis vélivoles toujours prêts à partager un planeur avec moi, à Christelle pour nos nombreuses années de complicité ainsi qu'à tout ceux que j'ai oublié de nommer.

Et enfin un énorme merci à mes parents à qui je dédie ce manuscrit.

Edwige

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Idées sur la formation stellaire et planétaire	1
1.1.1	La formation des étoiles de faibles masses	3
1.1.2	Les points obscurs	5
1.1.3	Les étoiles de masses intermédiaires Herbig HAe/Be	5
1.1.4	Les étoiles massives	6
1.2	Disques et systèmes planétaires	7
1.3	Objectifs de la thèse	8
2	Observations millimétriques	11
2.1	Vous avez dit radioastronomie ?	11
2.2	L'interférométrie	13
2.2.1	Description et principe de fonctionnement	13
2.2.2	De la calibration des données interférométriques	16
2.2.3	Reconstitution d'image	18
2.3	L'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI)	19
2.4	Contraintes sur l'observation des disques	21
2.5	ALMA	22
3	Description des disques protoplanétaires	25
3.1	Les modèles théoriques actuels	25
3.2	Description paramétrique des disques	27
3.3	Émission des disques	29
4	Analyse des données	35
4.1	Paramétrisation des disques	36
4.2	Analyse standard des observations	36
4.3	Utilisation non standard	38
4.4	Exemples d'analyse de disques	39
4.4.1	LkCa 15 et MWC 480	39
4.4.2	Analyse du gaz dans le disque protoplanétaire de GM Aur	41
4.4.3	Conclusion	44

5	Étude de la chimie : le Code <i>PDR</i> de Meudon	45
5.1	Présentation du code <i>PDR</i>	45
5.1.1	Vue d'ensemble	46
5.1.2	Bilan thermique	46
5.1.3	Particularité de la version utilisée : courbes d'extinction	47
5.2	Modifications et utilisations dans le cas des disques.	47
5.2.1	Modifications	47
5.2.2	Utilisations	49
5.3	Discussions	49
6	Du rayonnement UV	51
6.1	Champ UV incident	51
6.1.1	Le rayonnement interstellaire moyen (ISRF)	51
6.1.2	Le rayonnement UV des étoiles T-Tauri et Herbig H Ae	52
6.2	Transfert de rayonnement	56
6.2.1	Estimation de l'angle d'incidence	56
6.2.2	Pénétration du champ UV dans le disque	59
6.2.3	Code <i>PDR</i>	62
6.2.4	Comparaison avec la littérature	64
7	CQ Tau et MWC 758, des disques de transition ?	67
7.1	Les sources	67
7.2	Les observations	68
7.2.1	Données interférométriques	68
7.2.2	Analyse des observations	68
7.2.3	Vers une explication ?	70
7.3	Modèle chimique	72
7.3.1	Utilisation du code <i>PDR</i>	72
7.3.2	Effets «basiques»	72
7.3.3	Modélisation de CQ Tau	75
7.3.4	Modélisation de MWC 758	76
7.4	Piégeage du CO sur les gros grains froids	77
7.5	Conclusions	77
7.5.1	Ces disques sont-ils ionisés ?	78
7.5.2	La mystérieuse variabilité de CQ Tau	78
8	Étude de CN et HCN	79
8.1	Observations	80
8.1.1	Échantillon de sources	80
8.1.2	Les données et leurs analyses	81
8.1.3	Résultats	82
8.1.4	Excitation subthermale ou disque froid ?	83
8.2	Modélisation de la chimie de CN et HCN	84

8.2.1	Utilisations du code de chimie	84
8.2.2	Résultats et discussion	87
8.3	Évaluation des effets non ETL	97
8.4	Validité de la représentation des densités de colonnes par des lois de puissance	99
8.5	Conclusion	99
8.5.1	Chimie	99
8.5.2	Interprétation des observations	99
9	Conclusions et perspectives	101
A	Taux de réaction selon van Dishoeck et al. (2006)	105
B	Publications	109

Table des figures

1.1	Scénario de la formation stellaire	4
1.2	Surface d'iso-opacité pour différentes transition du ^{12}CO et ^{13}CO	9
2.1	Antenne de Groote Reber et vue du PdBI	12
2.2	Interféromètres opérants dans les domaines centimétrique et millimétrique	12
2.3	Schéma simplifié du fonctionnement d'un interféromètre à deux antennes	14
2.4	Observation d'une source étendue	15
2.5	Fonction de transfert de l'atmosphère	17
2.6	Fonction de transfert de l'atmosphère et les différentes bandes de fréquence observées par ALMA	23
2.7	Sensibilité de ALMA	24
3.1	Schéma d'un disque protoplanétaire	26
3.2	Température de brillance à 220 GHz et sensibilité d'ALMA	32
3.3	Lieux des iso-vitesses	33
4.1	Exemple de surface de iso- χ^2	38
4.2	Émission de la poussière autour de MWC 480 et LkCa 15	40
4.3	Émission du CO autour de GM Aur	42
4.4	Distribution radiale du χ^2	43
5.1	Courbes d'extinction	48
6.1	Spectres UV adoptés par van Zadelhoff et al. (2003)	53
6.2	Flux UV	54
6.3	Champ UV et domaine de photo-dissociation	55
6.4	Définitions des angles	57
6.5	Hauteur d'échelle $H(r)$, "surface" $Z(r)$ et rapport $Z(r)/H(r)$ en fonction du rayon.	59
6.6	Angle d'incidence du champ de rayonnement sur le disque	60
6.7	Transfert de l'UV dans le disque	63
6.8	Illumination du disque par le champ UV	64
6.9	Transfert de l'UV dans le disque selon Bergin et al. (2003)	65
7.1	Émission du CO J=2-1 autour de CQ Tau et MWC 758	69

7.2	Émission du CO J=1-0 autour de MWC 758	69
7.3	Distributions verticales des abondances de H, H ₂ , C ⁺ , C, et CO et de la température du gaz et de la poussière	73
7.4	Distributions radiales des densités de surfaces de H, H ₂ , C ⁺ , C, et CO	74
7.5	Distributions radiales des densités de surfaces de C ⁺ , C, et CO	75
8.1	Distribution de la température et de la densité pour les trois modèles de sources	86
8.2	Distribution radiale de la densité de surface de plusieurs molécules	88
8.3	Distribution verticale des abondances de H, H ₂ , C, C ⁺ , ¹² CO, CN et HCN	89
8.4	Distribution radiale du rapport des densités de surface de CN et HCN	90
8.5	Comparaison des chimie avec et sans Ly α	91
8.6	Résultats des modèles de chimie, comparaison avec les observations et la littératures	92
8.7	Résultats des modèles de chimie pour DM Tau	94
8.8	Résultats des modèles de chimie pour LkCa 15	95
8.9	Résultats des modèles de chimie pour MWC 480	96
8.10	Résultats des modèles de chimie pour DM Tau	97
8.11	Comparaison des modèles aux observations	98
A.1	Section efficace de réaction avec Ly α	105
A.2	Taux de photo-dissociation	106
A.3	Taux de photo-ionisation	107

Liste des tableaux

2.1	Corrélateur du PdBI	20
2.2	Configurations des 6 antennes disponibles au Plateau de Bure	20
4.1	Paramètres de la modélisation en loi de puissance des disques	37
4.2	Caractéristiques des sources	39
5.1	Facteur d’extinction N_H/A_v	49
6.1	Liste des notations	58
7.1	Aires intégrées de la raie du $^{12}\text{CO}(3-2)$	70
7.2	Meilleurs modèles	71
8.1	Paramètres de l’échantillon de sources	81
8.2	Transitions hyperfines de CN J=2–1 et HCN J=1-0	82
8.3	Meilleurs modèles. Tous les paramètres se réfèrent au rayon de référence $R_0 = 300 \text{ UA}$	83
8.4	Paramètres du disque de DM Tau	84
8.5	Paramètres des modèles physique des disques	85
8.6	Paramètres des simulations	87

Chapitre 1

Introduction

La quête des origines est une des questions les plus fondamentales et universelles que se pose l'humanité. Dès l'antiquité l'Homme a recherché dans le ciel une hypothétique réponse en développant des cosmogonies parfois très complexes. Avec Tycho Brahe l'étude des astres est devenue une science mais la question est restée : pourquoi existons nous ? C'est pourquoi l'étude des systèmes stellaires jeunes connaît un certain succès en astronomie en nous apportant des informations sur les mécanismes de formation des étoiles et des planètes et donc à terme de l'apparition de la vie.

Dans cette introduction je présenterai un rapide historique des idées sur la formation stellaire au cours du temps, puis je ferai le point sur le modèle standard de formation des étoiles de faible masse avant de parler de l'apport de l'interférométrie millimétrique dans l'étude des disques protoplanétaires. Je terminerai par l'enjeu scientifique de ma thèse.

1.1 Idées sur la formation stellaire et planétaire

Les monuments mégalithiques semblables à des observatoires astronomiques (alignements et orientation) témoignent de l'intérêt que l'homme a porté, très tôt, à l'observation de la voûte céleste. En -200 av JC, Érastosthène, alors directeur de la bibliothèque d'Alexandrie, calcule pour la première fois la circonférence de la Terre. De +100 au milieu du XVI^{ème} siècle le système géocentrique de Ptolémée et Aristote fait loi. Au XVI^{ème} siècle, Copernic déloge la Terre du centre de l'Univers avec le système héliocentrique. Il est soutenu par Kepler qui prouve, grâce à la masse de données accumulées par ce grand observateur que fut Tycho Brahe, que les orbites des planètes sont elliptiques, le Soleil occupant un des foyers de ces ellipses. Galilée (1564–1642) découvre les satellites de Jupiter (1610), observe les phases de Venus, les anneaux de Saturne et des montagnes sur la Lune. Newton (1643–1727) quant à lui, a révolutionné la mécanique avec la découverte des lois de la gravité (*Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* 1687). L'étude scientifique de la formation du système solaire connaît un renouveau. Plusieurs hypothèses se succèdent quand à la formation des planètes :

- l’hypothèse nébulaire : Descartes (1596–1650) suppose déjà que le Soleil et les planètes s’étaient formés à partir de la contraction d’une même nébuleuse. Kant (1755) puis Laplace (1796) améliorent le scénario en supposant que la rotation s’accélère au fur et à mesure de la contraction, il y a alors formation d’un disque au cœur duquel des instabilités créent des anneaux, puis des planètes.
- L’hypothèse catastrophique : Au XVIII^{ème} siècle Buffon émet une théorie selon laquelle le passage d’une étoile à proximité de notre Soleil (déjà formé) lui a arraché un filament de matière qui, en se refroidissant, a formé les planètes. Cette thèse fut abandonnée à la fin des années 30 (Russell, 1935, Spitzer, 1939) après avoir connu un certain succès.

La théorie nébulaire sera remise au goût du jour par la découverte d’une classe d’étoiles dites « T-Tauri » (Joy, 1945, 1949). Ces étoiles variables sont froides et leurs spectres présentent des raies en émission. De plus, elles sont clairement liées à des nébuleosités. Ambartsumian (1947) sera le premier à suggérer que ces objets sont jeunes. Les progrès dans le domaine instrumental et le lancement des premiers satellites ouvrent les fenêtres de l’ultra-violet (UV) et de l’infrarouge (IR) aux observateurs et permettent la découverte des excès IR des T-Tauri et des sources invisibles en optique mais émettant fortement en IR enfouies dans les nuages.

Pendant longtemps, les astrophysiciens n’ont eu qu’un seul exemple de système planétaire disponible pour l’étude de la formation planétaire : notre propre Système Solaire avec son cortège de planètes telluriques proche du Soleil et gazeuses plus éloignées. Le concept de Nébuleuse solaire de Masse Minimale proposé par Hayashi (1981) était admis par la communauté comme le mécanisme standard et universel de formation des systèmes planétaires. Ce modèle rend bien compte de la répartition des planètes autour du Soleil, avec les planètes telluriques proches de l’étoile et les planètes gazeuses, qui ne peuvent survivre à l’évaporation thermique, situées plus loin. La première exoplanète (Mayor & Queloz, 1995) a remis ce beau modèle en question car c’est une géante ($\sim 0.5 M_{Jupiter}$) qui orbite très près de son étoile 51 Peg ($a=0.05$ UA (Unité Astronomique) soit 7 fois plus près que Mercure du Soleil). Elle est le prototype d’une classe que l’on appelle « Jupiter chauds ». L’existence même de ce type de planète remet en cause le mécanisme classique de formation planétaire car une géante ne peut se former si près de son étoile (l’évaporation thermique y est trop importante). D’autres modèles ont été développés en tenant compte des interactions entre la planète et le disque qui tendent à faire migrer le corps planétaire vers l’étoile par échange de moment cinétique (Crida et al., 2007, Masset, 2008). Ce phénomène avait déjà été soulevé par Goldreich & Tremaine (1980) et Lin & Papaloizou (1986).

Notre Système Solaire où Jupiter n’a pas migré apparaît alors comme un cas particulier (bien que, comme nos observations sont biaisées vers les « jupiter chaud », il est tout à fait probable que la majorité des systèmes planétaires soient du type du système solaire).

1.1.1 La formation des étoiles de faibles masses

La théorie actuellement admise pour la formation des étoiles isolées de faible masse ($M < 2M_{\odot}$) se décline aujourd'hui suivant une séquence évolutive résumée dans la figure 1.1. Ce schéma a été établi d'après les observations de l'excès IR dans la distribution spectrale d'énergie (SED) des étoiles jeunes, l'excès IR indiquant la présence de poussière circumstellaire (Lada, 1987).

Un nuage moléculaire formé de gaz et de poussière s'effondre (en partie) sous l'effet d'une perturbation (extérieure comme l'onde de choc d'une supernova ou interne comme la dissipation de la turbulence ou encore la diffusion ambipolaire qui induit une réduction de la pression magnétique). Le nuage s'effondre donc, tout d'abord de manière isotherme (l'énergie libérée est rayonnée par les poussières) puis adiabatique lorsque le milieu devient optiquement épais. La température au cœur de la condensation augmente alors et le H_2 est dissocié ($T > 2000K$). Cette réaction endothermique provoque un second effondrement, la matière tombe sur l'objet central en rotation et forme un disque d'accrétion.

On définit plusieurs classes « d'évolution » :

1. Phase protostellaire

- Dans les protoétoiles de *classe 0*, la masse de l'objet central est inférieure ou égale à celle de l'enveloppe l'entourant, l'astre n'est observable que dans le domaine submillimétrique et est caractérisé par la présence de jets puissants et collimatés.
- Les protoétoiles de *classe I* commencent à émettre dans l'IR, elles sont entourées d'une enveloppe sphérique qui ne contient plus que quelques dixièmes de la masse de l'étoile et d'un disque d'accrétion. Les flots sont moins violents et moins collimatés que pendant la phase précédente.

2. Phase pré-séquence principale

- Les étoiles de la phase pré-séquence principale (PMS en anglais) de *classe II* sont typiquement les T-Tauri classiques (CTT). Les phénomènes d'accrétion et d'éjection sont beaucoup plus faibles (les flots ne sont plus présents que résiduellement). L'enveloppe est quasiment entièrement dissipée et le disque dit « protoplanétaire » composé de gaz et de poussière est aisément observable. L'étoile centrale produit un rayonnement de corps noir et son spectre présente des raies d'émission comme $H\alpha$. Au demeurant la largeur équivalente (W) de cette raie est utilisée pour définir les étoiles CTT ($W(H\alpha) \geq 10\text{\AA}$).
- Dans les étoiles de *classe III* (ou encore T-Tauri à faibles raies Weak line T-Tauri, WTT), il n'y a plus de trace d'accrétion ou d'éjection, les raies d'émission sont étroites et ces étoiles sont entourées d'un disque dit « de débris » où il n'y a quasiment plus de gaz et où la poussière présente est constamment renouvelée par collisions de corps plus gros (cailloux, planétésimaux).

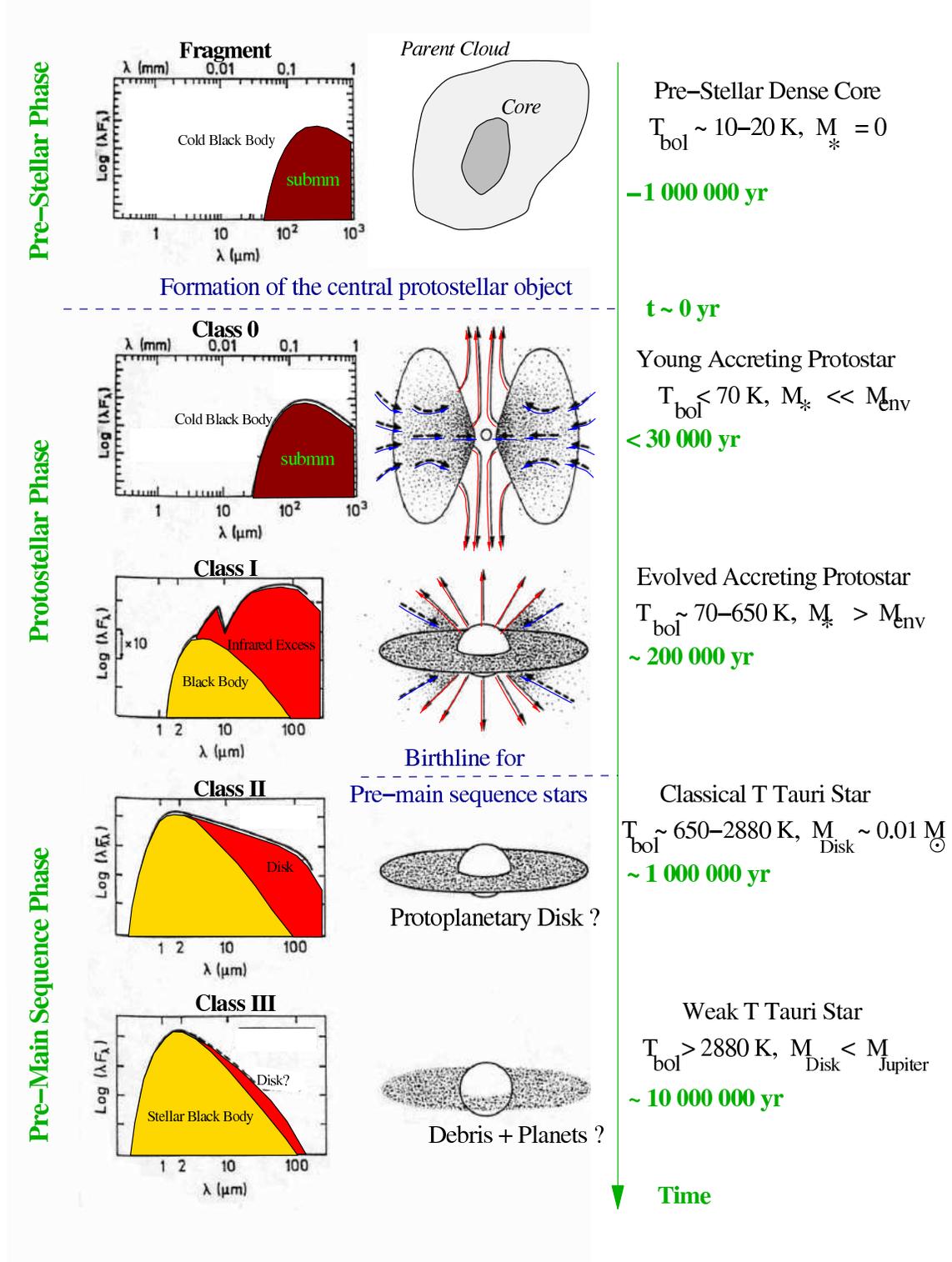


FIG. 1.1 – Scénario de la formation stellaire selon Lada (1987). Figure extraite de André (2002)

1.1.2 Les points obscurs

Ce schéma a été historiquement construit sur l'étude de la SED. Or il ne faut pas oublier que la formation stellaire est un phénomène continu, par conséquent la frontière entre les différentes étapes n'est pas bien définie : il existe des étoiles avec des SED correspondant à une classe 0 mais avec des jets peu collimatés (Bachiller, 1996) et on peut se poser la question de l'influence de l'orientation du système sur l'interprétation. Pour les proto-étoiles plus évoluées, des phénomènes comme la dissipation du gaz dans les disques ou bien la formation planétaire ne sont pas bien compris encore aujourd'hui (Youdin & Shu, 2002).

La dissipation des disques

Le passage des disques protoplanétaires aux disques de débris composés essentiellement de poussière nécessite un ou plusieurs mécanismes de dissipation du gaz.

- *accrétion* sur l'étoile centrale
- et/ou *photo-évaporation* sous l'effet du rayonnement ultra-violet de l'étoile sur le bord interne du disque (Alexander et al., 2006a,b) ou sous l'effet du rayonnement UV interstellaire sur le bord externe
- et/ou lors de la *formation planétaire* par accrétion du gaz dans les planètes géantes et ouverture de sillons ou cavités par effets de marée.

Aucun de ces mécanismes n'excluant les autres, toutes les combinaisons sont possibles.

La formation planétaire

Les planètes se forment dans les disques, et ce faisant interagissent avec ces derniers, notamment par échange de moment cinétique. L'objet planétaire crée une onde spirale de densité dans le disque qui elle-même réagit sur le corps et provoque la migration de la planète vers l'étoile. En même temps le corps planétaire ouvre un sillon ou une cavité centrale (suivant sa masse et sa localisation dans le disque Takeuchi et al., 1996) libre (ou quasi-libre) de poussière. On s'attend donc à voir de forts contrastes de densité dans les disques avec planètes géantes. Si les sillons ne sont pas détectables avec les instruments actuels les cavités sont dès aujourd'hui observables. Néanmoins, on ne sait pas bien quand la formation planétaire commence, si elle a lieu dans les disques protoplanétaires ou bien si elle débute dès la première phase de formation stellaire. L'observation systématique de ces objets nous apportera donc des informations sur la chronologie de la formation planétaire.

1.1.3 Les étoiles de masses intermédiaires Herbig HAe/Be

Le scénario de formation stellaire décrit ci-dessus (Lada, 1987) n'est validé (avec les réserves émises) que pour les étoiles dont la masse est inférieure à $2M_{\odot}$. Qu'en est-il pour les étoiles plus massives ?

Les contreparties massives des T-Tauri sont les étoiles de Herbig ($2M_{\odot} \leq M_* \leq 8 M_{\odot}$). Historiquement, les étoiles de Herbig Ae/Be ont été découvertes et cataloguées par Herbig (1960). Ce sont des étoiles de type A ou B observées dans les régions de formation stellaire connues, présentant des raies d'émission dans la série de Balmer et associées à des nébulosités optiques. Thé et al. (1994) ont réactualisé la définition et le catalogue de ces étoiles. Les étoiles H Ae/Be doivent maintenant satisfaire aux critères suivants :

- être de type spectral A ou B
- présenter des raies d'émission dans le spectre, notamment d'éléments très ionisés et/ou excités (afin de les distinguer des étoiles à photosphère normale de même type). De nombreuses raies interdites ont été observées dans la plupart des H Ae (Hamann, 1994, Boehm & Catala, 1994).
- présenter un excès IR (présence de poussière circumstellaire)
- être de classe de luminosité III à V, soit naine, sous-géante ou géantes d'après la classification MKK, pour éviter la confusion avec des étoiles évoluées de même type spectral. La classe de luminosité se distingue de la classe « d'évolution » présentée avant.

Si l'existence de matière circumstellaire autour de ce type d'étoile est indiscutable, sa géométrie (disque d'accrétion ou enveloppe ?) a fait débat (Waters & Waelkens, 1998, Natta et al., 2000). Or les observations et les modèles ont montré que de tels disques existent bel et bien (Grady et al., 2005, Piétu et al., 2003) et que le schéma de la formation stellaire de faible masse semble aussi valide pour les étoiles de Herbig Ae ayant des masses inférieure à $3 M_{\odot}$.

Les étoiles H Be étant plus chaudes et plus massives que les H Ae, leur environnement évolue encore plus vite. Pour les étoiles les plus massives ($> 8 M_{\odot}$), il n'est pas certain qu'un disque ait le temps de se former.

1.1.4 Les étoiles massives

Les étoiles dont la masse est supérieure à $8 M_{\odot}$ ne passent pas par la phase pré-séquence principale car la fusion de l'hydrogène commence dès la phase de contraction protostellaire (Palla & Stahler, 1993). Une des conséquences est l'existence d'une forte pression de radiation qui freine l'accrétion et peut éventuellement l'arrêter. Le simple scénario d'un effondrement gravitationnel ne peut donc expliciter de manière satisfaisante la formation des étoiles massives. Les observations dans l'infrarouge proche ont montrées que ces étoiles sont très souvent situées au cœur d'amas très dense. La théorie de la coalescence selon laquelle les étoiles massives se forment par collision de proto-étoiles moins massives est la plus répandue actuellement (Bonnell et al., 1998, Stahler et al., 2000).

Dans la suite je n'étudierai que des étoiles à disque T-Tauri et H Ae.

1.2 Disques et systèmes planétaires

Les satellites tels IRAS et IUE ont permis de détecter un excès d'émission en infrarouge et en ultra-violet par rapport au spectre photosphérique de l'étoile. L'excès IR est dû à la poussière circumstellaire (voir Shakura & Sunyaev, 1973, Lynden-Bell & Pringle, 1974, pour la théorie de l'émission des disques d'accrétion). L'excès d'émission UV est interprété comme provenant essentiellement de la chute de matière sur l'étoile, pendant laquelle une partie de l'énergie potentielle de la matière est transformée sous forme de rayonnement (Calvet & Gullbring, 1998). Des raies interdites en émission décalées vers le bleu ont été aussi observées, elles sont attribuées à un jet dont une composante se dirige vers l'observateur tandis que l'autre est cachée par le disque épais.

Puis les techniques d'observations se sont améliorées et les astronomes ont eu accès à l'information spatiale et non plus uniquement à la spectrométrie (SED) grâce à la Haute Résolution Angulaire (HRA). Les premières images d'un disque sont celles du disque de débris de β Pictoris obtenues par Smith & Terrile (1984). Dans les années 1990, c'est au tour des disques protoplanétaires d'être détectés dans le domaine submillimétrique (sub-mm) (Beckwith et al., 1990) puis imagés dans leur émission continuum (émission de la poussière) par Simon & Guilloteau (1992) puis spectrale dans les raies du ^{13}CO (Koerner et al., 1993, Dutrey et al., 1994). Des molécules telles CN, HCN, HCO^+ ont été observées dans ces objets (Dutrey et al., 1997, Kastner et al., 1997).

Les disques protoplanétaires sont en rotation Képlérienne (Guilloteau & Dutrey, 1994). Simon et al. (2000) ont mesuré la vitesse de rotation de plusieurs disques et en ont dérivé la masse des étoiles. Guilloteau & Dutrey (1998) ont montré l'existence d'un gradient radial de température. Des gradients verticaux de température ont été observés par Dartois et al. (2003) et Piétu et al. (2007).

Tous les disques ne sont pas semblables. Par exemple AB Aur n'est pas en rotation purement Képlérienne (Piétu et al., 2005). Nous n'avons pas d'explication à ce phénomène. Une des hypothèses évoquée est que le disque ne soit pas encore relaxé dans l'état Képlérien car le système montre des signes de jeunesse. LkCa 15 ne présente pas de gradient vertical de température (Piétu et al., 2007).

La première planète extra-solaire a été découverte de manière indirecte par Mayor & Queloz (1995). Ils ont utilisé la technique dite de la « vitesse radiale » qui consiste à analyser les variations de vitesse radiale de l'étoile (c'est-à-dire la composante de vitesse projetée sur la ligne de visée). Si l'étoile a un compagnon, le système tourne autour du centre de gravité commun et les variations de vitesses de l'étoile peuvent être déduites du spectre grâce à l'effet Doppler. La masse de la planète, au facteur $\sin i$ près (avec i l'angle d'inclinaison du système) est donnée par l'amplitude du mouvement de l'étoile.

Depuis nous en sommes à 306 exo-planètes (au 23 Août 2008). Chauvin et al. (2004) ont détecté de manière directe la première exo-planète. La prochaine étape sera d'observer les (proto-)planètes au cours de leur formation c'est-à-dire dans leurs disques. Les sillons qu'elle forment seront détectables avec l'interféromètre millimétrique de

nouvelle génération ALMA.

Les observations en IR (photométrie et interférométrie) sondent l'atmosphère des disques dans les quelques UA centrales mais l'opacité des poussières étant très forte dans ce domaine de longueur d'onde ces observations ne tracent aucunement les conditions régnant dans le plan des disques et ne sont sensibles qu'aux couches superficielles. Enfin les interféromètres millimétriques actuels sont sensibles aux disques externes (typiquement plus de 50 UA à 150 pc) et permettent de sonder leur plan. De plus la spectro-imagerie permet l'étude de la cinématique de la source.

1.3 Objectifs de la thèse

L'objectif final de cette étude est de contraindre les conditions physiques (densité, température...), régnant dans les zones de formation planétaire. Ces informations pourraient servir de conditions initiales aux théories de formation planétaire.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent les observations dans le domaine millimétrique nous apportent des contraintes à la fois sur la poussière (grâce au continuum) et sur la composition du gaz (grâce aux raies moléculaires). Les instruments actuels ne possèdent pas encore la sensibilité et la résolution angulaire nécessaires pour sonder les zones de formations planétaire. Pour le Plateau de Bure (PdBI) en configuration étendue, la résolution est de $0.5 \times 0.3''$ à $PA \sim 45^\circ$, ce qui correspond à la distance de la région de formation d'étoiles la plus proche visible depuis cet instrument, soit environ 150 pc à $\sim 45 \times 75$ UA. Les zones de formation planétaires seront accessibles avec le future interféromètre ALMA. Il est donc important de développer dès aujourd'hui des méthodes d'analyse de ces objets.

Comprendre la structure physique de ces disques protoplanétaires est indispensable à qui veut étudier les mécanismes de la formation des planètes. Or cette structure est très mal contrainte par les observations. H_2 , qui est le principal constituant du gaz contenu dans les disques ($\sim 80\%$ de la masse) est difficilement observable (molécule symétrique donc transitions quadripolaires) et n'émet qu'à haute température (> 100 K), or de telles zones chaudes se trouvent près de l'étoile ($R < 10$ UA) ou à la surface (atmosphère) du disque, tandis que le réservoir de masse est localisé dans le disque externe ($R > 30$ UA). Nous avons donc recours à d'autre molécules comme CO pour déterminer la masse du disque et la distribution spatiale du gaz en son sein. Mais pour pouvoir interpréter correctement les observations de ces molécules et en déduire les paramètres du disque il faut connaître leur distribution spatiale dans le disque. De plus, nous n'observons que des quantités intégrées sur la ligne de visée. Il faut donc remonter à la structure verticale par des chemins détournés. Une solution a été utilisée par Dartois et al. (2003) : il s'agit d'étudier simultanément plusieurs transitions de plusieurs isotopologues de CO, molécule dont la chimie est relativement bien connue, dans un disque relativement massif. On sonde ainsi plus ou moins profondément dans le disque (cf figure 1.2).

En outre, les conditions physiques dans les disques évoluent au cours du temps et

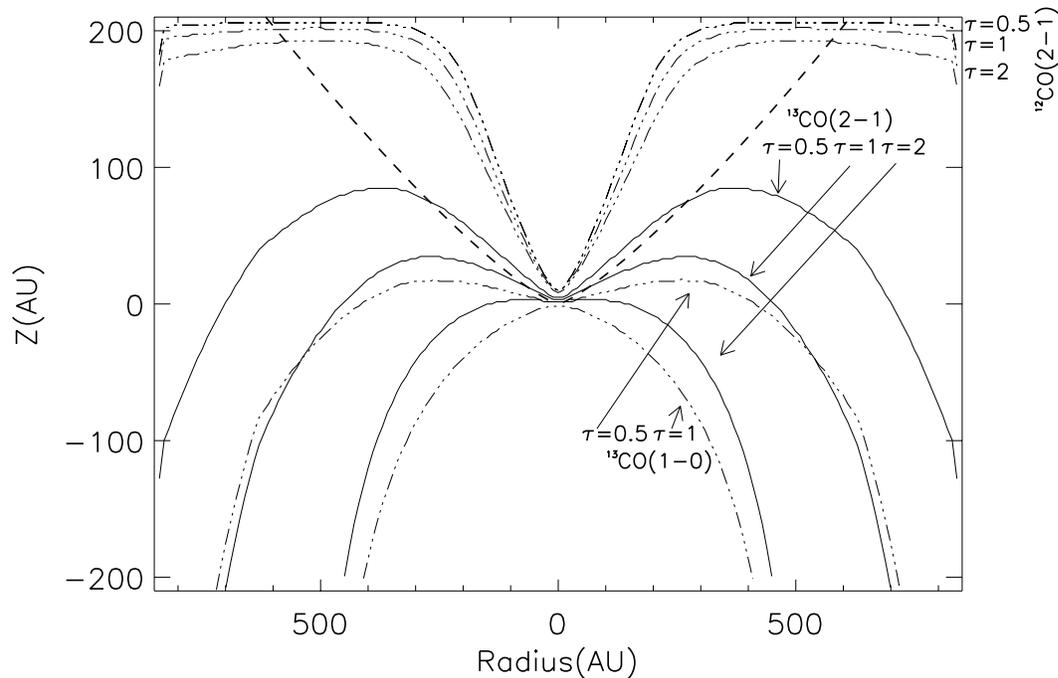


FIG. 1.2 – Surface d'iso-opacité pour différentes transition du ^{12}CO et ^{13}CO . Figure extraite de Dartois et al. (2003)

peuvent être très différentes de celles trouvées dans les nuages moléculaires, à cause en particulier des processus de grossissement des grains et de dissipation du gaz. Ces mécanismes ne sont pas bien connus et ont des effets rétroactifs sur la répartition des molécules, en affectant entre autres le transfert du champ de radiation ultra-violet qui contrôle les réactions de photo-dissociation. La chimie et la physique sont donc intimement couplées.

Vu le manque de sensibilité et de résolution des observations actuelles, nous avons besoin d'un modèle pour décrire et analyser les données. Dans le cas particulier des disques protoplanétaires, la densité et la température peuvent être déduites des observations grâce à un modèle simple. Dutrey et al. (1994) et Piétu et al. (2007) ont développé une méthode d'analyse des observations avec un modèle de structure où les paramètres physiques (densité de surface, température...) sont décrits par des lois de puissance du rayon, ce qui permet de représenter le disque avec un nombre raisonnable de variables (cf chapitres 3 et 4). L'utilisation de lois de puissance est justifiée par les modèles théoriques Pringle (1981).

Nous avons observé plusieurs molécules dans un échantillon de disques. Ces observations sont comparées aux résultats d'un code de chimie. Les atmosphères des disques se comportant comme des régions de photo-dissociation (détection de radicaux tels CN et C_2H , Dutrey et al., 1997) j'ai utilisé le code *PDR* développé à l'Observatoire de Meudon (Chapitre 5) (*PDR* pour Photo Dissociation Region) pour étudier la chimie. J'ai ainsi pu évaluer l'effet retro-actif de plusieurs paramètres comme le grossissement

des grains ou l'intensité du champ UV sur la répartition de molécules (CO, CN, HCN) dans les disques. Je me suis intéressée principalement à deux questions :

- La dissipation de la composante gazeuse des disques à travers l'étude de la déplétion apparente de CO dans deux disques peu massifs entourant des étoiles de Herbig Ae, (Chapitre 7).
- Les mécanismes de photo-dissociation et l'effet retro-actif de l'augmentation de la taille des grains sur la distribution des abondances moléculaires dans le disque avec l'étude du couple de molécules CN/HCN dans les disques entourant trois étoiles de masses différentes (deux T-Tauri et une Herbig Ae, respectivement de masses 0.5, 1 et 2 M_{\odot} ; cf Chapitre 8).

Dans le chapitre 2, je présente brièvement les observations millimétriques et, ayant passée mes deux premières années de thèse à l'IRAM, je parlerai plus particulièrement de l'interféromètre du Plateau de Bure. Dans le chapitre 3, je présente les différents modèles de disques à notre disposition, puis, j'expose notre méthode d'analyse des observations dans le chapitre 4 en l'illustrant avec deux exemples. Le code de chimie *PDR* est brièvement décrit dans le chapitre 5. Enfin, les chapitres 7 et 8 sont consacrés respectivement à l'étude du CO dans deux disques entourant deux étoiles de Herbig H Ae et aux résultats préliminaires de l'étude du couple CN/HCN dans les disques entourant deux étoiles T-Tauri et une étoile H Ae. Je termine ce manuscrit par les conclusions et perspectives qui découlent de ce travail.

Chapitre 2

Observations millimétriques

Sommaire

2.1	Vous avez dit radioastronomie ?	11
2.2	L'interférométrie	13
2.3	L'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI)	19
2.4	Contraintes sur l'observation des disques	21
2.5	ALMA	22

2.1 Vous avez dit radioastronomie ?

La radioastronomie est une science relativement jeune, elle a fait ses débuts dans les années 1930. C'est Karl Jansky qui observa pour la première fois un signal radio extraterrestre qui se révéla être le rayonnement de la Voie Lactée. En hommage l'unité de mesure usuelle de densité de flux porte son nom (symbole Jy : $1\text{Jy} = 10^{-26}\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$). Son travail a été repris en 1945 par Grote Reber, qui a établi la première carte du ciel grâce à une antenne parabolique de 9 m de diamètre équipée d'un récepteur opérant à 1,87 m de longueur d'onde (Figure 2.1-a). À la fin de la seconde guerre mondiale de nombreux radars militaires ont été recyclés en radiotélescopes centimétriques. Pour l'anecdote l'émission radio du Soleil a été découverte de manière fortuite par les opérateurs de radar anglais durant la guerre.

Le domaine millimétrique a été exploré plus tard. En France, en 1966, l'Observatoire de Bordeaux construisait un interféromètre de 2 antennes de 2,5 m de diamètre chacune, travaillant dans le domaine millimétrique. En 1979, un accord fut signé entre la France (Centre National de la Recherche Scientifique) et l'Allemagne (Max Planck Institut) pour la fondation de l'IRAM (Institut de RadioAstronomie Millimétrique). Cet Institut opère deux instruments : une antenne de 30 m de diamètre au Pico Veleta (2920 m d'altitude - Espagne) et un interféromètre situé sur le plateau de Bure (2550 m d'altitude - France). La construction de ce dernier a débuté en 1985. Il était constitué au début de 3 antennes de 15 m pour une distance maximale entre antennes (ligne de base) d'environ

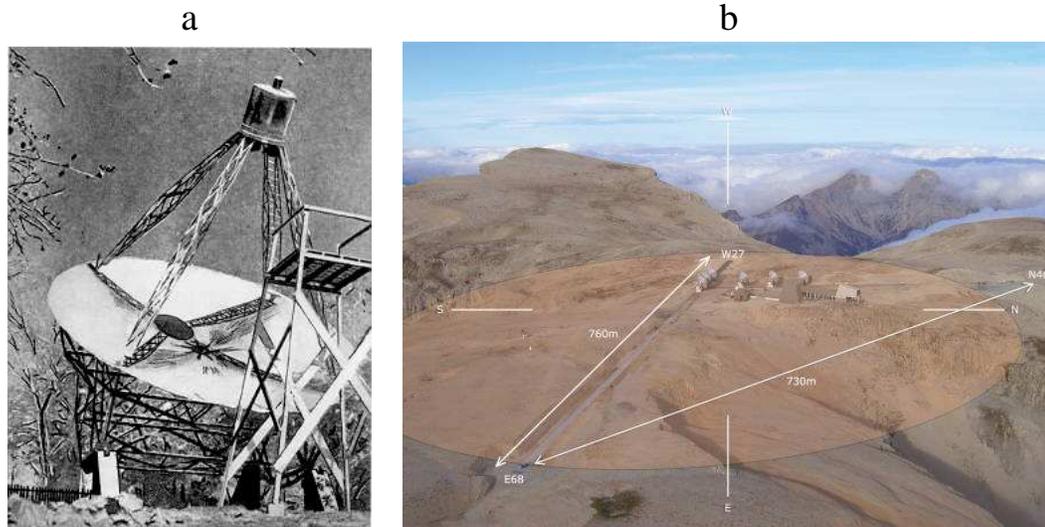


FIG. 2.1 – *a* : Antenne de 9m utilisée par Groote Reber, *b* : Vue aérienne de l’Observatoire du Plateau de Bure

Interféromètre	Emplacement	Configuration (antennes, base)	Longueur d’onde minimum	Date	Remarques
Molonglo Cross	Australie	18 000 m ²	35 cm	1953	
WSRT	Pays-Bas	14 × 25 m ; 2,7 km	3,6 cm	1970	
Ooty radiotel.	Inde	7 000 m ²	92 cm	1970	
UTR-2 array	Ukraine	140 000 m ²	12 m	1978	
MERLIN	Royaume-Uni	6 stations ; 217 km	6 cm	1980	1 mm en cours
VLA	États-Unis	27 × 25 m ; 27 km	7 mm	1980	En cours d’extension
EVN	Europe	18 antennes diverses en Europe + autres	Selon télescopes	1980	Réseau européen VLBI, connectable à MERLIN, au VLA et au satellite HALCA
OVRO	États-Unis	6 × 10,4 m ; 440 m	1 mm	1983	Déplacement et fusion pour former CARMA, à 3 000 m d’altitude
BIMA	États-Unis	10 × 6,1 m ; 2 km	1 mm	1989	
NMO	Japon	6 × 10 m ; 600 m	1 mm	1988	
IRAM	France	6x15 m ; 408 m E-O et 232 m N-S	1 mm	1989	
ATCA	Australie	6 × 22 m ; 6 km	2,6 mm	1990	Extension en cours des bases à 800 et 368 m
VLBA	États-Unis	10 × 25 m répartis sur tout le territoire des États-Unis	3 mm	1993	Aussi VLBI à 6 cm avec le radiotélescope japonais HALCA en orbite, lancé en 1997
DRAO ST	Canada	7 × 9 m ; 600 m	21 cm	1994	Grand champ
Ryle telescope	Royaume-Uni	8 × 13 m ; 4,8 km	2 cm	1995	
SMA	États-Unis	8 × 6 m ; 508 m	0,3 mm	1999	Altitude 4 000 m
GMRT	Inde	34 × 45 m ; 25 km	21 cm	2000	
ALMA	Chili	64 × 12 m ; 10 km	0,3 mm	2012	En construction

FIG. 2.2 – Interféromètres opérants dans les domaines centimétrique et millimétrique (Lequeux, 2005). La longueur d’onde indiquée est la plus petite observable par l’instrument en 2005. Les date indiquées sont celles de la première mise en service. Carma a été inauguré en 2006.

300 m. Le PdBI (Plateau de Bure Interferometer) a vu ses premières franges en 1988. Aujourd'hui il compte 6 antennes de 15 m pour une ligne de base maximale de 760 m (Figure 2.1-b). Le prochain grand instrument dans ce domaine de longueur d'onde sera ALMA¹ (Atacama Large Millimeter Array) opéré par l'ESO (Europe), le NRAO (États-Unis) et le NAOJ (Japon). C'est un interféromètre de 50 antennes de 12 m de diamètre, 12 antennes de 7 m et 4 de 12 m. Il est actuellement en cours de construction sur le plateau d'Atacama à 5000 m d'altitude au Chili.

2.2 L'interférométrie

Les observations avec une antenne unique étant limitées par la diffraction, leur résolution angulaire est de l'ordre de λ/D . Pour avoir une bonne résolution angulaire il faut donc construire des antennes de très grand diamètre (Pico Veleta : diamètre=30 m, résolution = 10–30'' à 1–3 mm). De plus la précision de surface doit être élevée. Or les contraintes techniques sont telles qu'il est difficile de réaliser des paraboles de plus de 100 m ayant une précision de surface suffisante pour observer dans le domaine millimétrique les difficultés apparaissent à partir de 40 m de diamètre. Pour remédier à ce problème les astronomes utilisent la technique de l'interférométrie (principe des fentes d'Young). La meilleure résolution angulaire obtenue à ce jour ($\sim 10\mu\text{as}$) a été obtenue en interférométrie radio avec la technique VLBI (Very Long Base Interferometry).

En faisant travailler en réseaux plusieurs antennes de dimensions raisonnables (compromis entre le nombre d'antennes et leur diamètre pour assurer une bonne sensibilité) on obtient un instrument possédant le pouvoir de résolution qu'aurait une parabole de diamètre équivalent à la plus grande distance entre deux antennes.

2.2.1 Description et principe de fonctionnement

Pour faire un interféromètre nous avons besoin :

- d'un site en altitude (atmosphère sèche) et suffisamment plat pour pouvoir déplacer les antennes sur de grandes lignes de bases.
- de plusieurs antennes
- de récepteurs
- d'un corrélateur combinant les signaux .
- d'un système de transport du signal
- de logiciels

Le principe de fonctionnement d'un interféromètre est illustré sur la figure 2.3 où on considère un interféromètre à deux antennes, notées "i" et "j". Le signal astronomique (assimilé à une onde plane de fréquence ν_{RF} et de phase Φ)

$$U(t) = E \cos(2\pi\nu t + \Phi) \quad (2.1)$$

¹<http://www.eso.org/sci/facilities/alma/>

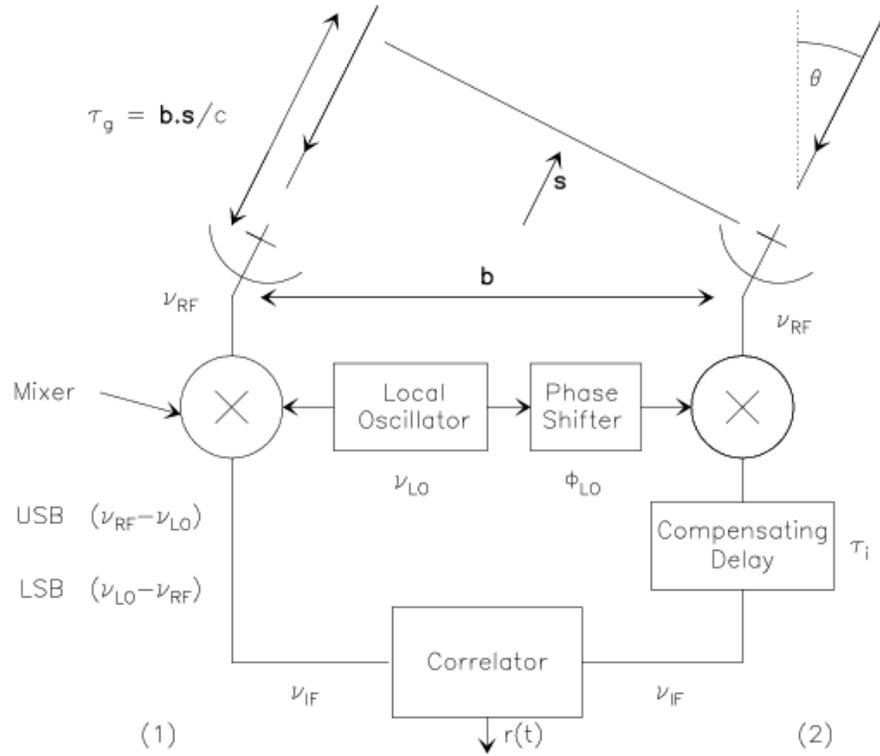


FIG. 2.3 – Schéma simplifié du fonctionnement d'un interféromètre à deux antennes

est intercepté successivement par les deux antennes séparées de la distance "b" (appelée «ligne de base»). La différence de temps d'arrivée sur les deux antennes est appelée «retard géométrique» τ_g . Le signal, se reflétant sur un (ou plusieurs) miroir(s), est conduit vers le récepteur. Un cornet le transporte vers un guide d'onde. Celui-ci sélectionne une seule polarisation et amène l'onde au mélangeur où elle est combinée avec une onde connue produite par un oscillateur local de fréquence ν_{OL} proche de ν et de phase Φ_{OL} .

$$U_{LO}(t) = Q \cos(2\pi\nu_{LO}t + \Phi_{LO}) \quad (2.2)$$

Le mélangeur est un système non linéaire qui fournit une réponse du type :

$$I(t) = a_0 + a_1 (U(t) + U_{LO}(t)) + a_2 (U(t) + U_{LO}(t))^2 + \dots \quad (2.3)$$

Après filtrage, il y a en sortie du récepteur deux ondes de fréquence (dite intermédiaire)

$$\nu_{IF} = \pm(\nu_{OL} \pm \nu_{RF})$$

et de phase

$$\Phi_{IF} = \pm(\Phi_{OL} \pm \Phi_{RF})$$

qui sont proportionnelles au champ électrique incident et à la tension de l'oscillateur local.

$$I(t) \propto EQ \cos(\pm(2\pi(\nu - n\nu_{LO})t + \Phi - \Phi_{LO})) \quad (2.4)$$

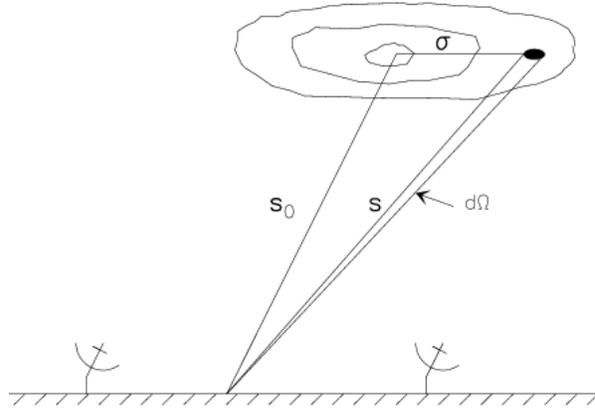


FIG. 2.4 – Observation d'une source étendue

Suivant les instruments, elles sont soit récupérées toutes les deux (récepteur DSB - Double Side Band), soit l'une d'entre elles est rejetée (récepteur SSB - Single Side Band). Ce type de récepteur convertissant la fréquence observée en une fréquence plus basse pour permettre son amplification et son transport est appelé *hétérodyne*.

Les deux signaux des deux antennes sont alors dirigés vers le corrélateur où ils sont échantillonnés, corrigé du retard géométrique τ_g et corrélés électroniquement. Pour une source ponctuelle, en considérant $\nu_{IF} = \nu$ par souci de simplicité, la réponse du corrélateur est donnée par la multiplication des deux réponses en tension suivit par une moyenne sur le temps (indiquée par les guillemets simples $\langle \rangle$) :

$$r(t) = \langle E Q \cos(2\pi\nu(t - \tau_g(t))) E Q \cos(2\pi\nu t) \rangle \quad (2.5)$$

$$r(t) \propto E^2 Q^2 \cos(2\pi\nu\tau_g(t)) \quad (2.6)$$

$\tau_g(t) = (\vec{b} \cdot \vec{s})/c$ est le retard géométrique. Il varie à cause de la rotation terrestre. La réponse du corrélateur est proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde incidente, c'est-à-dire à la puissance incidente.

Si maintenant on considère une source non ponctuelle (voir la figure 8.11), le signal reçu par l'instrument est :

$$B_i(s) B_j(s) I(s) d\Omega \delta\nu \quad (2.7)$$

$B_i(s)$ étant la réponse en tension de l'antenne "i" et $B_j(s)$ celle de l'antenne "j", $B(s) = B_i(s) B_j(s)$ la réponse en puissance de l'interféromètre et $I(s)$ la distribution de brillance sur le ciel,

$$r(t) = d\nu \int_{ciel} B_i(s) B_j(s) I(s) \cos(2\pi\nu(\vec{b} \cdot \vec{s})/c) d\Omega \quad (2.8)$$

On définit V la visibilité complexe telle que :

$$V = |V| e^{i\Phi_V} = \int_{ciel} B(s) I(s) e^{-2i\pi\nu\tau_g} d\Omega \quad (2.9)$$

d'où

$$r(t) = |V| \cos(2\pi\nu\tau_g - \Phi) d\nu \quad (2.10)$$

en intégrant sur la largeur de bande $\Delta\nu$ on obtient

$$R = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_0 - \Delta\nu/2}^{\nu_0 + \Delta\nu/2} |V| \cos(2\pi\nu\tau_g - \Phi_\nu) d\nu \quad (2.11)$$

$$= |V| \cos(2\pi\nu_0\tau_g - \Phi_\nu) \frac{\sin(\pi\Delta\nu\tau_g)}{\pi\Delta\nu\tau_g} \quad (2.12)$$

enveloppe en sinus cardinal. Il faut compenser le retard géométrique. Cette correction est appliquée en temps réel après la conversion en fréquence et avant la corrélation de manière électronique.

La sortie du corrélateur est donc une visibilité complexe qui est la transformée de Fourier de la corrélation de la réponse en puissance de l'instrument par la distribution en brillance de ciel.

$$V(u, v) \xleftrightarrow{TF} B \times I(x, y) \quad (2.13)$$

2.2.2 De la calibration des données interférométriques

Comme tout instrument, un interféromètre millimétrique n'est pas parfait, et de plus les observations sont perturbées par l'atmosphère. Il faut donc calibrer :

- *l'atmosphère* : les raies d'absorption par la vapeur d'eau (ainsi que le O₂ et le O₃) contenue dans l'atmosphère sont les ennemis du radioastronome (voir les fonctions de transfert de l'atmosphère en fonction de la quantité de vapeur d'eau sur la figure 2.5). La turbulence, due notamment aux phénomènes de convection, rajoute du bruit sur la phase et peut rendre toute observation impossible.
- *le retard géométrique (en phase)* qui n'est pas constant dû à la rotation de la Terre (calibration faite en temps réel).
- *les antennes* qui n'ont pas toutes la même efficacité (défaut de surface...). Cette calibration est effectuée en partie en temps réel et avec la calibration de flux qui elle est faite a posteriori par l'observateur.
- *les câbles*. Ils ont des longueurs différentes suivant les antennes (configurations). La calibration est faite en temps réel, notamment le suivi de la phase de l'oscillateur local Φ_{LO} .
- *la bande passante* : réponse en fréquence de l'instrument.

On considérera notre interféromètre comme un système linéaire.

Gains des antennes En notant \tilde{V}_{ij} les visibilités observées et V_{ij} les visibilités réelles on a donc à un instant t donné la relation :

$$\tilde{V}_{ij}(t) = G_{ij}(t)V_{ij}(t) + \eta_{ij}(t)$$

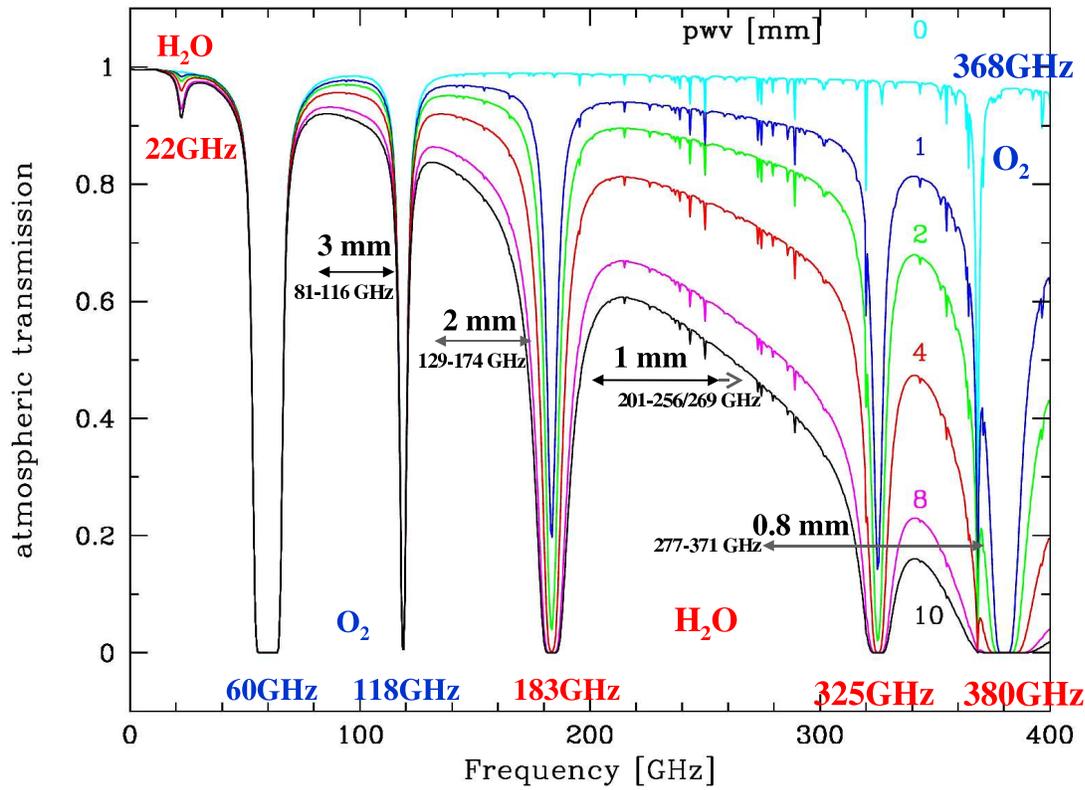


FIG. 2.5 – Fonction de transfert de l'atmosphère pour différentes valeurs de vapeur d'eau (en mm de vapeur d'eau précipitable). Les différents bandes de fréquence (bien-tôt) disponibles au PdBI sont indiquées.

où η_{ij} est la contributions du bruit thermique et G_{ij} est le gain complexe pour la ligne de base ij . Ce dernier peut se décomposer en gain par antennes. Avec $g_i(t) = a_i(t)e^{i\phi_i(t)}$ le gain de l'antenne i :

$$G_{ij}(t) = g_i(t)g_j^*(t) = a_i(t)a_j(t)e^{i(\phi_1(t)-\phi_j(t))}$$

Calibration IF. Chaque sous-bande du corrélateur est indépendante des autres (différent filtres...). La réponse en fréquence (amplitude et phase) est calibrée par ligne de base en temps réel en observant une source de bruit.

Bande passante. Le signal astrophysique n'est pas monochromatique, il faut donc calibrer la bande passante. En supposant que cette calibration est indépendante du temps, le gain de l'antenne i s'exprime comme :

$$g_i(\nu, t) = g_i(\nu)g_i(t)$$

Les gains par antennes sont mesurés en observant des sources ponctuelles à fort flux connu et en normalisant les visibilités à la fréquence ν au flux de chaque source.

Phase et amplitude. La phase et l'amplitude du signal sont affectées par plusieurs phénomènes.

- L'atmosphère : les turbulences de courte période induisent des pertes d'amplitude par décorrélation et les variations à grande échelle de temps peuvent être interprétées à tort comme de la structure.
- Les erreurs de détermination des lignes de bases (c'est-à-dire des positions physique des antennes)
- Les erreurs de pointage et/ou de focalisation, dues entre autres à la déformation des antennes
- Les dérives dans les composants électroniques.

L'instrument est conçu pour minimiser ces problèmes. **insister sur le role de la vapeur d'eau (abosorption et diffraction) + problemem de la transmission par cables (connaitre la longueur) envoie du LO en cable coax et pas fibre optique car passe apres dans un multiplieur et donc une petite erreur deviens une grande faute.**

Calibrateurs Lors d'une observation on observera donc en plus de la source des calibrateurs dit « RF », « de phase et d'amplitude » et « de flux ». Ce sont des sources ponctuelles (dont la transformée de Fourier a une amplitude constante et une phase nulle) qui doivent satisfaire certain critères :

- être forte c'est-à-dire posséder un flux élevé (et même très forte pour le calibra- teur "RF" qui calibrera la bande passante).
- avoir un flux constant (ce qui n'est malheureusement pas le cas des quasars) ou le mieux connu possible pour les calibrateurs de flux.
- pour les calibra- teur d'amplitude et de flux, ne pas être polarisé.
- pour les calibrateurs de phase, être situés près de la source (en projection bien sûr) et idéalement de part et d'autre de celle-ci afin de ne pas propager les erreurs de lignes de base.

Les calibrateurs de flux et de phase servent aussi pour suivre le pointage et le foyer (mise au point). Pour toutes ces raisons les calibrateurs sont des quasars, mais ils présentent le désavantage d'être soumis à des variations d'intensité non prédictive. Au PdBI, pour aider à la calibration de flux, on utilise deux sources suffisamment compactes de flux constant et connu lorsque celles ci sont visibles. Il s'agit d'une étoile post-AGB et d'une étoile Be qui présentent la particularité d'être entourée par une région HII compacte. Ces sources commencent à être partiellement résolues dans la configuration la plus étendue.

Ces différentes calibrations sont faites durant les observations ou a posteriori.

2.2.3 Reconstitution d'image

Un interféromètre est en réalité un «transformateur de Fourier», c'est-à-dire que, selon le théorème de Zernicke van Citter

Pour une source incohérente et quasi-monochromatique, le degré complexe de cohérence est égal à la transformée de Fourier normalisée de distribution d'intensité de la source.

Grâce au corrélateur complexe on mesure les visibilitées complexes (phase et amplitude) $V(u, v, \nu)$.

Un interféromètre échantillonnera donc le plan de Fourier (encore appelé plan uv , u et v étant les fréquences spatiales). Une mesure avec 6 antennes donnera donc 30 mesures dans le plan uv (2 mesures symétriques par lignes de base). Cependant, le nombre limité d'antennes ne permet pas de couvrir tout le plan uv . Pour limiter cet inconvénient on observe une même source avec différentes configurations d'antennes. De plus, grâce à la rotation de la Terre les lignes de bases projetées changent au long d'une observation et donc le plan uv est échantillonné suivant des ellipses. c'est ce qu'on appelle la *super-synthèse*.

À partir de ces informations une image (distribution de brillance de la source) peut être construite en faisant la transformée de Fourier des visibilitées. Malheureusement, le système n'étant pas idéal les cartes dites «sales» obtenues ne sont pas facilement utilisables car le plan de Fourier n'est pas parfaitement échantillonné. + **le bruit et les éventuelles erreurs de calibration, manque les espacements courts** Il faut les «nettoyer» en les déconvoluant du lobe de l'instrument. Cette opération se fait grâce à la méthode CLEAN ou une de ses dérivées (Högbom, 1974, Clark, 1980).

2.3 L'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI)

Ayant utilisé le PdBI au cours de ma thèse j'en fais ici une brève description².

Les 6 antennes du PdBI sont de type Cassegrain. Les miroirs primaires ont une précision de surface de $60 \mu\text{m}$ (40 à $70 \mu\text{m}$). Les antennes sont équipées d'un système permettant de les déplacer le long des voies.

Depuis décembre 2007 chaque antenne est équipée de **3 récepteurs** - 3mm (80–116 GHz), 2mm (129–174 GHz), 1.3mm (201–267 GHz) (une quatrième bande à 0.8mm soit 277–371 GHz est en cours d'installation) - Chaque bande en fréquence est observée dans les deux polarisations orthogonales (même fréquence sur le ciel). Les mélangeurs (à jonctions SIS, refroidi à 4 K par de l'hélium liquide) observent dans le mode « simple bande » (rejet de la bande image $\sim 10\text{dB}$). Il est actuellement impossible d'observer dans plusieurs bandes de fréquence en même temps. Cependant dans certains cas les suivis du pointage et du foyer peuvent être effectués dans une bande de fréquence différente des observations sur la source. Les deux fréquences IF (largeur 4 GHz) sont rapatriées au corrélateur par fibre optique.

Le corrélateur actuel du PdBI ne peut pas traiter entièrement les 4 GHz (de 4 à 8 GHz) des fréquences IF. Ces dernières sont donc divisées en 4 bandes de 1 GHz appelées « quartiers » Q1, Q2, Q3 et Q4 (voir le tableau 2.1).

²Pour plus de détails voir le site internet de l'IRAM <http://iram.fr/IRAMFR/TA/index.htm>

Quartier	Q1	Q2	Q3	Q4
IF(GHz)	4,2–5,2	5–6	6–7	6.8–7.8
entrée 1	HOR	HOR	VER	VER
entrée 2	VER	VER	HOR	HOR

TAB. 2.1 – Répartition des quartiers du corrélateur. HOR : polarisation horizontale, VER : polarisation verticale

Le corrélateur possède huit unités indépendantes pouvant être placées n'importe où dans les quartiers (100–1100 MHz, pas 0.25 MHz). Chaque unité peut être réglée selon 7 modes différents (largeur de 20 à 320 MHz résolution correspondante de 0.04 à 2.5 MHz)

Les 6 antennes peuvent être déplacées sur 32 stations disposées le long des deux voies formant un T (figure 2.1-b). La branche nord-sud est longue de 760 m et l'est-west de 408 m. L'angle entre les deux branches est de 75° . Les stations sont espacées de 8m et sont nommées suivant l'orientation de la branche où elles se trouvent et la distance qui les sépare de l'intersection des deux branches (W00) en multiple de 8m. **4 configurations** standards sont disponibles au Plateau de Bure (tableau 2.2). Les antennes sont disposées de manière à optimiser la couverture du plan uv avec différentes résolutions spatiales

- « D » est la configuration la plus compacte. Elle est donc la plus sensible (peu de dé-corrélation entre antennes, bruit de phase le plus bas) et est utilisée pour les détections et les mosaïques
- « C » est un peu moins compacte que la configuration D. C'est la configuration qui présente la meilleure couverture du plan uv (lobes secondaire les plus faibles).
- « B » est plus étendue et est utilisée la plupart du temps avec la configuration A (pour améliorer la sensibilité) ou C (pour améliorer la résolution)
- « A » est la configuration la plus étendue et fournit donc la meilleure résolution angulaire ($0.8''$ à 100 GHz, $\sim 0.35''$ à 230 GHz), elle est bien adaptée pour la cartographie de sources fortes.

Configurations	Stations					
D	W08	W05	E03	N02	N07	N11
C	W12	W09	E04	N10	N11	N17
B	W27	W12	E12	E23	N20	N46
A	W27	E04	E24	E68	N29	N46

TAB. 2.2 – Configurations des 6 antennes disponibles au Plateau de Bure

Des observations effectuées dans plusieurs configurations peuvent bien évidemment être combinées pour améliorer l'échantillonnage du plan uv . La plus petite ligne de base disponible est de 24m, ce qui implique que toute émission étendue de la source est filtrée. Il est possible de récupérer cette information en faisant des observations au

télescope de 30m de l'IRAM (zero-spacing) et de combiner ces données avec celles du PdBI.

La suite de **logiciels GILDAS**³ permet de réaliser l'instrument, de calibrer les observations (*CLIC*) et de reconstruire des images (*MAPPING*)

Des appels à projets sont ouverts deux fois par ans (en mars et septembre) pour les deux instruments opérés par l'IRAM. Au Plateau de Bure les observations se font par les astronomes de l'IRAM. Elles sont planifiées selon un plan modulable qui permet d'optimiser au mieux le temps de l'instrument en fonction des conditions notamment météorologiques.

Note : J'ai passé mes deux premières années de thèse à l'IRAM pendant lesquelles j'ai pu me familiariser avec l'instrument. Je suis montée trois fois à l'observatoire en tant qu'AOD (Astronomer On Duty).

2.4 Contraintes sur l'observation des disques

Nos observations restent limitées par les instruments.

1. *La résolution angulaire* est un des points les plus limitants pour les observations des disques protoplanétaires car nous ne sommes sensibles qu'aux parties externes.
2. *la sensibilité* (en densité de flux) s'exprime comme

$$\sigma = \frac{J_{pK} T_{sys}}{\eta \sqrt{N_{pol} N_a (N_a - 1) N_c t_{on} B}}$$

avec

- J_{pK} le facteur de conversion de Kelvin à Jansky
 - T_{sys} la température du système
 - η le rendement de l'interféromètre
 - N_a le nombre d'antenne
 - t_{ON} le temps total d'intégration sur la source
 - B la largeur spectrale
 - N_{pol} le nombre de polarisation (au PdBI)
 - N_c le nombre de configuration utilisé pour les observations
- soit en termes de température de brillance :

$$\delta T = \frac{2 \log 2}{\pi k} \left(\frac{c}{\nu} \right)^2 \frac{1}{\theta_1 \theta_2} \sigma$$

où $\theta_1 \theta_2$ sont le petit et grand axe du lobe de l'interféromètre.

³[http :www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS](http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS)

La sensibilité variant comme la surface du champ de vue (plus précisément comme le rapport de la surface du lobe synthétisé sur le lobe primaire d'une antenne), l'instrument est moins sensible dans les configurations étendues qui apportent la meilleure résolution angulaire que dans les configurations compactes. Il y a donc un compromis à faire entre sensibilité et résolution angulaire.

3. Une bonne couverture du plan uv (donc un bon échantillonnage des fréquences spatiales) est une condition nécessaire pour avoir des observations exploitables.

De plus, si les calibrations d'amplitude et de phase sont importantes (pour ne pas avoir d'artefacts de structure de disques, comme la présence de « taches » pouvant faire penser à des bras spiraux ou de trous non réels) la calibration de flux est aussi très importante. En effet, c'est elle qui nous donne la température de brillance de l'émission. En outre, nos observations s'échelonnent le plus souvent sur une grande période de temps (plusieurs sessions d'observations d'un même proposal, plusieurs configurations d'antennes...), il faut donc calibrer les différents jeux de données de manière cohérente au moins en relatif (la calibration absolue restant toujours sujette à caution) pour éviter tout biais sur la mesure de la taille de la source. Nous avons donc une référence interne de flux : une source forte et relativement compacte commune à toutes les observations et dont on compare le flux en continuum, MWC 480.

2.5 ALMA

Le prochain grand instrument dans le domaine millimétrique est ALMA⁴ (Atacama Large Millimeter Array) fruit d'une collaboration internationale, principalement entre l'Amérique du nord, l'Europe et le Japon. Il est en cours de construction sur la plateaux de Chajnantor dans les Andes chiliennes à plus de 5000m d'altitude.

L'interféromètre sera composé de 50 antennes de 12m opérant dans le domaine de longueur d'onde 0.4–3mm (84–720 GHz). Les différentes configurations possibles avec des lignes de bases variant de 15m à 18km permettant d'atteindre des résolutions de 0.005'' aux plus hautes fréquences.

Pour couvrir les espacements courts «short-spacing» et l'espacement zero «zero-spacing» 12 antennes de 7 m de diamètre formant ACA (Atacama Compact Array) et 4 antennes de 12 m travaillant en mode « antenne unique » permettront d'observer des sources étendues. ALMA sera 5 à 20 fois plus sensible que les interféromètres actuels et ouvrira réellement le domaine sub-mm (jusqu'alors limité aux raies de CO (J=3-2) avec la faible surface collectrice du SMA). En ce qui concerne l'observation des disques protoplanétaires, avec ALMA et grâce aux meilleures sensibilité et résolution angulaire, nous aurons accès à :

- la structure en gaz et en poussière (sillons planétaires...)
- aux raies moléculaires faibles, donc à la détection d'autres molécules (par exemple CH₃OH traceur de la chimie sur les grains)

⁴voir <http://www.eso.org/sci/facilities/alma/index.html>

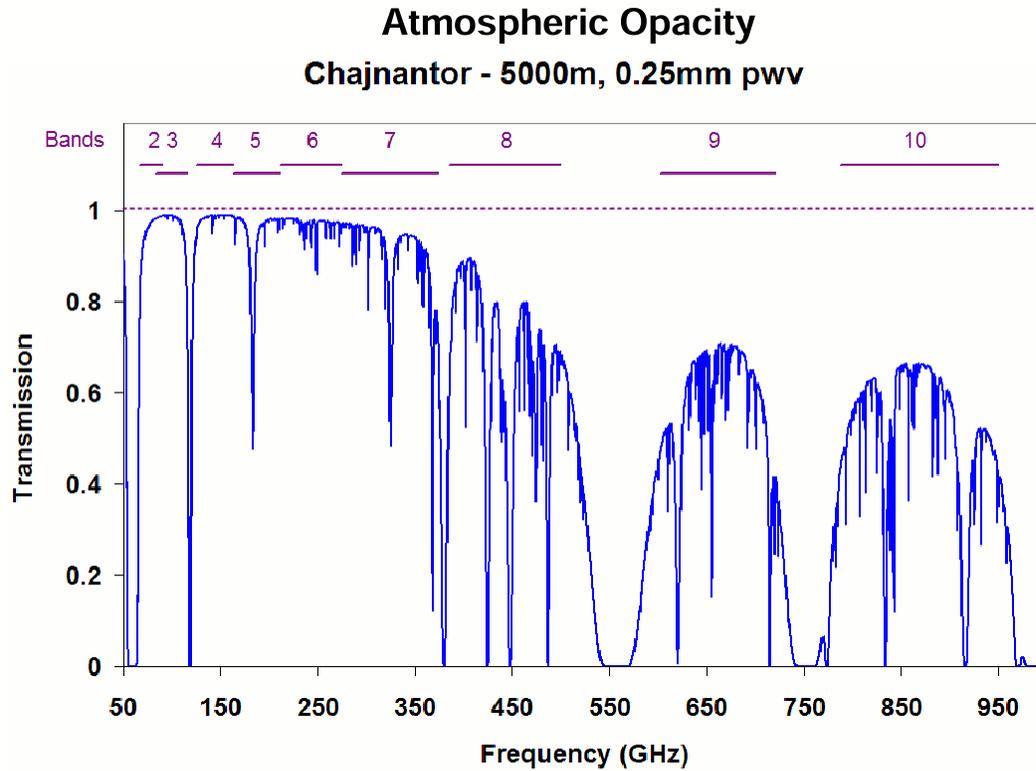


FIG. 2.6 – Fonction de transfert de l’atmosphère et les différentes bandes de fréquence observées sur le site d’ALMA (© ESO)

- la dépendance en rayon de la densité de surface
- une mesure plus fiable de l’indice spectral de la poussière (grâce à la meilleur couverture spectrale) et sa dépendance en rayon (information sur le grossissement des grains en fonction du rayon)
- une évaluation du rapport gaz/poussière
- et peut-être à imager les disques de débris.

De plus, la meilleur sensibilité nous autorisera à faire des « survey » c’est-à-dire une étude systématique d’un ensemble de sources. Le grand domaine spectral nous permettra d’observer plusieurs transitions d’une même molécule. Nous pourrons déterminer les conditions d’excitation des molécules et par conséquent leur localisation dans le disque (à travers les conditions en densité). Au final une « image » 3-D du disque pourra être reconstruite.

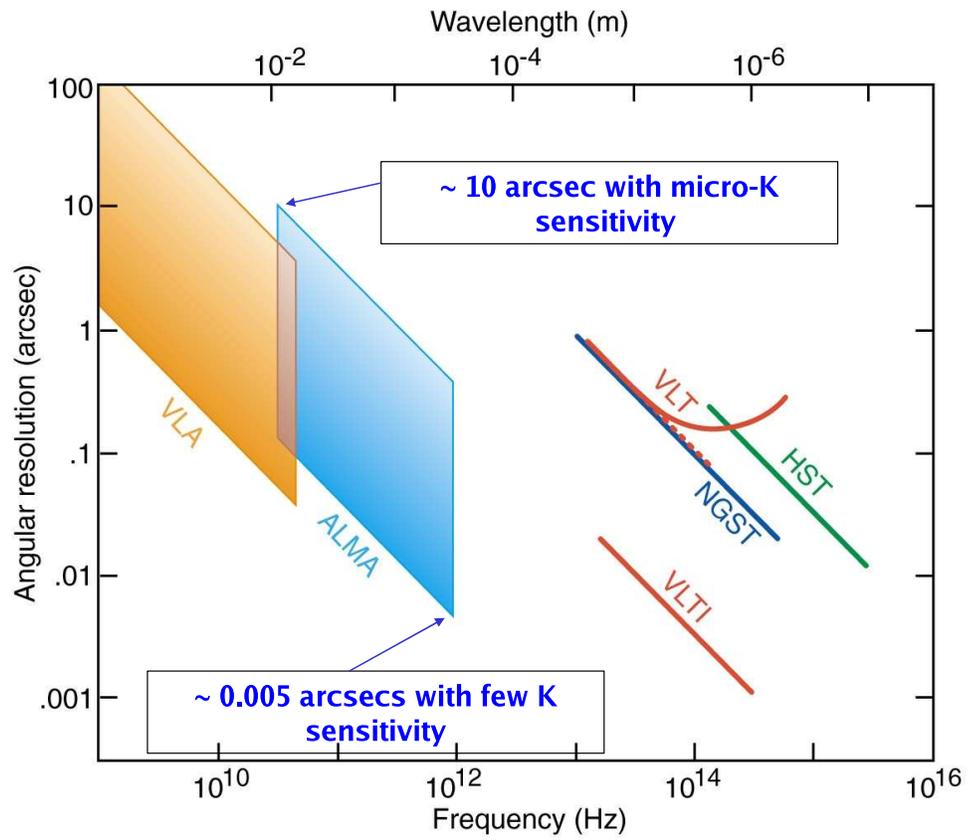


FIG. 2.7 – Sensibilité de ALMA © ESO)

Chapitre 3

Description des disques protoplanétaires

Sommaire

3.1 Les modèles théoriques actuels	25
3.2 Description paramétrique des disques	27
3.3 Émission des disques	29

Les observations en lumière diffusée de disques dans la fin des années 90 (avec par exemple le cas de HH30, Burrows et al., 1996) ont montré que ces disques n'ont pas une géométrie plane mais sont au contraire évasés. Leur surface intercepte donc plus de lumière en provenance de l'étoile centrale que dans le cas d'une géométrie plane. Des modèles de disques ont été développés avec cette géométrie particulière en dérivant de manière cohérente la structure thermique de ces objets.

3.1 Les modèles théoriques actuels

Le modèle de disque actuel est basé sur le modèle de disque d'accrétion visqueux. Ces disques sont en rotation quasi-Képlérienne. Pour un rayon supérieur à 10 UA, l'énergie produite par l'accrétion est inférieure à l'énergie reçue de l'étoile, les disques externes sont donc passifs.

La figure 3.1 présente une coupe d'un disque protoplanétaire théorique. Le disque est évasé, il est éclairé par le rayonnement UV de l'étoile et le champ interstellaire, et soumis aux rayons cosmiques. L'étoile accrete encore de la matière (taux d'accrétion typique d'une T-Tauri $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{an}$, Hartmann et al. (1998)). Les observations nous ont montré que le milieu est légèrement turbulent (l'élargissement turbulent des raies de CO mesuré dans nos disques étant de l'ordre de 0.1 km/s) et que ces disques sont froids (20–30 K à 100 UA) et mesurent entre 100 et 900 UA de rayon.

Le disque est modélisé par trois couches :

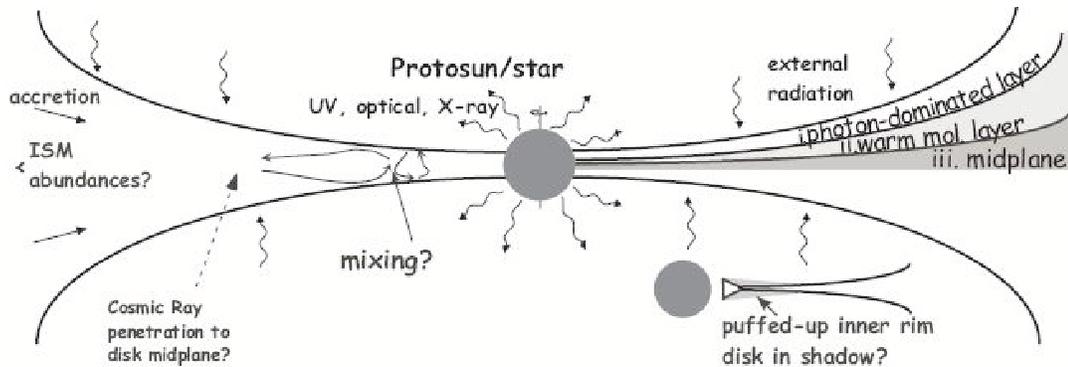


FIG. 3.1 – Schéma d'un disque protoplanétaire (Bergin et al., 2004a)

1. la couche directement illuminée par le rayonnement UV est dominée par les réactions de photo-dissociation.
2. plus profond dans l'atmosphère, le rayonnement UV commence à être atténué efficacement et il se forme une couche moléculaire chaude.
3. dans le plan du disque la température est supposée être suffisamment basse pour que les molécules se collent sur les grains.

Plusieurs modèles physiques de disques peuvent être trouvés dans la littérature :

Chiang & Goldreich (1997, 1999) Le disque est passif et en équilibre radiatif et hydrostatique. C'est un modèle à deux couches où la partie supérieure du disque est directement chauffée par le rayonnement de l'étoile et la température des grains peut-être supérieure à celle du gaz. Dans la couche interne au contraire les températures du gaz et des grains sont égales. Les grains surchauffés de la couche chaude ré-émettent l'énergie qu'ils ont absorbée sous forme de rayonnement thermique, dont la moitié dans la direction du plan du disque, et donc contribuent au chauffage des parties internes. L'échelle de hauteur peut-être raisonnablement ajustée comme une loi de puissance du rayon.

D'Alessio et al. (1998, 1999, 2001, 2006) Le disque est géométriquement fin, passif et à l'équilibre hydrostatique vertical. Le gaz et la poussière sont couplés et chauffés par la dissipation visqueuse, la décroissance radioactive de certaines espèces (par ex ^{26}Al), les rayons cosmiques et le rayonnement stellaire. Les auteurs ont cherché à reproduire les SED (Spectral Energy Distribution) observées des T-Tauri

Le calcul de la structure verticale du disque est exposé dans le premier article.

Dans le second article, le couplage entre le gaz et la poussière est pris en compte. La distribution spatiale de poussière est uniforme en taille, les grains sont similaires aux grains interstellaires. L'absorption du rayonnement par les poussières est trop efficace dans les modèles par rapport aux observations. En effet, la bande sombre dans le plan

du disque en lumière diffusée est plus large dans les modèles que celle observée, de plus l'émission en IR lointain est trop étendue dans les modèles. Les auteurs suggèrent que les effets de la sédimentation des grains de poussière peuvent peut-être corriger ces biais. L'influence d'un anneau émettant en UV sur l'étoile (choc d'accrétion) a été explorée sans modifier notablement les résultats.

Le troisième article explore les effets de la croissance des grains (sans sédimentation) dans les disques. La distribution en taille des grains suit une loi de puissance. la taille minimum, la taille maximum et l'exposant de la loi en sont les paramètres. Deux lois avec des exposants différents sont testées. Prendre en compte la croissance des grains (même avec un faible exposant) améliore grandement les modèles. Les SED ainsi que les images dans l'IR proche et le visible sont bien mieux reproduites.

Tous ces modèles de disques évasés permettent de rendre compte de manière correcte de la SED.

3.2 Description paramétrique des disques

Ces précédents modèles sont élaborés à partir des équations de la physique moyennant des hypothèses particulières. Or, comme je veux tester la physique des disques, j'ai besoin de décrire les observations à l'aide d'un modèle paramétrique d'écrivant les différents paramètres avec des lois ad-hoc et faisant un minimum d'hypothèses sur la physique des disques.

D'après les mécanismes de formation des disques plusieurs approximations peuvent être faites :

- Le disque est supposé à géométrie cylindrique et symétrique par rapport au plan (description en (r, z)).
- Les disques sont en rotation Képlérienne, ce qui est confirmé dans la plupart des disques observés en spectro-imagerie (Piétu et al., 2007). Toutefois, il existe quelques cas de rotation non Képlérienne (Piétu et al., 2005). On paramétrera le disque de telle façon que cette hypothèse soit vérifiée a posteriori.
- les différents paramètres tels que distribution de la densité de surface, température, sont décrits par des lois de puissance du rayon du type :

$$X(r) = X_0 r^{-Y}$$

1. Ceci est valide au premier ordre pour la température (Chiang & Goldreich, 1997) :

$$T(r) = T_o \left(\frac{r}{r_o} \right)^{-q}$$

2. Sous l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique vertical, la hauteur d'échelle

s'exprime comme une loi de puissance du rayon¹ :

$$\begin{aligned} h(r) &= \sqrt{\frac{2kT(r)}{\langle m \rangle m_H} \frac{r}{v_\theta(r)}} \\ &= h_o \left(\frac{r}{r_o} \right)^{-h} \end{aligned}$$

avec $\langle m \rangle$ la masse moléculaire moyenne, m_H la masse d'un proton, et v_θ la vitesse angulaire.

et la densité $n(r,z)$:

$$n(r, z) = n(r, 0) \exp \left[- \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right] \quad (3.1)$$

3. La paramétrisation de la densité de surface est plus épineuse. Les modèles de disques d'accrétion visqueux de type α prédisent une distribution de la masse compatible avec une loi de puissance du rayon. Mais ce n'est pas forcément transposable à toutes les molécules. Néanmoins, la résolution angulaire des instrument actuels étant encore limitée (~ 50 UA) la densité de surface d'une molécule donnée peut être raisonnablement paramétrée dans les disques externes comme

$$\Sigma(r) = \Sigma_o \left(\frac{r}{r_o} \right)^{-p} \quad (3.2)$$

4. En combinant les équations 3.1 et 3.2, la densité dans le plan du disque s'exprime comme

$$n(r, 0) = \frac{\Sigma(r)}{\sqrt{\pi} H(r)} = n_o \left(\frac{r}{r_o} \right)^{-s}$$

avec $s = h + p = 1 + v + p - q/2$

$$n(r, z) = n_o \left(\frac{r}{r_o} \right)^{-s} \exp \left[- \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right]$$

Le modèle utilisé sera décrit avec plus de détail dans le chapitre 4, le lecteur intéressé trouvera les détails des calculs dans la thèse de Vincent Piétu (2004).

¹avec $h(r) = \sqrt{2 \frac{C_s}{\Omega}}$, C_s étant la vitesse du son

3.3 Émission des disques

Je me place ici dans un cas très simplifié pour faire une première estimation de l'émission des disques.

L'intensité spécifique I_ν est la quantité d'énergie émise par la source par unité de surface, de fréquence, de temps et d'angle solide. Elle a la particularité de se conserver au cours d'un voyage dans le vide.

La densité de flux J_ν reçue par un instrument est l'intégrale sur la source de l'intensité spécifique. Les radioastronomes ont l'habitude de travailler en *Jansky*, $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

Considérons que notre source astrophysique est un corps noir à la température T . En négligeant le rayonnement du fond diffus cosmologique l'intensité spécifique qu'elle émet s'exprime comme la fonction de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

Dans un disque typique, l'hypothèse de Rayleigh-Jeans est vérifiée $h\nu \ll kT$ et alors $e^{h\nu/kT} \sim 1 + \frac{h\nu}{kT}$ d'où

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

On définit la température de brillance T_b comme la température du rayonnement du corps noir qui aurait la même intensité spécifique que la source.

$$I_\nu = B_\nu(T_b)$$

La source étant un corps noir à la température T , après interaction avec la matière sur la ligne de visée, l'intensité spécifique reçue devient :

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

et la température de brillance T_b

$$T_b = (1 - e^{-\tau_\nu}) T$$

avec τ_ν l'opacité à la fréquence ν .

Donc, pour les deux cas limites :

- Dans le cas optiquement épais $\tau_\nu \gg 1$ et $T_b = T$. L'émission est indépendante de la quantité de matière sur la ligne de visée et ne dépend que de la température du milieu.

- Dans le cas optiquement mince $\tau_\nu \ll 1$ et $T_b \propto \kappa_\nu T$, κ_ν étant le coefficient d'absorption volumique. κ_ν est relié à l'opacité intégrée sur la ligne de visée τ_ν par $\tau_\nu = \int \kappa_\nu dl$. On note i l'angle d'inclinaison

$$\tau_\nu = \kappa_\nu \frac{\Sigma}{\cos i}$$

Émission des raies de rotation moléculaire

Pour une raie moléculaire (transition u-l) d'une molécule linéaire, sous l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL), le coefficient d'absorption moyen *par molécule* s'écrit

$$\kappa_\nu = \frac{(n_l - n_u) g_l B_{lu} h \nu_{ul} \Phi(\nu)}{4\pi \Delta \nu}$$

avec n_l la population du niveau l , g_l le poids du niveau l et B_{lu} le coefficient d'Einstein. Le coefficient d'absorption volumique est donné par (après développement de B_{lu}) :

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

$$\kappa_\nu \propto \left(e\left(-\frac{E_l}{kT}\right) - e\left(-\frac{E_u}{kT}\right) \right) \frac{X}{Z \Delta \nu}$$

avec X l'abondance de la molécule, $\Delta \nu = \sqrt{v_{therm}^2 + v_{turb}^2}$ la largeur locale de la raie, Z la fonction de partition, E_l et E_u respectivement les énergies des niveaux inférieur et supérieur de la transition. La fonction de partition dépend de la température. À la limite des hautes température elle est estimée par $Z \propto \frac{kT}{hB}$ avec B la constante rotationnelle de la molécule.

Pour une transition 1–0, la fonction de partition $Z = \frac{2kT}{h\nu_{10}}$. Si de plus l'hypothèse de Rayleigh-Jeans est vérifiée ($h\nu \gg kT$) alors

$$\kappa_\nu \propto \frac{X}{\Delta \nu T^2}$$

Si la largeur de raie est dominée par sa composante thermique $\Delta \nu = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ alors $\kappa_\nu \propto \frac{X}{T^{5/2}}$ et dans le cas optiquement mince

$$T_b \propto \Sigma \frac{X}{T^{3/2}} \propto X \frac{\Sigma_0}{T_0^{3/2}} r^{-p+3q/2}$$

En supposant la largeur de raie constante $\kappa_\nu \propto \frac{\Sigma}{T^2}$ et

$$T_b \propto X \frac{\Sigma}{T} \propto X \frac{\Sigma_0}{T_0} r^{-p+q}$$

La dépendance de la température de brillance en température n'est donc pas simple dans le cas optiquement mince, et dépend de l'expression de la fonction de partition de la molécule étudiée ainsi que de la dépendance en température des populations des niveaux considérés. Pour les transitions plus excitées, la solution asymptotique (avec l'hypothèse de haute température) n'est valide que si $E_u \gg kT$.

Coefficient d'absorption des poussières

La nature de la poussière dans les disques est aujourd'hui mal connue. De plus, on ne connaît pas la forme des grains. Sont-ils semblables à des sphères compactes ou bien plutôt poreux avec une géométrie fractale ? Toutes les géométries intermédiaires sont possibles. De plus, des manteaux de glaces peuvent se former à la surface des grains et peuvent donc modifier les propriétés des grains, notamment leur coefficient d'absorption. La distribution en taille des grains est aussi très mal connue. Pour le milieu interstellaire, on la décrit par une loi de puissance avec deux rayons de coupure (a_+ et a_-)

$$n(a) \propto a^{-\gamma} da$$

avec a la taille caractéristique d'un grain ($a_- < a < a_+$).

Vu toutes ces imprécisions, nous avons choisi de décrire le coefficient d'absorption de la poussière dans le domaine millimétrique suivant Beckwith et al. (1990)

$$\kappa_d(\nu) = \kappa_0 \left(\frac{\nu}{10^{12} \text{ Hz}} \right)^\beta \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \quad \text{avec } \kappa_0 = 0.1$$

La mesure de l'indice spectral du coefficient d'absorption β , nous donnera des indications sur la taille des grains (Natta et al., 2004, Draine, 2006).

Le lecteur intéressé trouvera plus de détails dans Dartois et al. (2003) et la thèse de Vincent Piétu (2004).

En résumé, l'émission optiquement épaisse est proportionnelle à la température tandis que l'émission optiquement mince dépend de la densité de surface et de la température. La pente de la distribution de densité de surface (p) est plus raide que celle de la distribution radiale de température (q). Donc, si on résout le cœur optiquement épais dans une transition ou dans le continuum, on observe une rupture de pente dans la distribution de la température de brillance T_b (Figure 3.2). On peut alors déterminer à la fois la température et la densité de surface de l'élément considéré. C'est le cas pour la raie du $^{12}\text{CO J=1-0}$ mais le cœur optiquement épais n'est que partiellement résolu pour les transitions des isotopologues plus rares du CO. Ce cœur n'a été mesuré qu'une fois en continuum dans MWC 480 (Piétu et al., 2006).

Notes : Dans cette étude le phénomène de sédimentation des grains de poussière dans le plan des disques n'est pas considéré. Si les grains grossissent suffisamment ils peuvent se découpler du gaz et se concentrer dans le plan du disque. Cet effet est d'autant plus

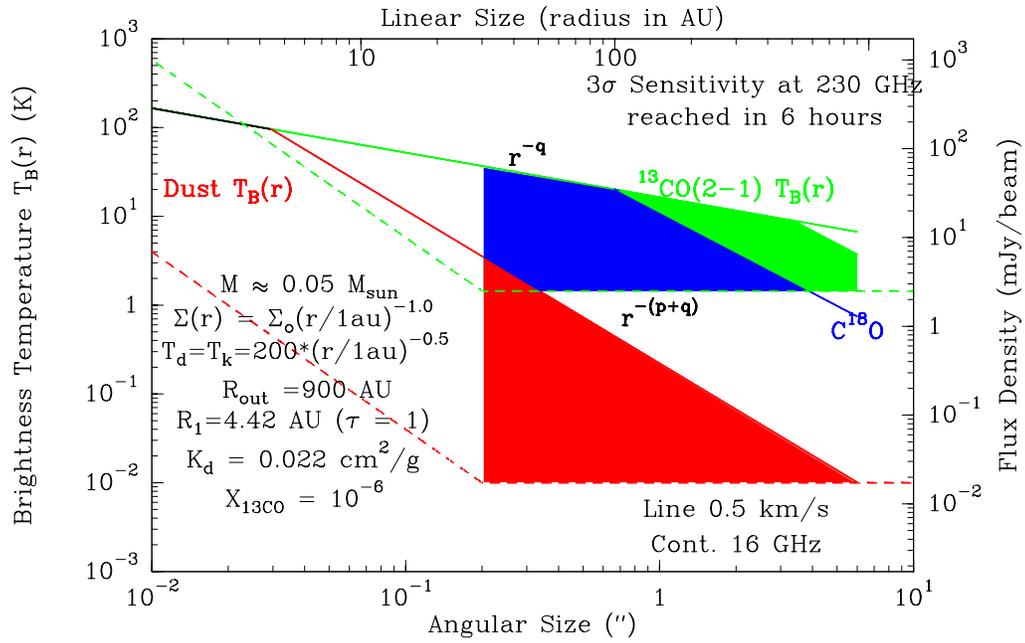


FIG. 3.2 – Distribution de la température de brillance du ^{13}CO J=2-1, C^{18}O J=2-1 et le continuum pour le disque dont les caractéristiques sont indiquées sur le graphe avec les limites de sensibilités d'ALMA (Dutrey...)

efficace que les grains sont massifs et donc n'affecte pas les petits grains qui sont eux responsables de l'absorption du champ UV. Notre hypothèse comme quoi la poussière et le gaz sont bien mélangés n'aura donc que peu d'influence sur nos résultats (à masse de petits grains constante).

L'auto-gravité du disque n'est pas prise en compte ce qui est valide tant que les disques sont peu massifs devant l'étoile. Un disque protoplanétaire ayant une masse d'environ quelques $10^{-2} M_{\odot}$, l'hypothèse est donc vérifiée. La gravité du disque peut jouer un rôle dans les parties externes et pourrait développer une forme de turbulence (effets de compression verticale Huré 2000)

Particularité Les disques protoplanétaires sont en rotation Képlérienne. L'élargissement des raies d'émission due à la rotation des disques est de l'ordre de 2km/s à 100 UA. La figure 3.3 montre les différents lieux des iso-vitesses pour un disque incliné. La distribution de la température de brillance en fonction de la vitesse nous apporte des information sur la cinématique et sur la géométrie des disques. Le fait même que les disques tournent selon une loi que l'on peut bien déterminer permet donc d'avoir une résolution effective supérieure à la résolution de l'instrument. Par exemple, la présence d'une cavité interne induit un manque d'émission à haute vitesse (les ailes de raies sont tronquées, voir Dutrey et al. (sous presse) et la Section 4.4.2).

La spectro-imagerie apporte donc beaucoup plus d'information que la simple imagerie.

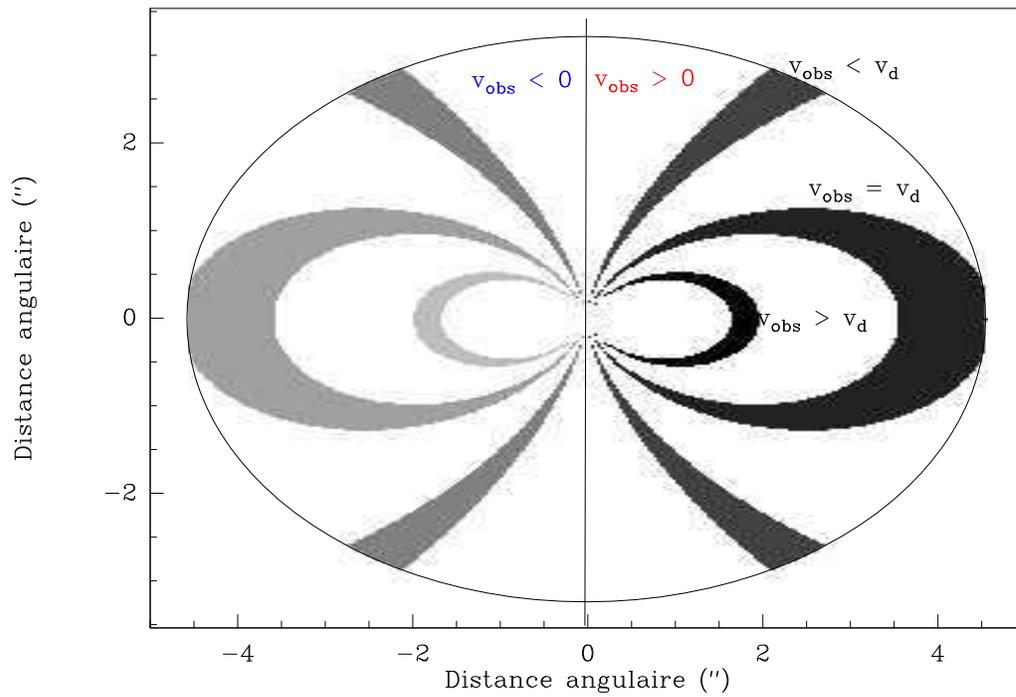


FIG. 3.3 – Lieux des iso-vitesses pour différentes vitesses d’observations pour un disque incliné avec $V_d = \sqrt{\frac{GM_*}{R_{out}}} \sin i$, d’après Piétu (2004).

Chapitre 4

Analyse des données

Sommaire

4.1 Paramétrisation des disques	36
4.2 Analyse standard des observations	36
4.3 Utilisation non standard	38
4.4 Exemples d'analyse de disques	39

Le code d'analyse des observations que j'ai utilisé a été développé pour analyser les données interférométriques révélant l'anneau circumbinaire autour de GG Tau par Dutrey et al. (1994) et l'analyse d'autres disques (Guilloteau & Dutrey, 1998, Piétu, 2004, Piétu et al., 2007).

Ce code permet de comparer un modèle de disque avec des observations interférométriques de disques réels en effectuant le transfert radiatif pour des raies (gaz) et du continuum (poussière) dans l'une des trois hypothèses suivantes : Equilibre Thermodynamique Local (ETL), Large Velocity Gradient (LVG) et une dimension (1D), (voir Piétu, 2004, Pavlyuchenkov et al., 2007). Le code calcule les distributions de brillance d'un disque pour un jeu de paramètres donné, puis en fait la transformée de Fourier pour calculer les visibilité complexes dans le plan uv . Ces visibilité sont échantillonnées avec la même couverture du plan uv que les observations avec lesquelles on veut les comparer. Les deux tables de visibilité sont ensuite comparées à l'aide d'une méthode de minimisation du χ^2 .

Travailler directement dans le plan uv permet de s'affranchir des biais de déconvolution possibles lors des analyses dans le plan image, dus au fait que la couverture de plan uv n'est pas parfaite et que la déconvolution n'est pas un processus linéaire.

L'utilisation de ce code nous permettra de tester d'éventuels effets non-ETL.

4.1 Paramétrisation des disques

Comme nous avons vu au Chapitre 3, les observations actuelles manquant de résolution et de sensibilité pour permettre la détermination directe des conditions physiques de la source, l'emploi de modèle théorique pour interpréter les données est indispensable. Cependant, plusieurs modèles théoriques peuvent expliquer les mêmes observations, on ne peut donc que prouver qu'un modèle est inadapté, jamais qu'il est LA solution.

Lors de l'analyse des susdites observations j'adopte donc une paramétrisation qui dépend le moins possible d'un modèle physique (c'est-à-dire avec le moins d'a priori sur la structure de la source) pour déterminer les paramètres fondamentaux avec le minimum d'hypothèses possibles.

Les disques protoplanétaires, avec leur structure à symétrie cylindrique et leur rotation képlérienne se prêtent bien à une modélisation simple en loi de puissance.

Dans le programme, quasiment tous les paramètres des disques sont considérés comme des loi de puissances du rayon (du disque) ce qui est en général raisonnable sous l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique vertical du gaz (dérivation de l'échelle de hauteur hydrostatique...). Les paramètres sont listés dans le tableau 4.1

4.2 Analyse standard des observations

Les paramètres sont ajustés aux observations en trois étapes :
Pour un jeu de paramètre

1. Une image en trois dimensions ($x, y, \text{vitesse}$) du disque est calculée sous l'hypothèse de l'ETL
2. Les visibilitées sont calculées suivant le même échantillonnage du plan uv que les observations réelles
3. Les visibilitées observées $obs_{i,n}$ et calculées $mod_{i,n}$ sont comparées avec comme critère le χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_n \sum_i (Re(mod_{i,n}) - Re(obs_{i,n}))^2 W_i + \sum_n \sum_i (Im(mod_{i,n}) - Im(obs_{i,n}))^2 W_i$$

avec $vis_{i,n}$ la i^{me} visibilité complexe observée pour le n^{me} canal en vitesse, et W_i le poids des visibilitées. Plus l'erreur sur une mesure est grande, plus le poids est faible. Ce dernier est estimé à partir du bruit σ_i qui dépend de la température du système (T_{sys}), de la résolution spectrale $\Delta\nu$, du temps d'intégration T_{ON} , de la surface collectrice effective d'une antenne A_{eff} et de la perte d'efficacité due au corrélateur η .

$$W_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \text{ avec } \sigma_i = \frac{\sqrt{2} k T_{sys}}{A_{eff} \eta \sqrt{T_{ON} \Delta\nu}}$$

Le code explore l'espace des paramètres (Figure 4.1), et par une méthode de minimisation de χ^2 , détermine le meilleur modèle ainsi que les barres d'erreurs. Il est laissé

Paramètres	Unités	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	Vitesse de la source dans le référentiel inertiel
Température cinétique $T_k = T_0(r/r_0)^{-q}$		
T_0	K	température au rayon de référence r_0
q		Indice de la température en fonction de r
Densité de colonne de H_2 $\Sigma_c(r) = \Sigma_c^0(r/r_0)^{-p_c}$		
Σ_c^0	cm^{-2}	Densité de colonne de H_2 au rayon r_0
p_c		Indice de la densité de colonne de H_2
Densité de colonne moléculaire $\Sigma_m(r) = \Sigma_m^0(r/r_0)^{-p_m}$		
Σ_m^0	cm^{-2}	Densité de colonne de la molécule étudiée au rayon r_0
p_m		Indice de la densité de colonne de la molécule étudiée
Vitesse $v_\Phi(r) = v_0(r/r_0)^{-v}$		
v_0	km/s	Vitesse orbitale au rayon r_0
v		Indice de la vitesse orbitale
δv_{turb}	km/s	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
r_0	ua	Rayon de référence
Coefficient d'absorption de la poussière $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/10^{12}Hz)^\beta$		
κ_0	cm^2/g	Coefficient d'absorption de la poussière à $300\mu m$
β		Indice du coefficient d'absorption de la poussière
Hauteur d'échelle $H(r) = H_0(r/r_0)^{-h}$		
H_0	UA	Hauteur d'échelle au rayon r_0
h		Indice de la hauteur d'échelle
Densité $n_H(r, z) = n_0(r/r_0)^{-p} \exp \left[- \left(\frac{z}{H(R)} \right)^2 \right]$		
n_0	cm^{-3}	Densité dans le plan du disque ($z=0$) au rayon r_0

TAB. 4.1 – Liste des paramètres du disque (d'après Piétu (2004))

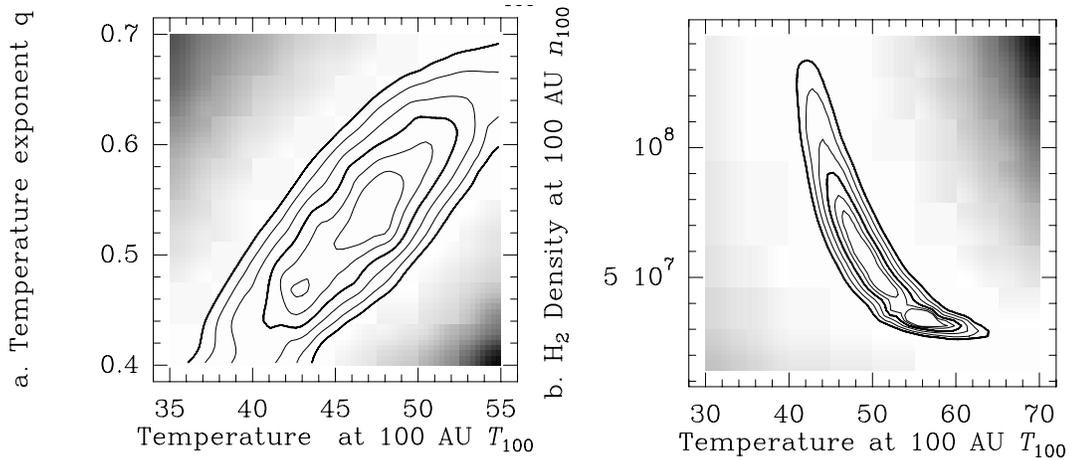


FIG. 4.1 – Exemple de surface de iso- χ^2 . *a* : q en fonction de T_{100} ; *b* : n_{100} en fonction de T_{100} dans l'étude de HD 34282 (Piétu et al., 2003).

à l'utilisateur le soin de vérifier que la routine ne soit pas piégée dans un minimum secondaire du χ^2 . Pour un modèle parfait le χ^2 sera égal au nombre d'observations n_{obs} .

Pour plus de détails voir la thèse de Vincent Piétu (2004) et Piétu et al. (2007)

4.3 Utilisation non standard : Comparaison de modèles théoriques aux observations

Pour tester la validité de modèles théoriques existants où la structure physique du disque n'est pas simplement en loi de puissance, la possibilité d'imposer une grille donnant la densité ($H+H_2$), la température, l'abondance d'une molécule (calculée indépendamment par un code de chimie) et éventuellement la largeur totale de la raie a été mise en œuvre. Dans ce cas, les paramètres Σ_m et Σ_c deviennent des facteurs correctifs à appliquer aux résultats des modèles pour ajuster les observations. Dans le cas d'un modèle parfait (reproduisant exactement les observations), le paramètre pc (ou respectivement pm) vaudra 0 et Σ_m (ou Σ_c) 1.

En pratique les résultats du code de chimie *PDR* (décrit au chapitre ??) sont interpolés sur la grille (r,z) issue du modèle de structure physique des disques qui est plus échantillonnée en rayon (surtout dans les parties internes) puis le calcul du transfert radiatif est effectué.

Note : largeur des raies Les raies sont élargies par l'agitation thermique (v_{therm}) et par la turbulence (v_{turb}).

$$\delta v = \sqrt{\delta v_{turb}^2 + \delta v_{therm}^2}$$

L'introduction de la composante turbulente de la largeur des raies, bien que restant faible (de l'ordre de 0.1 km.s^{-1}), améliore les modèles et affine la détermination de la tempé-

rature. En effet si la largeur est supposée purement thermique, les températures dérivées sont surévaluées par rapport aux températures réelles.

4.4 Exemples d'analyse de disques, les cas de MWC 480, LkCa 15 et GM Aur

La méthode d'analyse décrite au Chapitre 4 a été appliquée à des observations des disques aussi bien en continuum qu'en raies (principalement des isotopologues de CO). Je présente ici les résultats de l'étude de trois disques, publiés dans deux articles Piétu et al. (2006) et Dutrey et al. (sous presse) disponibles en annexe B (1 et 3).

Source	Type spectral	Masse (M_{\odot})	Âge (10^6 ans)
LkCa 15	K 5	1.0	3-5
MWC 480	A 4	1.8	5-7
GM Aur	K 7	0.8	3

TAB. 4.2 – Caractéristiques des sources

4.4.1 Analyse de la poussière dans les disques entourant LkCa 15 et MWC 480

Deux disques entourant respectivement une étoile T-Tauri (LkCa 15) et une étoile de Herbig Ae (MWC 480) situés dans le complexe du Taureau (140 pc) ont été observés à 2.8 et 1.4 mm. Les données ont été obtenues avec le PdBI dans 4 configurations, les anciennes BCD et la nouvelle A étendue¹, donc avec la meilleure résolution spatiale disponible actuellement ($\sim 0.4''$ soit environ 60 UA à la distance du Taureau). Cette étude a fait l'objet d'un article (Piétu et al., 2006) disponible en annexe. Je résume ici très brièvement son contenu.

Les observations

Les observations ont été faites au PdBI, elle se sont étalées de 2001 à 2005 dans les anciennes configurations BCD et dans la nouvelle A (ligne de base projetées de 15 m \sim 750 m). Les sources ont été imagées à 110 et 220 GHz (respectivement 2.8 et 1.4 mm), en mode « track-sharing », c'est à dire observées alternativement tout au long de la même session d'observation, ce qui permet d'avoir la même calibration sur les deux sources.

¹Les lignes de base du PdBI ont été étendues en novembre 2005, les configurations d'antennes ont donc été adaptées.

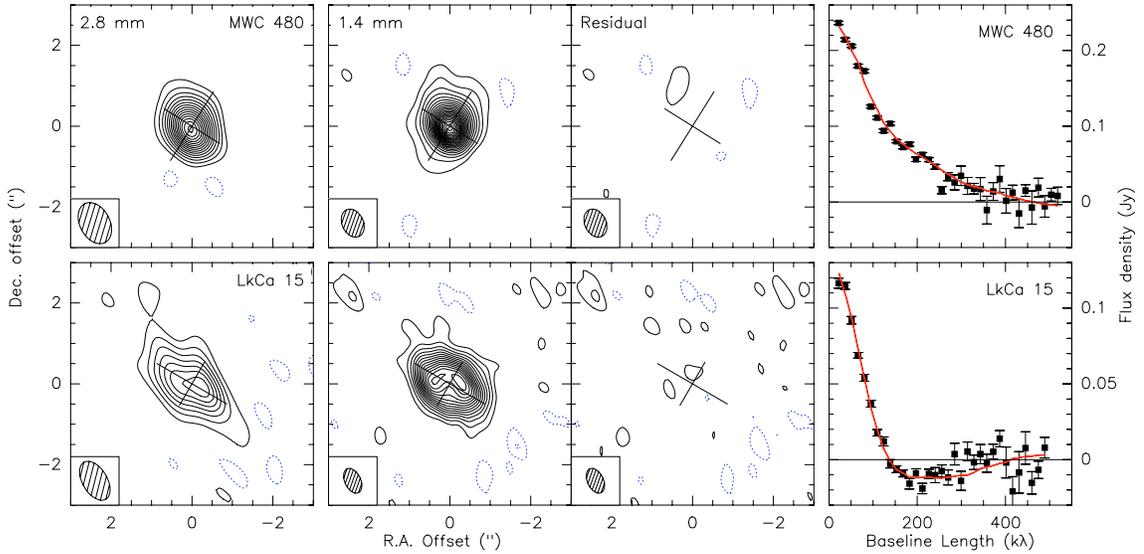


FIG. 4.2 – *haut* : MWC 480 et *bas* : LkCa 15. De droite à gauche : carte à 2.8 mm, carte à 1.4 mm, carte des résidus et distribution de la partie réelle des visibilités à 1.4 mm en fonction de la ligne de base après correction de l’angle d’inclinaison du disque, les points (avec barres d’erreurs) représentent les observations et la courbe rouge le meilleur ajustement du modèle. Observation de MWC 480, à 2.8 mm : résolution de $1.09 \times 0.74''$, contours espacés de 3.5σ . MWC 480 à 1.4 mm : $0.73 \times 0.53''$, contours espacés de 2.5σ . LkCa 15 à 2.8 mm : $1.06 \times 0.61''$, contours espacés de 2σ . LkCa 15 à 1.4 mm : $0.66 \times 0.39''$, contours espacés de 1.7σ

La figure 4.2 présente les cartes de distribution de brillance. On peut tout de suite voir que les deux sources ont un comportement différent à 1.4 mm : tandis que l’émission de MWC 480 est piquée au centre LkCa 15 montre une forme annulaire. Ceci ne peut être dû ici à des erreurs de calibration de phase car MWC 480, qui a été observée en même temps, n’exhibe pas un tel comportement.

Les données ont ensuite été analysées dans le plan uv avec notre modèle de disque paramétrique.

MWC 480 : une première mesure de la température des poussières

Le cœur optiquement épais de l’émission de la poussière à 1.4 mm est partiellement résolu (rayon ~ 35 UA) ce qui permet de déterminer la valeur de la température des poussières autour d’un rayon de 20–30 UA autour de 20 K, mais la résolution est trop faible pour évaluer la pente de la distribution. Deux solutions sont proposées : la première avec une loi indépendante du rayon ($T_{100} = 25$ K, $q = 0$) et l’autre avec une pente plus raide ($T_{100} = 10$ K, $q = 0.5$). Les observations ne sont pas compatibles avec une valeur de t_{100} supérieure à 25 K.

La température ainsi déduite est basse ($T_{100} \leq 25$ K à 100 UA) et bien inférieure à

celle du ^{12}CO ($T_{100} = 45 \text{ K}$, $q = 0.65$). De plus, pour être compatible avec les images IR, la poussière devrait être confinée dans le plan du disque. Ces indices indirects tendraient à montrer que le processus de sédimentation a lieu dans ce disque.

Ajuster en même temps les deux jeux de données à des fréquences différentes permet d'évaluer l'émissivité de la poussière β . La valeur trouvée ($\beta \sim 1.4$) suggère que le processus de croissance des grains n'est pas très avancé dans ce disque.

LkCa 15 : Vers la formation planétaire ?

Les analyses des observations continuum du disque de LkCa 15 montrent une cavité interne d'un rayon de $46 \pm 3 \text{ UA}$ dans le disque de poussière. Cette cavité n'est pas totalement vide de matière. Elle contient encore du gaz car les rayons internes déduits des observations CO sont plus petits (Piétu et al., 2007), et n'est pas totalement dépourvu de poussière (Bergin et al., 2004b) ont observé cette source en NIR-MIR et trouvent un rayon interne de 3 UA et une densité de colonne de poussière $\sigma_d = 0.2 \text{ g.cm}^{-2}$ à 1 UA compatible avec notre limite supérieure.

Parmi les mécanismes qui peuvent être invoqués pour expliquer une telle cavité, la photo-évaporation et la pression de radiation de l'étoile peuvent être éliminées car le disque est très dense,

Les modèles de formation planétaire actuels prédisent la formation de sillons ou de cavités (suivant la masse de l'objet) dans les disques. Les sillons ne seront visibles qu'avec ALMA, mais les performances du PdBI après l'extension des lignes de bases peuvent nous permettre de détecter de telles cavités si l'émission du disque est assez forte.

La présence d'un compagnon de masse $M = 5 M_{Jup} - 0.2 M_{\odot}$ orbitant à 30 UA de l'étoile centrale est l'explication la plus probable de cette cavité (en suivant Takeuchi et al. (1996)).

4.4.2 Analyse du gaz dans le disque protoplanétaire de GM Aur

GM Aur est une étoile T-auri âgée de quelques 10^6 ans entourée d'un disque protoplanétaire. Elle est située dans le nuage du Taureau à 140 pc. L'analyse de la SED à partir d'observation infra-rouge suggère la présence d'une cavité interne de 25 UA de rayon.

Les observations

Pour rechercher la contrepartie de cette cavité dans la distribution de gaz, la source a été observée dans les isotopes de CO ($^{13}\text{CO J=2-1}$, $^{13}\text{CO J=1-0}$ et $\text{C}^{18}\text{O J=2-1}$) ainsi qu'en continuum avec le PdBI. Les observations sont présentées sur la figure 4.3. La meilleure résolution angulaire des données est de $1.5''$ soit une résolution linéaire d'environ 200 UA à une distance de 140 pc.

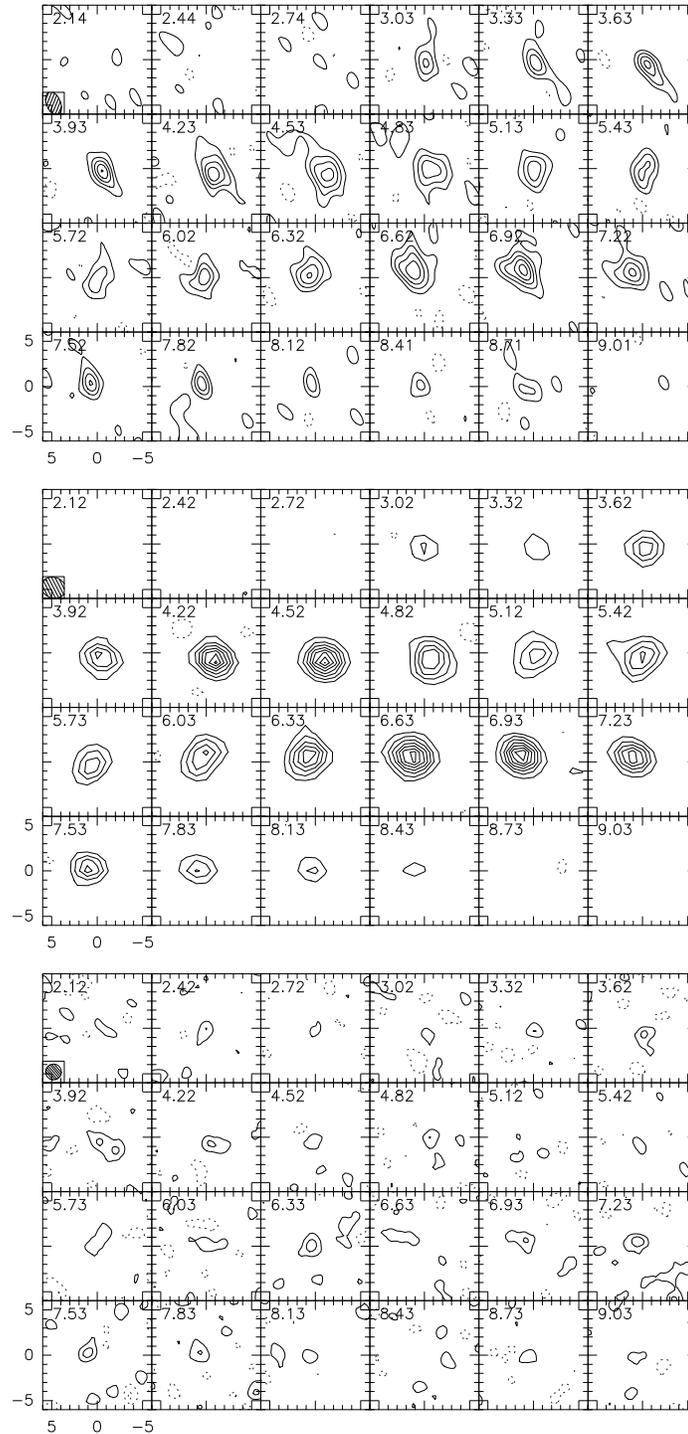


FIG. 4.3 – Cartes par canaux de l'émission de (de haut en bas) $^{13}\text{CO} J=1-0$ (niveau de contour 0.02 Jy/beam soit 1.6σ , $\text{beam} = 2.67'' \times 1.56''$); $^{13}\text{CO} J=2-1$ (0.1 Jy/beam soit 2.8σ , $\text{beam} = 2.81'' \times 2.25''$) et $\text{C}^{18}\text{O} J=2-1$ (0.04 Jy/beam soit 1.7σ , $\text{beam} = 1.75'' \times 1.74''$)

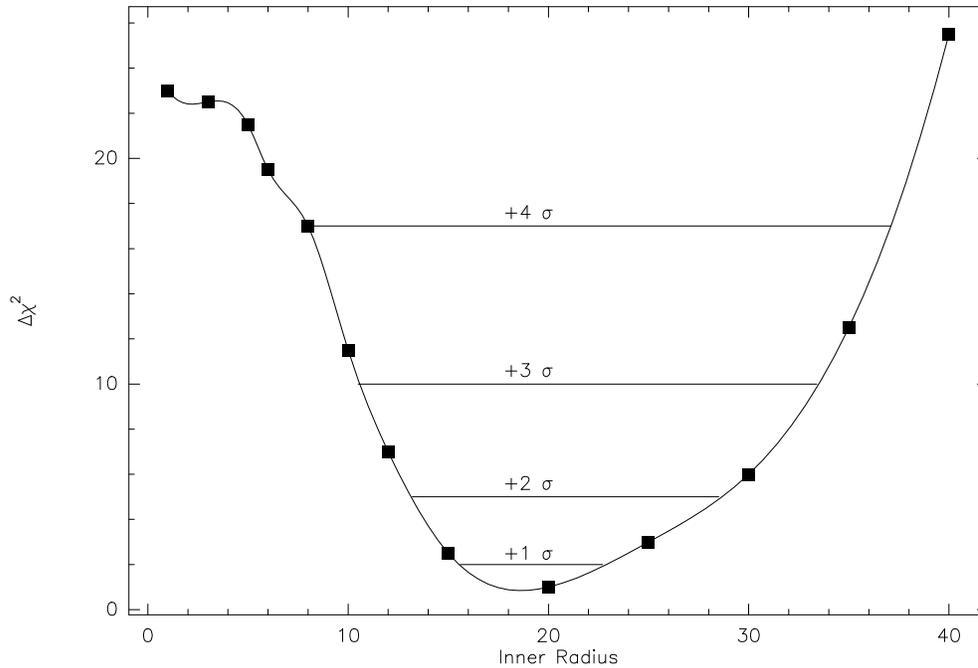


FIG. 4.4 – Distribution du χ^2 (normalisé à une valeur arbitraire) en fonction du rayon interne de GM Aur (Dutrey et al., sous presse).

Analyse : problème du χ^2

Détecter la présence d'une cavité d'environ 40 UA de diamètre ne peut pas se faire de manière directe avec une telle résolution linéaire. Comme le disque de GM Aur est en rotation Képlérienne ($v=0.51\pm 0.01$), un déficit d'émission dans les parties centrales du disque se traduira par un manque d'émission aux vitesses supérieures à $\sqrt{\frac{GM_*}{R}} \sin i$, ce qui correspond dans notre cas pour une cavité de 20 UA de rayon à 5.1 km/s.

Afin d'exploiter au mieux toute l'information comprise dans nos observations un ajustement global d'un modèle de disque paramétrique en loi de puissance du rayon a été fait, aussi bien en raies qu'en continuum (une représentation incorrecte du continuum pourrait affecter la mesure des ailes de raies de CO et par conséquent la détermination du rayon interne du disque).

La figure 4.4 montre la dépendance du χ^2 « global » ($\chi^2 = \chi^2(^{12}\text{CO}) + \chi^2(^{13}\text{CO}) + \chi^2(\text{C}^{18}\text{O})$) en fonction du rayon interne. Pour tracer cette courbe, en chaque point la valeur du rayon interne est fixée et tous les autres paramètres sont ajustés. Le disque apparaît tronqué à un rayon interne de 19 ± 4 UA.

Discussions

Contrairement au cas de LkCa 15, la cavité de GM Aur est quasi-vide de poussière (pas de détection en IR) et nos observations montrent pour la première fois qu'elle est aussi quasiment exempte de gaz. Une telle cavité peut être ouverte par un compa-

gnon, étoile ou planète. Il n'y a pas d'évidence observationnelle de binarité pour GM Aur. De plus, une analyse des diagrammes d'évolution (Baraffe et al., 1998) montre que si GM Aur était une étoile double, la masse du compagnon devrait être inférieure à $0.3 M_{\odot}$. Suivant Takeuchi et al. (1996), une planète de 5 à $10 M_{Jupiter}$ orbitant à 15 UA de l'étoile peut ouvrir une cavité de 20 UA de rayon dans ce disque. Si cette cavité est bien due à la présence d'une planète alors le processus est déjà avancé. : pour une planète de $7 M_{Jupiter}$ à 15 UA un contraste en densité tel que celui observé ici peu être atteint en 6000–10000 orbites, soit $0.5\text{--}0.6 \cdot 10^6$ ans (d'après Varnière et al., 2006).

4.4.3 Conclusion

Une paramétrisation simple des disques nous apporte déjà beaucoup d'informations sur leurs structures.

Les observations de cavités internes dans les disques protoplanétaires deviennent de plus en plus fréquentes (AB Aur (Piétu et al., 2005), LkCa 15 (Piétu et al., 2006), HH 30 (Guilloteau et al., 2008), LkH α 330 (Brown et al., 2008)) grâce aux progrès instrumentaux (interféromètres IR, gains en sensibilité et résolution angulaire des interféromètres radio). Notamment, des disques jusqu'alors classés comme disques de transition à partir de l'analyse de leur SED présentent en fait des cavités internes dues à la présence d'un compagnon, étoile ou planètes géantes (Ireland & Kraus, 2008). Ceci suggère que soit la binarité est un mode de formation d'étoile très fréquent (ce qui est aussi suggéré par le fort taux de binarité des étoiles de la séquence principale) soit la formation planétaire (au moins des géantes) débute plus tôt que prévu par les théories actuelles.

Il est à noter que, comme dans le cas de LkCa 15, les observations dans différents isotopes de CO du disque de GM Aur ne présentent pas d'évidence de gradient vertical de température. Savoir si ce fait est relié à la présence d'une cavité interne demande une étude plus systématique et à plus grande résolution angulaire d'autres sources.

Chapitre 5

Étude de la chimie : le Code *PDR* de Meudon

Sommaire

5.1	Présentation du code <i>PDR</i>	45
5.2	Modifications et utilisations dans le cas des disques.	47
5.3	Discussions	49

Les étoiles T-Tauri sont des étoiles pre-séquence-principale (ou Pre Main Sequence stars « PMS » en anglais. Elles accrètent toujours de la matière, même si le taux d'accrétion est plus faible ($\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$) que dans le cas d'étoiles plus jeunes (classe 0 ou I). La matière, en tombant sur l'étoile provoque un choc d'accrétion qui émet principalement dans l'UV (origine de l'excès UV des T-Tauri, voir le chapitre 6). Ce fort rayonnement énergétique interagit avec le disque de gaz et de poussière en créant une Région de Photo-Dissociation (PDR) à la surface du disque (qui s'étend verticalement plus ou moins profondément dans le disque).

5.1 Présentation du code *PDR*

Le code utilisé pour étudier ces régions est le programme *PDR*¹. Il est développé par l'équipe de Jacques Le Bourlot à l'observatoire de Paris-Meudon (Le Bourlot, 1991, Le Bourlot et al., 1993, Le Petit et al., 2006). La version utilisée est celle de novembre 2003 modifiée par Pierre Hily-Blant (Hily-Blant et al., soumis).

Le lecteur intéressé trouvera plus de détails sur des versions plus récentes du code dans Le Petit et al. (2006) et Goicoechea & Le Bourlot (2007) ainsi que sur le site web <http://aristote.obspm.fr/MIS/index.html>. Une étude comparative avec d'autres codes de PDR est disponible dans Röllig et al. (2007).

¹Dans la suite *PDR* écrit en italique désignera le code en lui-même.

5.1.1 Vue d'ensemble

C'est un modèle stationnaire à une dimension. La région PDR est modélisée comme un nuage de gaz et de poussière de géométrie plan parallèle soumis sur au moins une de ses faces à un champ ultra-violet (UV). Le champ UV interstellaire est modélisé comme un champ de Draine (Draine, 1978). Un facteur d'échelle (noté χ) peut lui être appliqué. On peut ajouter un champ stellaire (format d'un spectre de Kurucz ou corps noir) provenant d'une étoile située à la distance « D ». Un réseau chimique (liste des espèces chimique et des réactions) défini par l'utilisateur est utilisé. À chaque point du nuage sont résolus du manière itérative :

- *le transfert radiatif dans l'UV* est résolu en tenant compte de l'absorption dans le continuum par les poussières et dans les raies par H, H₂ et CO.
- *la chimie* : les abondances de chaque espèce sont calculées à chaque point. Dans la version du code utilisée ici, la chimie est uniquement en phase gazeuse sauf pour la formation de H₂ sur les grains. Ni le piégeage des molécules à basse température dans le manteau des grains ni d'autres réactions sur les surfaces que la formation de H₂ ne sont prises en compte. Notons que la chimie en phase solide peut être prise en compte dans la version standard du code *PDR*. Les isotopes du carbone sont considérés.
- *l'excitation des molécules* : le code calcule les populations des niveaux d'énergie de plusieurs espèces importantes hors équilibre thermodynamique local.
- *le bilan thermique* (optionnel) discuté ci-après.

5.1.2 Bilan thermique

Le code calcule à chaque point la température du gaz et des grains en prenant en compte différents processus de chauffage et de refroidissement.

Chauffage

Les photons ultra-violet et les rayons cosmiques sont à l'origine du chauffage du gaz, mais plusieurs mécanismes sont impliqués plus ou moins directement. Le code prend en compte (pour le chauffage du gaz) :

1. L'effet photoélectrique sur les grains selon Bakes & Tielens (1994) avec les coefficients d'absorption des grains selon Laor & Draine (1993).
2. La formation de H₂ sur les grains
3. La photo-dissociation et photo-ionisation
4. la destruction de molécules par les rayons cosmiques
5. La chimie. Les réactions ions-neutres et les recombinaisons dissociatives sont les réactions les plus exothermiques. Il est à noter que la source primaire de ce mécanisme de chauffage est le rayonnement cosmique qui produit des ions. Ce processus est probablement surévalué (limite supérieure).

Refroidissement

Le gaz est refroidit principalement par le rayonnement IR et mm de différentes espèces (comme C, O...).

Couplage gaz-grains

La température des grains est estimée d'après le champ UV selon Burton et al. (1990) et non pas d'après un bilan d'énergie détaillé, en conséquence aucun spectre IR n'est calculé. On néglige donc le chauffage par l'émission thermique de la poussière dans l'IR et de ce fait la température des grains est légèrement sous-estimée. Néanmoins, si le disque est optiquement mince dans l'IR lointain (ce qui est le cas des deux sources étudiées CQ Tau et MWC 758), cet effet est négligeable.

Le couplage gaz-grains est évalué conformément à Burke & Hollenbach (1983). Ce mécanisme (collisions) peut contribuer au refroidissement ou au chauffage du gaz selon la différence de température entre le gaz et les poussières.

5.1.3 Particularité de la version utilisée : courbes d'extinction

La version modifiée par Pierre Hily-Blant inclut la possibilité de rentrer une distribution en taille des grains de poussière au lieu de grains uniformes ou d'une distribution MRN, et surtout de calculer de manière consistante le transfert radiatif (modification de la courbe d'extinction déterminée par la théorie de Mie pour des particules sphériques homogènes).

Le calcul de la chimie (formation de H_2 sur la surface des grains) et du bilan thermique (si calculé) suivant une distribution en taille de grains étaient déjà implémenté dans la version initiale du code.

5.2 Modifications et utilisations dans le cas des disques.

5.2.1 Modifications

Le code PDR étant au départ développé pour l'étude des nuages moléculaires, j'ai dû l'adapter un peu pour l'utiliser dans le cas très spécifique des disques protoplanétaires. Je fais ici une liste des principales modifications.

- Ajout de la possibilité d'éclairer la PDR avec un spectre stellaire par les deux faces.
- Ajout de la réaction de photodissociation spécifique de quelques espèces avec le rayonnement Lyman alpha selon van Dishoeck et al. (2006) (CH, CH₂, CH₄, C₂, C₃, C₂H, C₂H₂, C₄H₂, C₄H₂, OH, H₂O, O₂, CO₂, H₂CO, CH₃OH, NH, NH₃, HCN, HC₃N, NO, H₂S, SO, SO₂, OCS, Mg, Si, Fe, NH₃, NO).

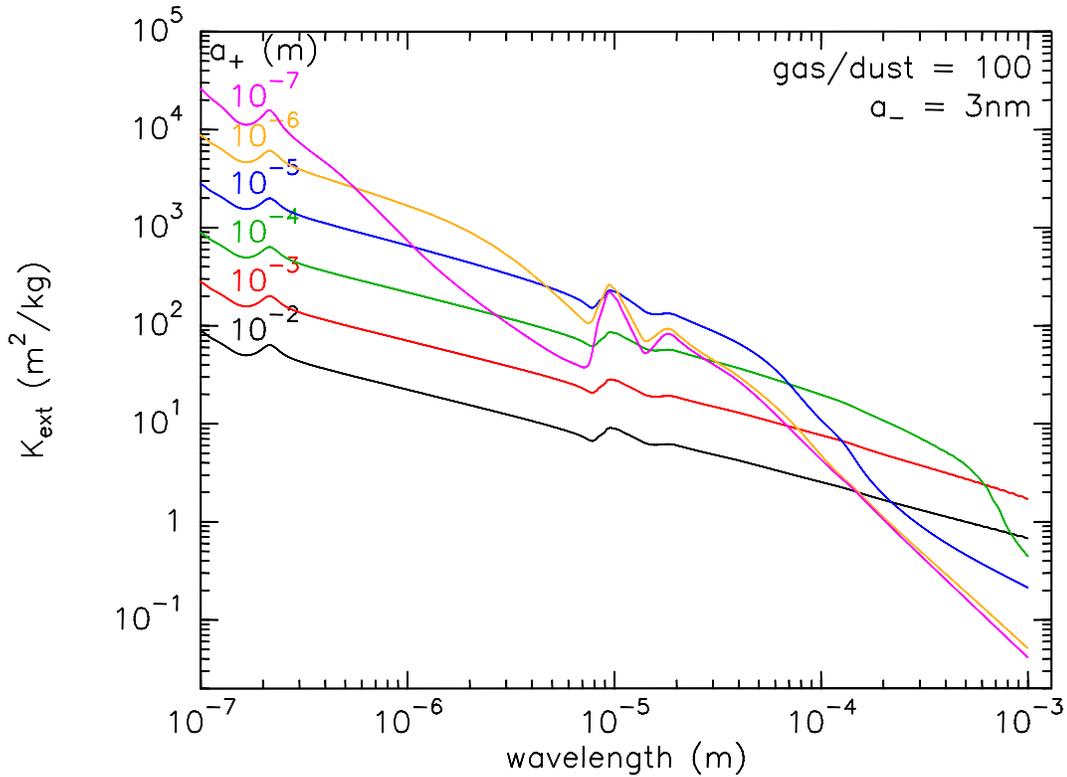


FIG. 5.1 – Courbes d’extinction calculées pour différentes distributions en taille de grains. Le rayons de coupure inférieur a_- est fixé à 3nm, l’exposant de la loi de distribution en taille est constant à la valeur -3.5 et le rayon de coupure maximum varie de $0.1\mu\text{m}$ à 1cm.

- Possibilité de modifier le profil du spectre UV dans le code (atténuation du flux pour des longueurs d’ondes inférieures à 1200 \AA afin de mimer la dépendance en λ du continuum d’un spectre photosphérique).
- Adaptation du code aux conditions particulières régnant dans les disques, notamment au fort gradient de densité qui induisent des problème de convergence de la grille adaptative en A_V .

Entre autres, une modification des critères de convergence dans les régions à très faible A_V où le gradient en densité est très fort (bord du disque) mais qui ne nous intéressent pas ici, a été nécessaire.

De plus, le calcul des populations de niveaux divergeait parfois (au cours des itérations intermédiaires) car les opacités devenaient négatives, et dans ce cas la probabilité d’échappement était supérieures à l’unité.

Enfin, lors du bilan thermique, le taux de refroidissement par une molécule pouvait devenir un NaN (not-a-number) lorsque l’abondance de cette molécule devenait trop faible pour calculer son emissivité.

TAB. 5.1 – Facteur d’extinction N_H/A_v

a_+ (m)	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}
N_H/A_V	$4.02 \cdot 10^{21}$	$1.80 \cdot 10^{21}$	$1.82 \cdot 10^{21}$	$5.07 \cdot 10^{21}$	$1.55 \cdot 10^{22}$	$4.86 \cdot 10^{22}$	$1.53 \cdot 10^{23}$

Rapport N_H/A_v en fonction du rayon maximum de la distribution en taille des grains pour un rapport gaz/poussière standard de 100. Le rayon minimum a_- est fixé à 3 nm et l’exposant de la loi de puissance à 3.5.

5.2.2 Utilisations

J’ai utilisé la fonctionnalité du code qui permet de lui imposer en entrée une *structure physique* prédéfinie sous la forme d’un tableau contenant l’opacité visuelle (en magnitude), la température (en Kelvin) et la densité (en proton par cm^{-3}). À chaque rayon, un fichier décrivant l’évolution de la densité, de la température et de l’opacité visuelle depuis l’atmosphère jusqu’au plan est écrit. Le code est donc en 1+1D. Comme le rapport N_H/A_V varie suivant la distribution en taille des grains choisie (tableau 5.1), l’opacité visuelle A_V est recalculée pour chaque modèle.

De plus, dans un souci de simplicité, le disque est supposé à symétrie cylindrique et symétrique par rapport à son plan, Il suffit de rentrer la description des conditions physiques régnant entre l’atmosphère du disque et le plan.

Le nuage moléculaire peut être illuminé par sur ses deux faces par des champs UV qui peuvent être différent l’un de l’autre (ce qui n’est pas le cas pour les disques circumstellaires). J’ai choisi de modéliser le spectre UV par le champ de radiation interstellaire de Draine (1978) auquel un facteur multiplicatif (χ) est appliqué. Ce champ est dilué par un facteur géométrique en $1/R^2$, R étant le rayon

Les grains de poussière sont composés à 50% de silicates et à 50% de graphite. Leur distribution en taille est une loi de puissance de la taille des grains bornée par deux rayons de coupures. L’exposant γ vaut par défaut. Le rayon inférieur (a_-) est fixé à 3nm pour notre étude tandis que le rayon supérieur (a_+) peut prendre toutes les valeurs comprises entre 3nm et 1cm, la masse totale des grains restant constante.

D’autres variables comme le taux d’ionisation par les rayons cosmiques (ξ) peuvent aussi être modifiées. Les variables seront précisées si nécessaire dans la description des travaux.

Le code *PDR* est alors lancé pour chaque rayon de chaque modèle (1+1D).

5.3 Discussions

Avantages... Ce code permet d’imposer facilement une structure physique (A_v , T, n_H) et un traitement «complet» de la chimie en phase gazeuse.

De plus les calculs de la chimie, du bilan thermique et du transfert UV tiennent compte de la distribution en taille des grains de façon cohérente et le traitement détaillé de la photo-dissociation, notamment des phénomènes d’auto-écranage de H_2 et CO (absorption du rayonnement UV consistant avec la chimie) est adapté à notre étude.

Et inconvénients En revanche ce code présente plusieurs inconvénients : Cette version ne prend pas en compte la chimie en phase solide (sur les grains) autre que la formation de H_2 , et donc ignore la formation de manteaux sur les grains. En conséquence le plan du disque n'est pas bien représenté. De plus, la version que j'utilise n'inclut pas la sédimentation des grains (possible avec la toute dernière version du code), ce qui n'est pas trop gênant pour notre étude (voir la note en fin de section 3.3)

Le transfert radiatif tel qu'implémenté dans le programme est bien adapté au cas d'une PDR dans un nuage moléculaire, mais moins adapté pour la géométrie particulière d'un disque (incidence rasante), ce qui nous oblige à faire une hypothèse forte sur la diffusion du champ UV (voir le Chapitre 6).

En outre le code est à l'état stationnaire. Si ceci est un problème lorsqu'on veut étudier les réactions sur les grains qui ont de grandes constantes de temps, les mécanismes de photo-dissociation qui m'intéressent sont très rapides et donc l'équilibre dans la zone PDR des atmosphères des disques peut raisonnablement être supposé atteint en 10^6 ans. On s'intéresse principalement aux réactions de photo-dissociation qui ont lieu dans la couche supérieure des disques, ou à des disques suffisamment peu massifs pour que l'opacité dans le plan soit de l'ordre de l'unité, les réactions sur les grains sont donc négligeables.

Les éventuels effets au bord externe (en rayon) du disque dûs par exemple au rayonnement UV interstellaire (je pense entre autre à la photo-dissociation sélective de CO et de ses isotopologues) ne sont pas pris en compte au vu de la géométrie adoptée.

Chapitre 6

Du rayonnement ultraviolet dans les disques protoplanétaires

Sommaire

6.1	Champ UV incident	51
6.2	Transfert de rayonnement	56

La chimie des PDRs est contrôlée par le rayonnement UV qu'elles reçoivent l au moyen de réactions de photo-dissociation. Je présente dans ce chapitre les différentes représentations du champ de radiation UV adoptées dans la littérature, et je les compare a notre étude. Les conséquences sur la chimie seront abordées dans les chapitres suivants.

6.1 Champ UV incident

Les disques protoplanétaires sont illuminés par le rayonnement UV venant de l'étoile (ou de son environnement très proche) et par le rayonnement interstellaire moyen (ISRF) du à la présence des autres étoiles et dominé par les étoiles chaude O et B.

6.1.1 Le rayonnement interstellaire moyen (ISRF)

Ce champ de rayonnement représente le champ moyen dans lequel baignent les étoiles. Il est principalement dû aux étoiles de type précoce (O, B et A). Ces étoiles étant chaudes, elles émettent principalement dans l'UV.

Le spectre utilisé pour décrire le rayonnement interstellaire moyen est classiquement celui défini par Draine (1978) sur le domaine de longueur d'onde 912 Å –2000 Å, et étendu aux plus grandes longueurs d'ondes. Il existe dans la littérature plusieurs expressions pour ce champ ce qui complique les comparaisons entre les différentes études (voir Röllig et al., 2007).

Le code *PDR* utilise la formule de Sternberg & Dalgarno (1995) entre 912 et 2000 Å selon laquelle l'intensité spécifique $I(\lambda)$ est donnée par

$$I(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{6.300 \times 10^7}{\lambda^4} - \frac{1.024 \times 10^{11}}{\lambda^5} + \frac{4.081 \times 10^{13}}{\lambda^6} \right)$$

et aux plus grandes longueurs d'onde :

$$I(\lambda) = 1.38243 \times 10^{-5} \lambda^{-0.3} \quad (\text{ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1})$$

J'ai toujours modélisé le champ interstellaire moyen de cette façon.

Note : Il est pratique d'évaluer l'intensité du champ UV en référence au champ de Habing (1968). Dans le code *PDR*, le facteur de normalisation est défini comme l'intégrale sur la longueur d'onde de la densité d'énergie entre 912 et 2400 Å.

$$G = \frac{1}{G_0} \int_{912}^{2400} u(\lambda) d\lambda \quad \text{avec} \quad G_0 = 5.6 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-3}$$

Il est à noter que cette limite supérieure fixée pour le code *PDR* à 2400 Å (correspondant à 5.166 eV) est dans beaucoup d'étude fixée à 6 eV ($\sim 2050 \text{ \AA}^1$) ce qui complique les comparaisons.

6.1.2 Le rayonnement UV des étoiles T-Tauri et Herbig HAe

Origine de l'excès UV

L'excès UV des spectres des T-Tauri est attribué à la chute de matière sur l'étoile (liée par le champ magnétique – colonne d'accrétion) qui libère une partie de son énergie sous forme de rayonnement (Bertout et al., 1993).

La raie Lyman α ($\text{Ly}\alpha$) est observée dans les spectres d'étoiles T-Tauri et les Herbig Ae (Blondel et al., 1993) mais jamais dans des Herbig Be. Ces dernières, plus massives et plus chaudes, évoluent plus vite et le système disque - colonne d'accrétion ne semble pas avoir le temps de s'installer.

Modélisation

L'idéal est bien sûr d'utiliser un spectre UV de l'étoile étudiée déduit de données observationnelles. Les télescopes IUE (International Ultraviolet Explorer) et FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer) ont couvert respectivement les domaines de longueurs d'onde 1150–3200 Å et 905–1187 Å. Malheureusement, peu d'étoiles T-Tauri ou HAe ont été observées par ces satellites.

¹Van Dishoeck <http://www.strw.leidenuniv.nl/ewine/photo/>

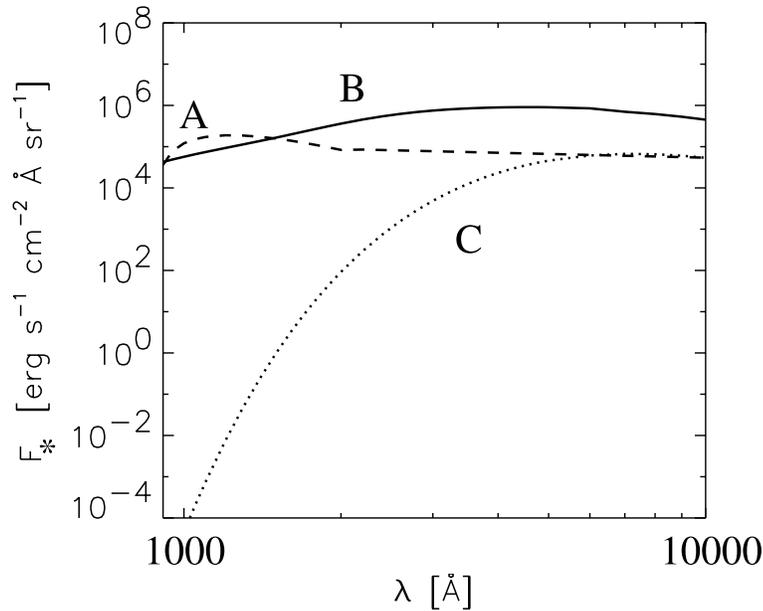


FIG. 6.1 – Spectres UV adoptés par van Zadelhoff et al. (2003). A : Spectre ISRF avec $\chi = 10^4$, B : spectre de TW Hya, C : corps noir à 4000 K

La solution classique consiste à modéliser le spectre stellaire par le spectre UV interstellaire de Draine (1978) en lui appliquant un facteur d'échelle (noté χ dans le code *PDR*) (Aikawa & Herbst, 1999, 2001, Aikawa et al., 2002, van Zadelhoff et al., 2003, leur spectre A). Ce facteur χ défini à un rayon dans le disque (typiquement 100 UA) varie suivant les auteurs de $5 \cdot 10^3$ (Bergin et al., 2003) à 10^4 (Herbig & Goodrich, 1986, observations IUE de T Tau et RY Tau), cette dernière valeur étant la plus communément adoptée.

Une autre solution consiste à utiliser un spectre observé d'une autre étoile. Aikawa & Nomura (2006) et van Zadelhoff et al. (2003, leur spectre) ont adopté un modèle de spectre ajusté sur les observations IUE de TW Hya par Costa et al. (2000). Bergin et al. (2003) ont construit un spectre composite représentatif des T-Tauri. Ce spectre est constitué de :

- entre 1150 et 2000 Å du spectre HST-STIS de BP Tau (T-Tauri typique) corrigé de l'extinction ($A_V=0.5$) (proposé 9081 PI : Calvet),
- entre 950 et 1150 Å du spectre FUSE de TW Hya corrigé de l'extinction et normalisé au spectre de BP Tau,
- en dessous de 950 Å extension linéaire (en λ , suivant la pente du continuum).

Enfin d'autres auteurs utilisent des spectres synthétiques d'étoile, par exemple Jonkheid et al. (2007) utilisent un spectre NextGen² (figure 6.3-b) normalisé de telle sorte que l'aire intégrée sur le domaine de longueur d'onde choisi soit égale à celle du champ ISRF de Draine. van Zadelhoff et al. (2003, leur spectre C) ont aussi utilisé un simple spectre de corps noir ($T_* = 4000$ K, figure 6.1).

²<http://perso.ens-lyon.fr/france.allard/indexfr.html>

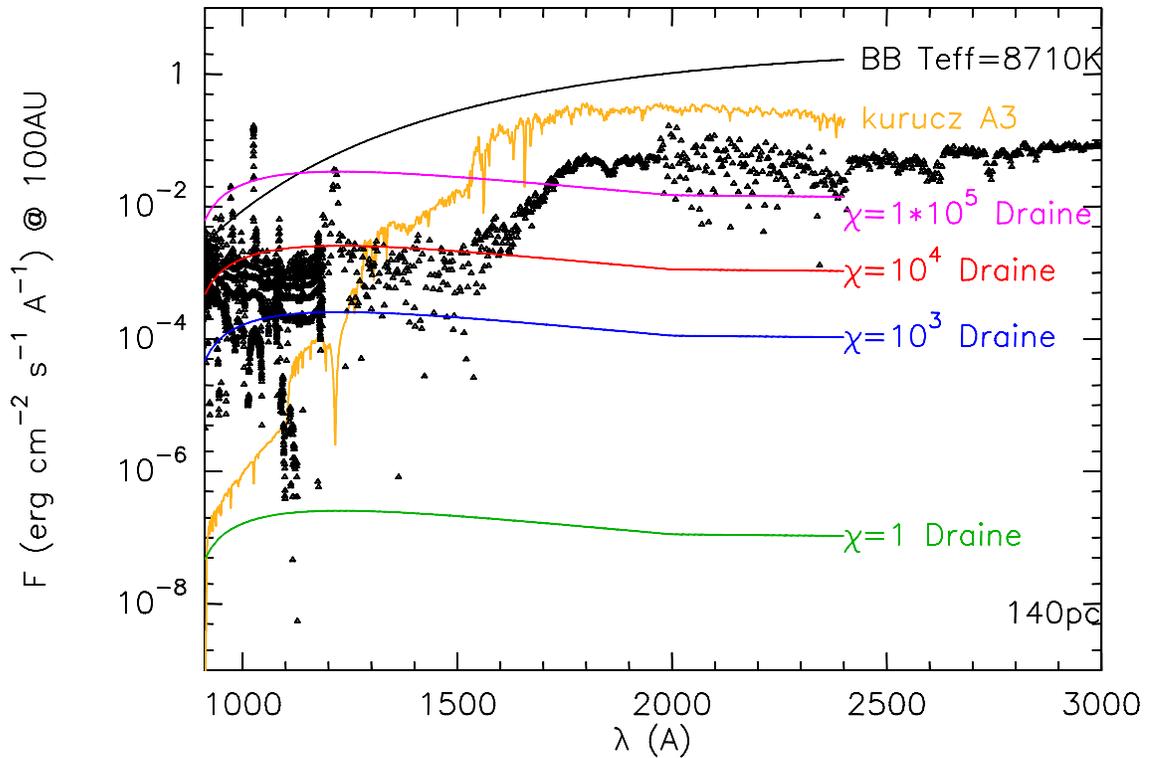


FIG. 6.2 – Flux UV en fonction de la longueur d’onde à une distance de 100 UA de l’étoile. Points noirs : spectre UV de l’étoile HAe MWC 758 observé par IUE et FUSE (non corrigé de l’extinction interstellaire, voir le texte). Trait noir : spectre d’un corps noir à $T_{eff} = 8710K$, trait orange : spectre de Kurucz d’une étoile de type A3 ($T_{eff} = 8710K$). En vert, bleu, rouge et magenta : Spectre de Draine (1978) (avec l’extension selon Le Petit et al. (2006)) avec un facteur d’échelle égale à $1, 10^3, 10^4$ et 10^5 respectivement.

Discussion

La figure 6.2 permet de comparer ces différentes méthodes. Sur cette figure sont tracés :

- des observations IUE et FUSE de l’étoile de Herbig Ae MWC 758,
- un spectre de corps noir de même type spectral que l’étoile considérée,
- un spectre synthétique (spectre de Kurucz ³) de même type spectral que l’étoile considérée,
- des spectres ISRF de Draine avec différents facteurs d’échelle.

Note : Les données observationnelles n’ont pas été corrigées de l’extinction interstellaire ($E(B - V) = 0.07$, Martin-Zaïdi, 2005), le flux effectif est environ 3 fois plus élevé.

Plusieurs points sont à mentionner, Les solutions « ISRF » et « corps noir » ne représentent que des continuum et donc négligent toutes les raies, notamment la raie

³<http://kurucz.harvard.edu/>

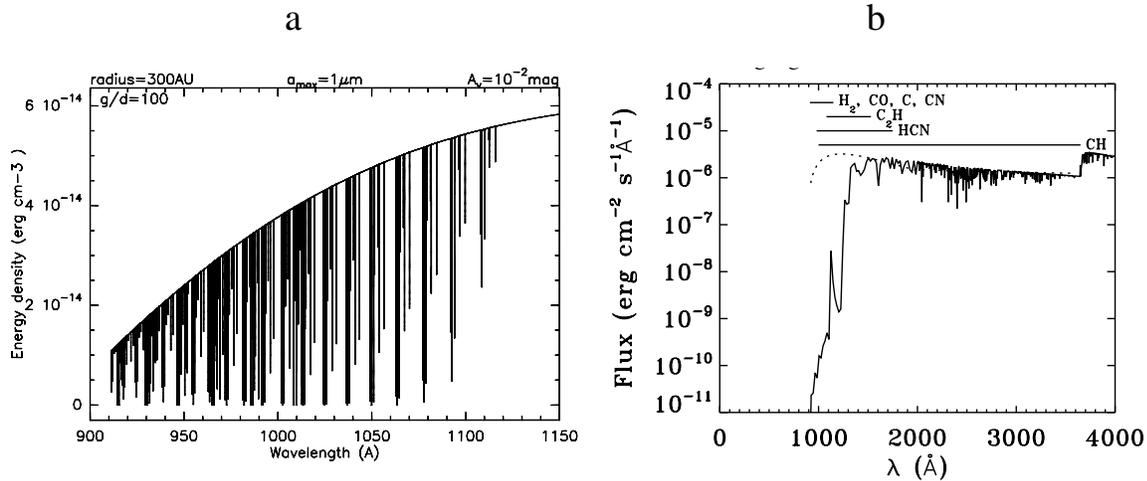


FIG. 6.3 – a : Champ UV dans le disque ($A_v=10^{-2}$). b : Extrait de Jonkheid et al. (2007, figure 3). Champ de rayonnement de l'étoile mis à l'échelle du champ de Draine (1978). Les trait horizontal représentent les domaines de longueur d'onde où plusieurs molécules importantes sont photo-dissociés.

$\text{Ly}\alpha$ qui joue probablement un rôle important dans le contrôle de la photo-dissociation de certaines molécules comme HCN (Bergin et al., 2003).

Si un spectre synthétique est utilisé, seule l'émission de la photosphère de l'étoile est représentée, l'excès UV est totalement négligé et la raie $\text{Ly}\alpha$ apparaît en absorption et non en émission comme dans les spectres observés. Or, l'excès dans l'UV lointain ($\lambda < 1500 \text{ \AA}$) est loin d'être négligeable (figure 6.2, Chapillon et al., 2008, et chapitre 7).

La partie la plus importante du rayonnement UV relativement à l'étude de la photo-dissociation des molécules dans les disques est celle où se trouvent les principales raies de photo-dissociation et photo-ionisation de H_2 et CO (figure 6.3-b, van Zadelhoff et al., 2003), soit environ le domaine 900–1200 \AA , (figure 6.2, Chapillon et al., 2008, et chapitre 7), correspondant à la zone de l'excès UV. Il est donc important de bien représenter l'intensité du rayonnement UV dans ce domaine de longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas avec les spectres photosphérique (synthétique ou corps noir).

Si on utilise un champ de Draine, il faut déterminer un facteur d'échelle à lui appliquer pour représenter au mieux le spectre stellaire. Un technique standard consiste à égaliser les deux flux intégrés sur tout le domaine de longueur d'onde UV. Si la limite inférieure reste fixée à 912 \AA , la limite supérieure varie de 2050 \AA (soit 6 eV) à 2400 \AA (5.2 eV) suivant les études. Le facteur dépend donc de la convention choisie. De plus, cette méthode, en moyennant l'émission sur tout le domaine UV, ne représente pas correctement le spectre stellaire dans le domaine 912-1200 \AA . Ceci est illustré sur la figure 6.2 où la courbe magenta libellée $\chi=1 \cdot 10^5$ Draine, le facteur $\chi=10^5$ a été calculé par cette méthode sur le domaine 912 – 2400 \AA . On voit que cette solution ne représente pas correctement les observations pour $\lambda < 1200 \text{ \AA}$.

J'ai choisi de représenter le spectre UV par le spectre de Draine avec un facteur d'échelle variant de 10^3 et 10^4 à 100 UA de rayon.

6.2 Transfert de rayonnement

6.2.1 Estimation de l'angle d'incidence

Le problème de l'éclairage du disque par l'étoile est complexe. Le point le plus ardu est sans doute la définition de l'angle d'incidence du rayonnement sur le disque car il nécessite de déterminer une "surface", c'est à dire la zone d'absorption prédominante. Cette surface est donnée par la ligne d'égalité de profondeur optique sur la ligne de visée de l'étoile $\tau_{rad} = 1$. Le disque est alors modélisé localement comme un milieu plan parallèle pris selon la direction de la surface (et non parallèlement au plan médian du disque). L'angle d'incidence θ est l'angle formé entre la surface et le rayonnement stellaire (figure 6.4). Le terme lié à la dimension de l'étoile est négligé car notre étude porte sur les disques externes ($R > 50$ UA).

Modèle du disque : Nous avons adopté le modèle de disque de Dartois et al. (2003) sans le gradient vertical de température (type 0).

Soit r le rayon et z la hauteur au dessus du plan du disque. En supposant le disque à l'équilibre hydrostatique et la température constante en fonction de z , la distribution verticale de densité a un profil gaussien :

$$n(r, z) = n(r, 0) \exp \left[- \left(\frac{z}{H(r)} \right)^2 \right]$$

$$n(r, 0) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-s}$$

La hauteur d'échelle $H(r)$ est alors définie comme :

$$H(r) = H_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-h}$$

avec H_0 la valeur de H au rayon de référence R_0 et

Définition et relation entre les angles Z est la hauteur de la surface du disque, c'est-à-dire où l'opacité sur la ligne de visée de l'étoile vaut 1. On se place dans l'hypothèse des petits angles.

Soit β l'angle entre le plan du disque et la ligne de visée de l'étoile et α l'angle entre le plan et la tangente à la surface du disque (voir la figure 6.4).

$$\beta \sim \frac{Z}{r} \quad \alpha \sim \frac{dZ}{dr}$$

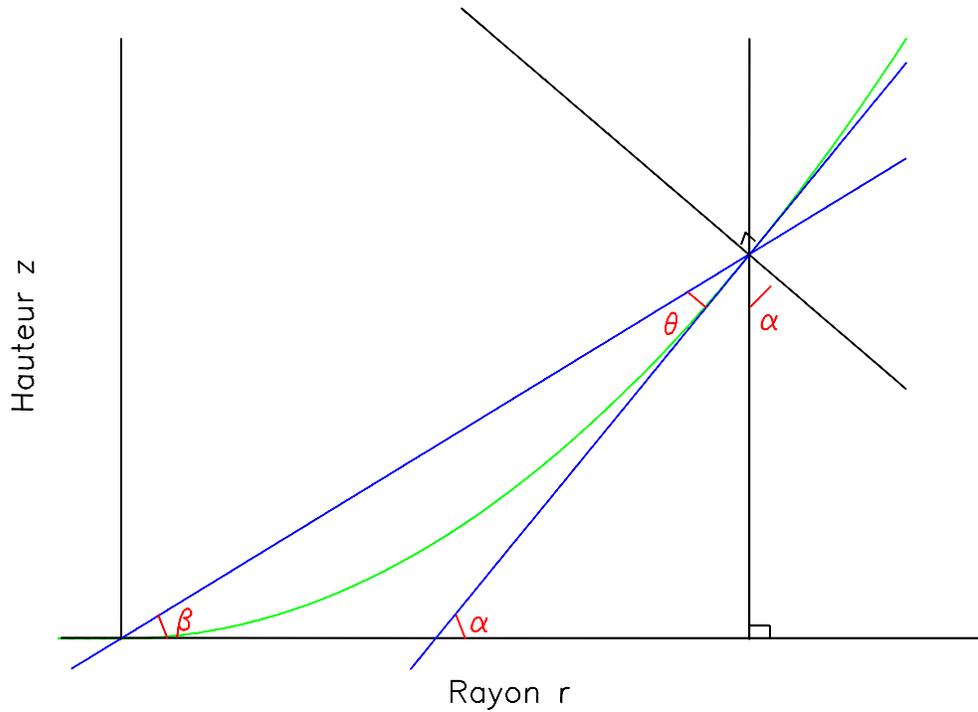


FIG. 6.4 – Définitions des angles

Soit θ l'angle d'incidence du rayonnement sur la surface du disque ($\theta = 0$ correspond à l'incidence rasante)

$$\theta = \alpha - \beta$$

Soit $\mu = \sin\theta \sim \theta$

$$\mu = \frac{dZ(r)}{dr} - \frac{Z(r)}{r}$$

Nous cherchons tout d'abord à calculer la surface du disque. En faisant l'hypothèse que cette "surface" $Z(r)$ est homothétique à la hauteur d'échelle $H(r)$ on a :

$$Z(r) = Z_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-h}$$

$$\frac{Z(r)}{r} = \frac{Z_0}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-h-1}$$

$$\frac{dZ(r)}{dr} = -h \frac{Z_0}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-h-1}$$

$$\frac{dZ(r)}{dr} = -h \frac{Z(r)}{r}$$

d'où

$$\mu = (-h - 1) \frac{Z(r)}{r}$$

Paramètre	Définition
r_0	100 AU
τ_0	Opacité en UV à 100 AU
H_0	Échelle de hauteur à 100 AU
h	Exposant de l'échelle de hauteur (<0)
p	Exposant de la loi d'opacité (>0)
z	hauteur au dessus du plan du disque
τ_{\perp}	opacité perpendiculaire au plan du disque
τ_{rad}	opacité sur la ligne de visée
r	rayon (AU)
$Z(r)$	hauteur à $\tau_{rad} = 1$
$H(r)$	hauteur d'échelle
μ	angle d'incidence

TAB. 6.1 – Liste des notations

Soit τ_{rad} l'opacité sur la ligne de visée et τ_{\perp} l'opacité perpendiculaire au plan du disque. La surface du disque est définie par la condition $\tau_{rad} = 1$.

Les normales au plan et à la surface du disque forment l'angle $\beta \sim \frac{z}{r}$. et localement

$$\delta\tau_{rad} = \delta\tau_{\perp} \frac{1}{\sin\beta}$$

d'où

$$\tau_{rad}(z) = \tau_{\perp}(z) \frac{r}{Z(z)} \quad (6.1)$$

Or, avec une distribution hydrostatique de matière, l'opacité $\tau_{\perp}(r, z)$ est définie par

$$\tau_{\perp}(r, z) = \tau_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-p} \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{H(r)} \right) \quad (6.2)$$

avec $p = s + h$.

Nous cherchons $Z(r)$ tel que $\tau_{rad}(Z(r)) = 1$ par définition de la surface $Z(r)$. D'après les équations 6.1 et 6.2, il faut donc résoudre l'équation suivante :

$$\tau_0 \frac{r}{Z(r)} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-p} \operatorname{erfc} \left(\frac{Z(r)}{H(r)} \right) = 1 \quad (6.3)$$

Cette équation est résolue graphiquement et nous déduisons du résultat la valeur de μ avec

$$\mu = (-h - 1) \frac{Z(r)}{r}$$

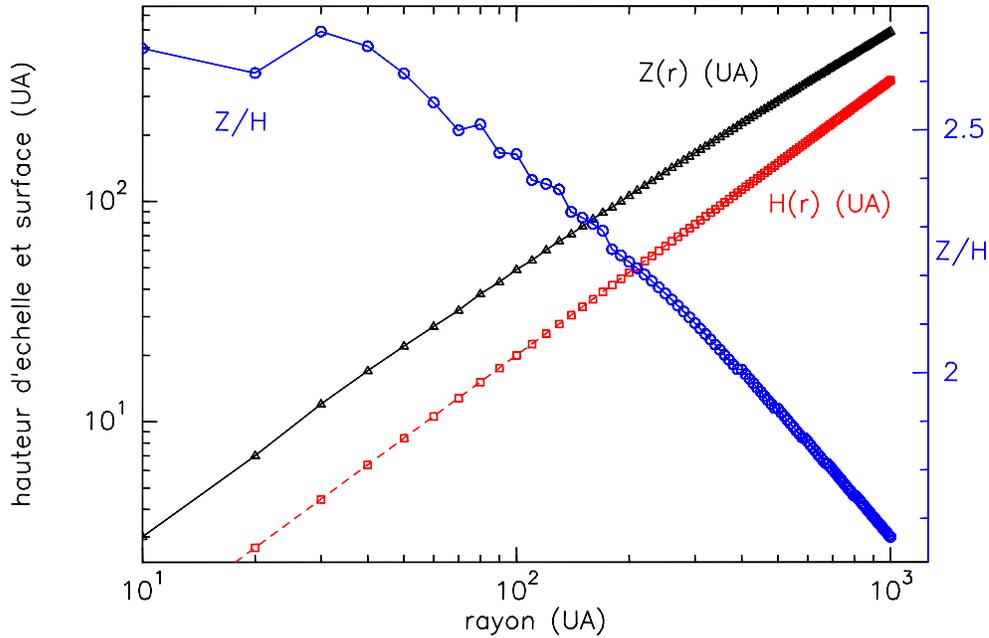


FIG. 6.5 – Hauteur d'échelle $H(r)$, "surface" $Z(r)$ et rapport $Z(r)/H(r)$ en fonction du rayon.

La surface $Z(r)$ est donnée dans la figure 6.5. Le rapport $Z(r)/H(r)$ varie entre 1.7 et 2.5 dans les zones qui nous intéressent (80–800 AU). L'hypothèse comme quoi $Z(r)$ est homothétique $H(r)$ est donc acceptable pour le modèle de disque choisi. La figure 6.6 présente le résultat du calcul de μ en fonction du rayon pour différentes valeurs des paramètres d'entrée. On constate que l'angle d'incidence ne varie pas beaucoup avec le rayon et qu'il reste faible (0.1–0.15) pour les valeurs de paramètres différentes. Les résultats sont du même ordre de grandeur que ceux trouvés par Bergin et al. (2003) ($\mu \sim 0.1$ à 100 UA).

6.2.2 Pénétration du champ UV dans le disque

L'étape suivante consiste en l'étude du transfert du rayonnement dans le disque. Pour étudier la pénétration du champ UV de l'étoile dans le disque nous avons adopté la résolution de l'équation de transfert donnée par Bergin et al. (2003). En suivant la méthode proposée par Mihalas (1978) (et Calvet et al., 1991) on obtient :

$$J_\lambda = \frac{I_*}{2} C_1 e^{-\tau_\perp/\mu} + \sigma_\lambda I_* \mu C_2 e^{-\sqrt{3(1-\sigma_\lambda)}\tau_\perp} \quad (6.4)$$

$$C_1 = 1 - 3\sigma_\lambda \mu^2 \quad (6.5)$$

$$C_2 = \frac{1 + 3/2 \mu + 3(1 - \sigma_\lambda)\mu^2}{1 + 2\sqrt{(1 - \sigma_\lambda)}/3} \quad (6.6)$$

Avec J_λ l'intensité spécifique du rayonnement, I_* l'intensité du rayonnement stellaire et σ_λ l'albédo.

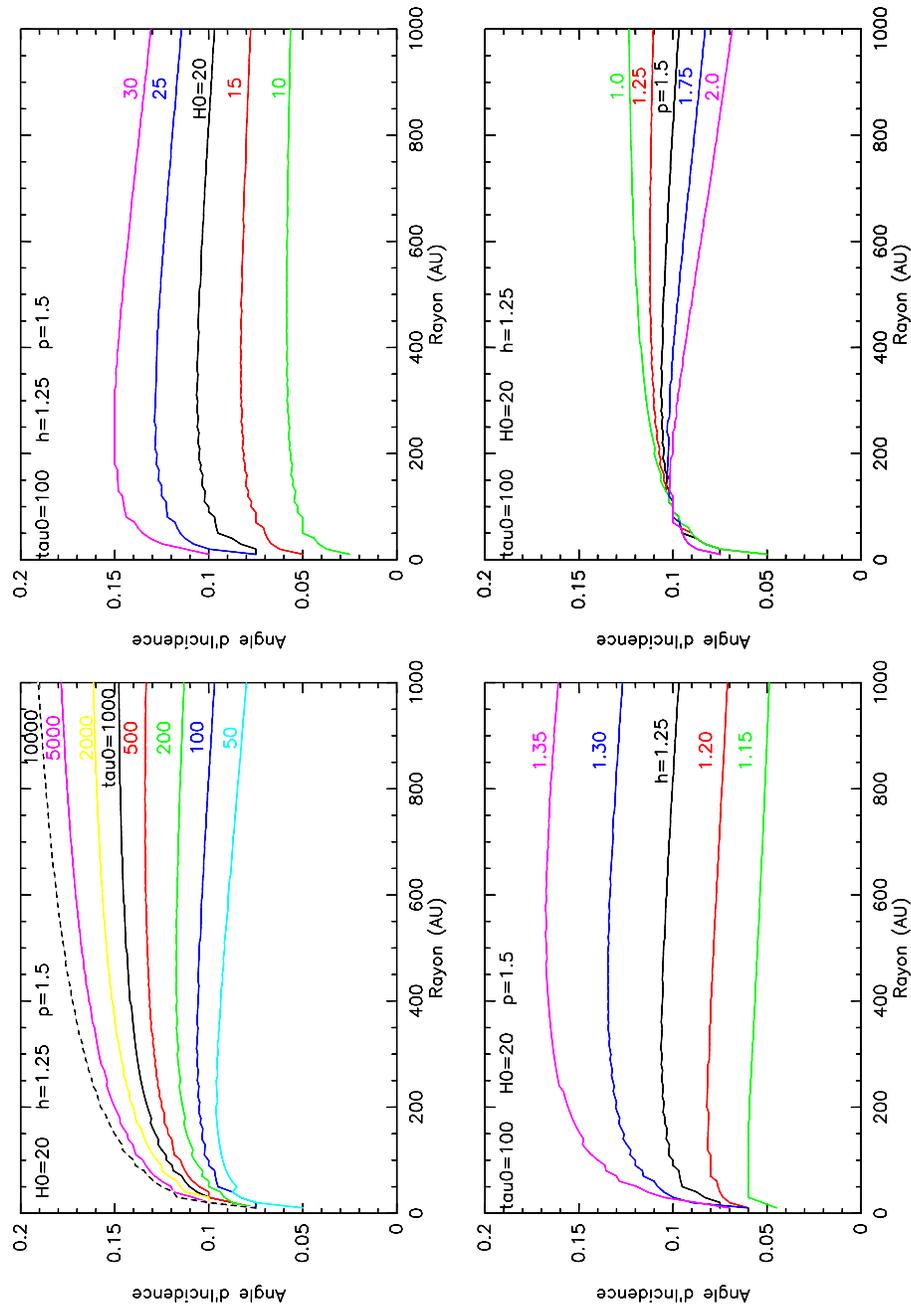


FIG. 6.6 – Influence de différents paramètres sur la détermination de l'angle d'incidence du champ de rayonnement de l'étoile sur le disque en fonction du rayon (respectivement : opacité en UV à 100 UA [τ_0], hauteur d'échelle à 100 UA [H_0], exposants des lois d'échelle de hauteur et d'opacité [h et p]).

Comparaison avec le modèle de disque de D'Alessio et al.

Bergin et al. (2003) ont suivi le modèle de D'Alessio et al. (1999) et D'Alessio et al. (2001) dans lequel le disque n'est pas en équilibre hydrostatique et où la densité est supposée distribuée selon une loi exponentielle dans la couche supérieure du disque.

Pour le cas exponentiel, les lois de densité et d'opacité sont définies comme :

$$n_e(r, z) = n_{0e}(r) \exp\left(\frac{-z}{H_e(r)}\right) \quad (6.7)$$

$$\tau_{\perp e}(r, z) = \tau_{0e} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-p} \exp\left(\frac{-z}{H_e(r)}\right) \quad (6.8)$$

et dans le cas gaussien :

$$n_g(r, z) = n_{0g}(r) \exp\left[-\left(\frac{z}{H_g(r)}\right)^2\right] \quad (6.9)$$

$$\tau_{\perp g}(r, z) = \tau_{0g} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-p} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{H_g(r)}\right) \quad (6.10)$$

$$\text{avec par définition } \tau_{\perp}(r, z) = \int_z^{\infty} \kappa n(r, z) dz$$

Nous avons cherché à résoudre l'équation de transfert du rayonnement pour les deux cas. Pour simplifier l'étude, on se place à $r = r_0 = 100UA$, et on suppose que les valeurs des opacités dans le plan médian sont identiques dans les deux modèles. Or elles sont définies d'après les équations 6.8 et 6.10 par

$$\tau_{0e} = \int_0^{\infty} \kappa n_{0e} e^{-(z/H_e)} dz = \kappa n_{0e} H_1 \quad (6.11)$$

$$\tau_{0g} = \int_0^{\infty} \kappa n_{0g} e^{-(z/H_g)^2} dz = \kappa n_{0g} H_2 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (6.12)$$

si $\tau_{0e} = \tau_{0g} = \tau_0$ alors d'après les équations 6.11 et 6.12

$$\kappa n_{0g} H_g \frac{\sqrt{\pi}}{2} = \kappa n_{0e} H_e \quad (6.13)$$

d'où

$$n_{0e} = \frac{\tau_0}{H_e} \quad (6.14)$$

$$n_{0g} = \frac{2 \tau_0}{\sqrt{\pi} H_g} \quad (6.15)$$

Nous avons calculé l'intensité du flux UV normalisé au flux de l'étoile j en fonction de la hauteur par rapport au plan du disque z et de la densité pour les deux modèles .

Le calcul se fait pour un angle d'incidence donné $\mu = 0.09$ (correspondant à la valeur de l'angle à 100 UA de rayon), avec un albédo $\sigma = 0.5$ fixé et sur une grille de valeurs de z . La loi d'opacité pour le modèle exponentiel est évaluée d'après la figure 3 du papier de Bergin et al. (2003) (reproduite ici sur la figure 6.9). On a supposé que les valeurs des opacités dans le plan médian sont les mêmes pour les deux lois (et vaut $10^{1.8}$ d'après le fit). La valeur de la densité dans le plan du disque n_0 a été fixée à la valeur typique de 10^8 cm^{-3} dans le cas gaussien et calculé d'après l'équation 6.13 pour le cas exponentiel. La hauteur d'échelle à 100 UA (h_e et h_g) a été calculée d'après le fit de la loi d'opacité pour le modèle exponentiel (~ 5.4) et a été fixée à 20 pour le modèle gaussien.

On constate que les deux lois donnent étonnamment des résultats similaires excepté aux hautes densités, c'est à dire pour des densité supérieures à 10^7 cm^{-3} donc dans une région où la grande majorité du flux UV a été absorbé et où le rapport n'a plus de sens physique. (cf figure 6.7-b).

Afin de déterminer si le fait que la pénétration du champ UV en fonction de la densité soit similaire pour les modèles exponentiel et gaussien, nous avons exécuté la procédure "tau-nu.greg" pour ces modèles ainsi que pour les modèles très simplifiés de distribution en densité linéaire et parabolique et en loi de puissance cubique. Le résultat est visible sur la figure 6.7-a.

En fait, la similarité des deux courbes d'extinction semble être due à une coïncidence entre les fonctions «erfc» et «exp» pour les valeurs choisies pour les paramètres h_g et h_e . Sur la figure 6.7-b le rapport j_e/j_g est tracé pour plusieurs valeurs de h_g (h_e restant constant) en fonction de la densité, on voit que le rapport n'est sensiblement égal à 1 que pour des densités inférieures à 10^4 cm^{-3} .

Cependant, la valeur de h_g dépend de la température dans le plan du disque et de la masse de l'étoile M_* (échelle de hauteur hydrostatique), et prend donc des valeurs comprises entre 15 et 20 pour un disque typique. Dans ces conditions, le rapport entre les flux UV calculés pour les deux modèles reste raisonnablement proche de l'unité (à un facteur 2 près) pour des densités inférieures à $10^6-10^7 \text{ cm}^{-3}$. Pour notre modèle de disque gaussien, cette gamme de densité correspond à des opacités visuelles A_V inférieures à 10^{-1} à 100 UA.

6.2.3 Code PDR

Implémenter une nouvelle méthode de résolution de l'équation de transfert dans le code de chimie PDR reviendrait à réécrire une partie majeure du programme (voir chapitre 5). Nous avons donc fait l'hypothèse suivante :

Le disque est à un rayon R soumis à un champ UV en incidence normal composé

- du champ interstellaire
- du champ stellaire dilué en $1/R^2$

Ce dernier est modélisé comme le champ interstellaire de Draine avec un facteur multiplicatif χ . On suppose que le champ UV stellaire est diffusé à la surface du disque pour

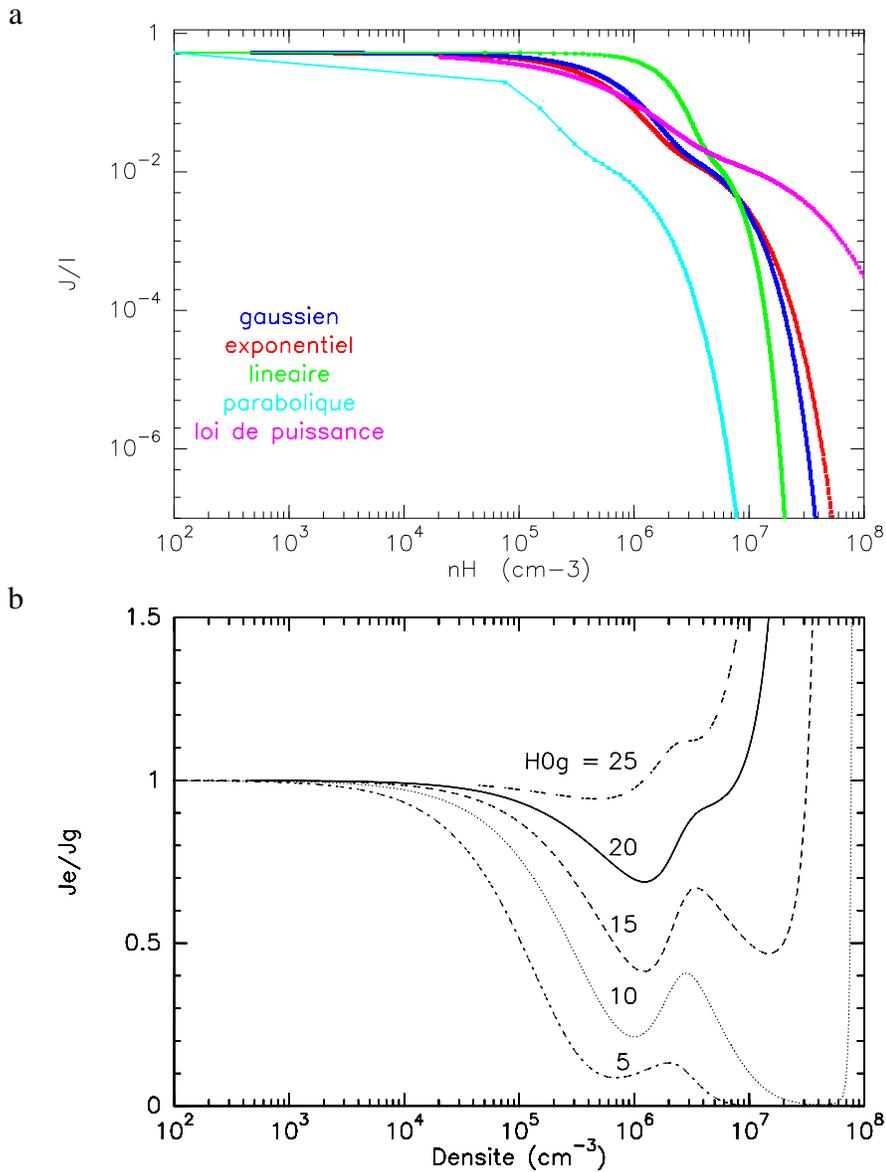


FIG. 6.7 – a : Pénétration du champ UV pour différents modèles gaussien et exponentiel. b : Influence de la valeurs de H_{0g} sur le rapport des flux UV calculé suivant les deux modèle en fonction de la densité. Calculs effectués pour $r = 100$ UA

moitié vers l'extérieure et pour moitié vers le plan. La composante stellaire du champ incident est donc donnée par

$$J = \frac{1}{2} \frac{L_*}{4 \pi R^2} \mu$$

Le fait que l'angle d'incidence μ soit quasi-constant en fonction du rayon justifie que le champ soit dilué en $1/R^2$. Le disque est donc éclairé par un champ uniforme composé du champ stellaire dilué en $1/R^2$ et du champ ISRF.

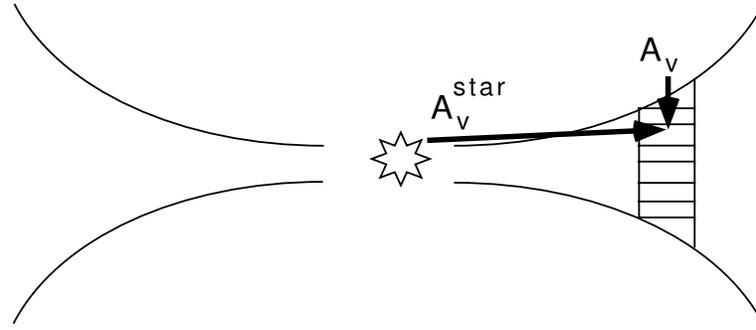


FIG. 6.8 – Schéma de l'éclairement du disque par le champ UV (Aikawa & Herbst, 1999)

Le problème de la diffusion du champ est plus délicat, notre solution est loin d'être idéale mais, si on la compare au transfert plus complet effectué par Bergin et al. (2003) (Fig. 6.9) on voit que l'on surestime le champ dans l'atmosphère et qu'au contraire on le sous-estime pour des A_v plus élevé par omission de la partie rediffusée du champ.

Dans la suite je présente d'autres approches à travers d'exemples issus de la littérature.

6.2.4 Comparaison avec la littérature

Le problème du transfert du rayonnement UV dans un disque protoplanétaire n'est pas simple car le champ stellaire est en incidence rasante sur l'atmosphère du disque.

Transfert 1+1-D Afin de prendre en compte le champ ISRF, on peut décomposer le problème en deux parties indépendantes : calculer le transfert du champ stellaire sur la ligne de visée de l'étoile et le transfert du champ ISRF perpendiculairement au plan du disque (figure 6.8). On additionne ensuite les deux champ UV. Cette solution est adoptée dans Aikawa & Herbst (1999) et Semenov et al. (2004). Elle néglige totalement la diffusion donc sous-estime l'intensité du champ UV dans le disque.

Transfert 2-D van Zadelhoff et al. (2003) et Jonkheid et al. (2007) calculent l'intensité moyenne du champ UV en tout point de leur disque avant de calculer la chimie. Ils utilisent un code 2D Monte Carlo. Dans le continuum, les photons sont absorbés et diffusés par les grains de poussières dont les propriétés sont celles des grains interstellaires. Les calculs sont faits pour les deux rayonnements (stellaire et ISRF) puis additionnés. Comme la structure en poussière des disques est indépendante du rayonnement UV, le continuum de densité d'énergie est bien estimé. Cependant, dans le domaine de longueur d'onde $912 - 1200\text{\AA}$, l'absorption dans les raies de H_2 et CO est importante, et la structure du disque en gaz dépend fortement du rayonnement UV (phénomène de

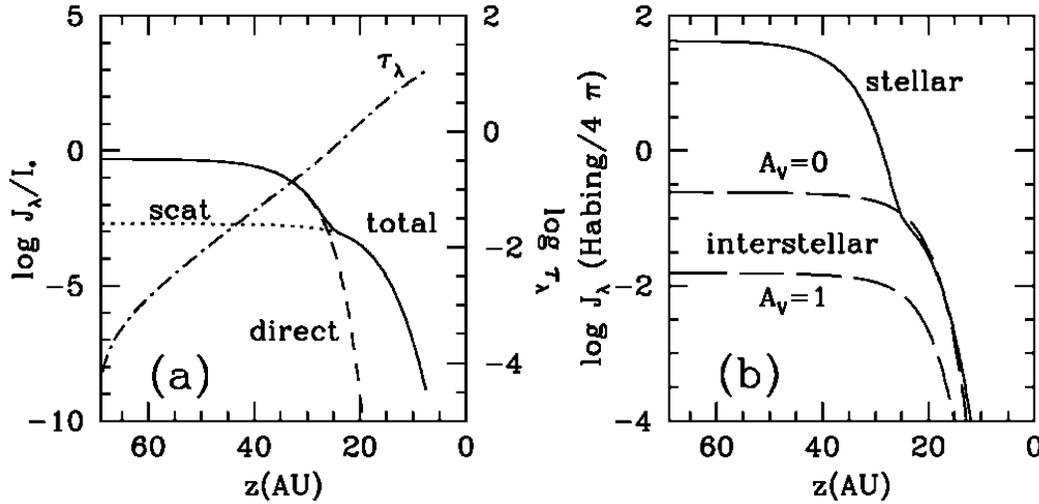


FIG. 6.9 – À droite : Intensité moyenne normalisée pour $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ et un rayon de 100 UA dans le disque en fonction de la hauteur dans le disque. L'intensité moyenne totale est constituée de la composante directe de l'étoile (tirets) et de la composante diffusée (pointillés). Le trait tireté-pointillé représente l'opacité visuelle verticale. À gauche : À $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ et un rayon de 100 UA dans le disque, intensité moyenne du rayonnement incident provenant de l'étoile (trait continu) et le rayonnement interstellaire à un A_v de 0 et 1 mag (tirets). Extrait de Bergin et al. (2003, figure 3).

photo-dissociation, d'auto-écranage). Pour en tenir compte, les auteurs calculent une première fois l'intensité moyenne du champ UV en supposant que tout l'hydrogène est sous forme moléculaire, puis calculent l'abondance de H_2 . Ils font de même pour CO. Avec cette méthode la position de la transition H/H_2 est très mal contrainte, ce qui a des conséquences importantes sur la chimie des disques (voir le chapitre 7).

Notre solution du transfert radiatif du rayonnement ultraviolet dans les disques n'est donc pas parfaite, mais est tout à fait valide dans les zones de relativement faible densité ($n(\text{H}) < 10^7 \text{ cm}^{-3}$), ce qui est le cas dans la majorité des disques de notre échantillon. De plus, la méthode 2D consistant à calculer la distribution d'intensité UV dans le disque avant la chimie n'est pas adaptée aux cas des disques où la position de la transition H/H_2 au dessus du plan du disque contrôle la chimie et donc les densités de colonne des molécules étudiées (voir le chapitre 7).

Chapitre 7

CQ Tau et MWC 758, des disques de transition ?

Sommaire

7.1	Les sources	65
7.2	Les observations	66
7.3	Modèle chimique	70
7.4	Piégeage du CO sur les gros grains froids	75
7.5	Conclusion	75

Les étoiles de Herbig sont les contreparties massives des T-Tauri. La présence de disques autour de ces objets a longtemps fait polémique. Aujourd’hui ils ont été détectés autour de la plupart de ces étoiles. Ces disques sont généralement plus chauds et plus massifs que ceux entourant les T-Tauri. Néanmoins très peu d’entre eux ont été étudiés en détail. (AB Aur par Piétu et al. (2005), MWC 480 par Simon et al. (2000), Piétu et al. (2007) et HD 163296 par Isella et al. (2007)). Je reporte ici les observations sur deux étoiles Herbig Ae, CQ Tau et MWC 758.

7.1 Les sources

CQ Tau (HD 36910) est une étoile de masse intermédiaire ($\sim 2M_{\odot}$), âgée d’environ 10 millions d’année, située au bord du nuage du Taureau. Les mesures par le satellite Hipparcos la placent à une distance de 100^{+25}_{-17} pc (van den Ancker et al., 1998). Toutefois, la vitesse systémique de la source étant égale à celle du nuage du Taureau et vu les incertitudes sur les parallaxes nous prendrons la valeur standard de la distance du nuage du taureau : 140 pc. Cette source présente la particularité d’être variable à la façon des UX Ori (Natta et al., 1997) ; ce point sera discuté plus loin. Son type spectral va de A8 à F2 (Creech-Eakman et al., 2002, Grady et al., 2005). D’après Garcia Lopez et al. (2006), CQ Tau est une étoile de type F2 et son taux d’accrétion est évalué à $\dot{M}_{acc} < 10^{-8} M_{\odot}/\text{an}$, et sa distance à 130 pc.

Le disque qui l'entoure a été observé dans plusieurs domaines de longueur d'onde, notamment en IR proche par Eisner et al. (2004)

MWC 758 (HD 36112) de même que CQ Tau, est une étoile de Herbig de $2M_{\odot}$ située au bord du nuage du Taureau à environ 140pc (200_{-40}^{+60} d'après les mesures Hipparcos (van den Ancker et al., 1998)). Son type spectral va de A3 à A8 (Thé et al., 1994, Beskrovnaya et al., 1999)

Remarque sur les distances Nous supposons que les deux sources sont situées à la distance du complexe du Taureau soit 140pc, ce qui aide à la comparaison entre les deux étoiles. Trois arguments étayent ce choix. Nous avons placé les sources sur un diagramme HR indépendant de la distance ((voir le papier en annexe et Simon et al., 2000, pour la description de la méthode)) qui situe CQ Tau et MWC 758 autour de 130 et 150 pc. De plus, la valeur de 140 pc n'est qu'à 1.5σ des mesures d'Hipparcos. Enfin les deux étoiles se trouvent proches du Taureau sur le plan du ciel et leur vitesses systémiques (6 km/s) sont typiques des objets de ce complexe.

En outre, les paramètres des disques déduits de nos analyses peuvent être aisément recalculés en fonction de la distance (Dutrey et al., 2003)

7.2 Les observations

7.2.1 Données interférométriques

Les deux sources ont été observées avec l'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI) en novembre 1999 et janvier 2001 en mode « snapshot » (voir le Chapitre 2) avec AB Aur.

7.2.2 Analyse des observations

Les données ont été analysées en utilisant le modèle paramétrique standard de disque évasé (cf. Chapitre 4). Les résultats sont résumés dans le tableau 7.2.

Nous mesurons l'émission de CO et de la poussière. De cette dernière, nous déduisons la quantité de H_2 en supposant une émissivité des poussières de 0.02 g/cm^2 (correspondant à des grains typiques de disque et un rapport gaz sur poussière de 100). Le rapport de la quantité de CO mesurée et de la quantité de H_2 ainsi déduite sera appelé par la suite « rapport CO/ H_2 ». Dans le milieu interstellaire, ce rapport vaut typiquement 10^{-4} .

Les propriétés des deux disques sont similaires sauf en ce qui concerne la température du gaz ($\sim 150\text{K}$ pour CQ Tau et $\sim 30\text{K}$ pour MWC 758). Les deux disques présentent notamment un faible « rapport CO/ H_2 », ~ 100 fois plus faible que la valeur standard de 10^{-4} .

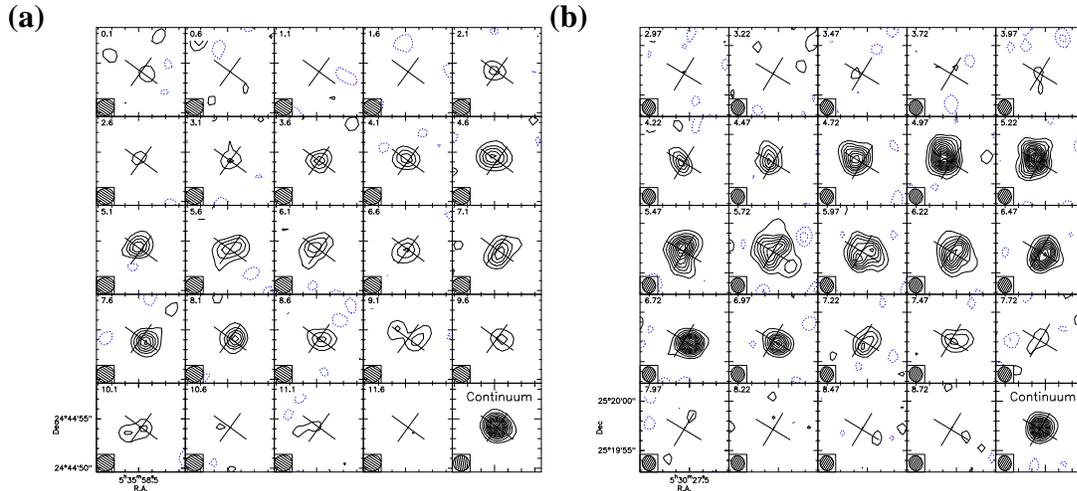


FIG. 7.1 – (a) : Carte canal par canal de l'émission du CO J=2-1 et du continuum à 1.3 mm (dernière case en bas à droite de chaque graphe) dans CQ Tau. les contours sont séparés de 0.075 Jy/beam ou 0.56 K (2σ) pour le CO, 10 mJy/beam, ou 90 mK (8σ) pour le continuum. (b) : Carte canal par canal de l'émission du CO J=2-1 et du continuum à 1.3 mm (dernière case en bas à droite de chaque graphe) dans MWC 758. Les contours sont séparés de 0.1 Jy/beam ou 1.1 K (2σ) pour le CO et de 3 mJy/beam (30 mK, 2σ) pour le continuum à 1.3 mm.

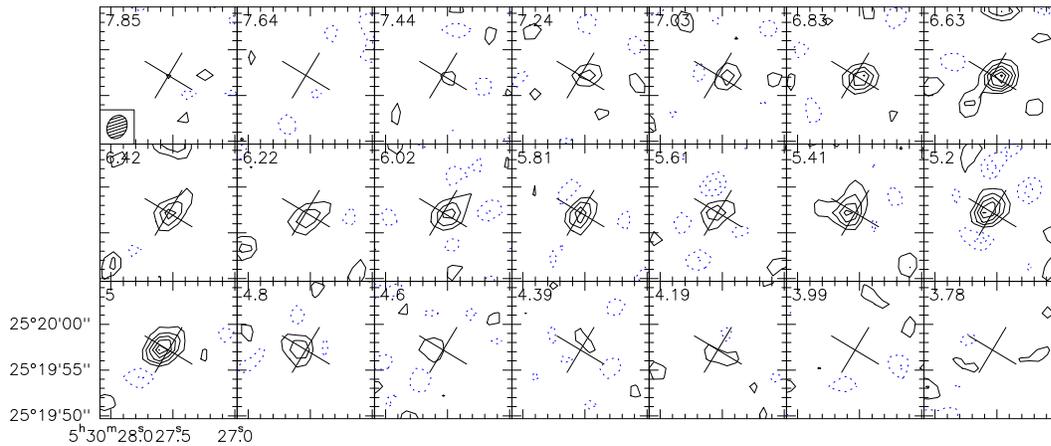


FIG. 7.2 – Carte canal par canal de l'émission du CO J=1-0 dans MWC 758. La résolution angulaire est de $2.7 \times 2.1''$. Les contours sont séparés de 0.06 Jy/beam ou 1.0 K (2σ) pour le CO. la croix indique la position, l'orientation et le rapport d'aspect du disque telle que déterminées par l'analyse.

Observations du CO J=3-2 Dent et al. (2005) ont observé CQ Tau et MWC 758 et une autre H Ae, MWC 480, dans la raie de $^{12}\text{CO}(3-2)$ avec le JCMT. L'aire intégrée des raies est reportée dans le tableau 7.1. Notre méthode d'analyse (chapitre 4) nous permet de prédire l'aire intégrée de la raie de $^{12}\text{CO}(3-2)$ dans les trois sources (voir Piétu et al. (2007) pour MWC 480). L'accord entre observations et prédictions est quasi parfait pour

Source	Aires intégrées (Jy km s ⁻¹)	
	observées	prédites
CQ Tau	6 ± 1	14 ^(#) – 11 ^(*)
MWC758	15 ± 2	15
MWC480	52 ± 1	47

TAB. 7.1 – Aires intégrées de la raie du ¹²CO(3-2) dans CQ Tau, MWV 758 et MWC 480 telles qu’observées par Dent et al. (2005) avec un facteur de conversion de T_{mb}(K) en densité de flux de 19 Jy/K pour un lobe de 22” à 345 GHz, et prédite par notre modèle, (#) avec T=140K et (*) avec T= 70K.

MWC758 et MWC480 mais pas pour CQ Tau où les deux valeurs diffèrent d’un facteur 2. Néanmoins, une diminution de la température du gaz (70K au lieu de 140K) réduit cette différence. Il est possible que notre estimation de la température de CQ Tau soit surévaluée, cependant les observations du ¹²CO(3-2) sont très bruitées (rapport signal à bruit de 6) ce qui limite l’analyse. Il est aussi possible que la raie du ¹²CO(3-2) soit excitée de manière sub-thermale, car elle est plus optiquement épaisse que la raie du ¹²CO(2-1) et donc qu’elle trace plus la «surface» du disque. Or, la densité critique variant en ν^3 , elle est thermalisée à plus forte densité que la transition 2–1.

7.2.3 Vers une explication ?

Le résultat le plus étonnant de notre analyse est le « rapport CO/H₂ » d’environ 10⁻⁶ mesuré pour les deux sources, ce qui implique une abondance apparente du CO de 10⁻⁶ (au lieu de la valeur standard de 10⁻⁴). Comment expliquer cette apparente déplétion d’un facteur 100 du CO ? Plusieurs phénomènes jouent sur l’abondance de CO :

1. La température du gaz mesurée dans les deux sources est bien plus grande que la température de collage du CO sur les grains (20K). Un simple piégeage du CO dans les manteaux des grains ne peut donc pas être une solution valide.
2. Le CO peut être détruit par photo-dissociation. Dans ce cas il faut que le champ UV dans le disque soit suffisamment fort. Ceci peut être du à une faible atténuation du champ UV, ce qui peut être la conséquence d’un grossissement des grains (voir les courbes d’extinction sur la figures 5.1) ou de la sédimentation des grains sur le plan du disque. Un mécanisme n’empêche pas l’autre, cependant la sédimentation seule n’est pas très efficace car les petits grains sont les moins touchés et ce sont eux qui absorbent le plus l’UV.
3. Il est aussi possible que ces disques aient commencé à dissiper leur gaz, dans ce cas le rapport g/d peut être inférieur à la valeur standard de 100.

Dans tous les cas le « rapport CO/H₂ » n’est plus directement proportionnel au rapport g/d à cause notamment de changement dans les effets d’auto-écranage des raies de H₂ et CO, ce qui modifie le profil du champ UV à l’intérieur même du disque.

(1) Source Donée	(2) CQ Tau $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow\text{1}$	(3) Dust	(4) $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow\text{1}$	(5) MWC 758 $^{12}\text{CO J=1}\rightarrow\text{0}$	(6) ^{12}CO	(7) Dust
<i>Astrométrie</i>						
V_{LSR} (km.s $^{-1}$)	6.17 ± 0.04		5.79 ± 0.01	5.90 ± 0.02	5.80 ± 0.02	
Orientation, PA ($^{\circ}$)	-36.7 ± 1.3	-36 ± 18	-31 ± 1	-23 ± 3	-31 ± 1	-38 ± 7
Inclinaison, i ($^{\circ}$)	29.3 ± 1.7	29 ± 9	18 ± 6	16 ± 1	16 ± 4	40 ± 20
<i>Masse de l'étoile</i>						
Velocity(*), (km.s $^{-1}$)	4.0 ± 0.2		3.6 ± 1.1	[4.00]	4.0 ± 0.6	
Velocity exponent, v	0.51 ± 0.02		0.51 ± 0.03	0.47 ± 0.07	0.50 ± 0.02	
Stellar mass, M_* (M_{\odot})	1.8 ± 0.2		1.5 ± 0.7 [1.80]	[1.80]	1.80 ± 0.5	
<i>Physique des disques</i>						
Σ (*), (cm $^{-2}$)	$1.7 \pm 0.1 10^{16}$	$1.7 \pm 0.3 10^{22}$	$3.5 \pm 0.7 10^{16}$	$1.6 \pm 2.4 10^{16}$	$4.7 \pm 0.9 10^{16}$	$6.0 \pm 2.0 10^{22}$
Σ_{mass} (*), (g.cm $^{-2}$)		0.075 ± 0.015				0.3 ± 0.1
Exponent p	2.3 ± 0.2	1.3 ± 0.1	2.7 ± 0.5	[3]	2.9 ± 0.4	1.5 ± 0.4
Outer radius R_{out} , (AU)	200 ± 20	200 ± 30	300 ± 20	230 ± 30	270 ± 15	180 ± 40
Temperature(*), (K)	150 ± 50 [150]		37 ± 6	24 ± 4	30 ± 1	
Exponent q	0.7 ± 0.5 [0.5]		0.05 ± 0.20	0.6 ± 0.3	0.37 ± 0.15	
δV (*), (km.s $^{-1}$)	0.32 ± 0.09		0.50 ± 0.03	0.28 ± 0.10	0.44 ± 0.02	
Scale height(*), (AU)	22		15		11	
β		0.70 ± 0.04				1.0 ± 0.15

TAB. 7.2 – Meilleurs modèles. Colonne (1) : noms des paramètres ; colonne (2) et (4) : valeurs des paramètres dérivées du $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow\text{1}$, colonne (5) : valeurs des paramètres dérivées du $^{12}\text{CO J=1}\rightarrow\text{0}$, colonnes (3) et (7) : valeurs des paramètres dérivés de l'émission de la poussière en utilisant la température déduite du ^{12}CO et l'émissivité de la poussière donnée par l'équation $\kappa_{\nu}(\nu) = 0.1(\nu/10^{12}\text{Hz})^{\beta} \text{cm}^2\text{g}^{-1}$ (Beckwith et al., 1990), colonne (6) : résultats de l'ajustement simultané des deux raies de CO. L'angle de position est celui de l'axe du disque. δV est la largeur de raie locale (somme quadratique des composantes thermique et turbulente, voir Piétu et al. (2007) pour la convention. Σ est la densité de surface ((H+2H $_2$)/2) et Σ_{mass} la densité surfacique de masse en prenant un rapport gaz/poussière de 100. (*) valeurs à 100 AU. Les valeurs des paramètres entre crochets sont fixées. Les barres d'erreurs correspondent à 1σ .

7.3 Modèle chimique

7.3.1 Utilisation du code PDR

Pour tenter de comprendre quel mécanisme est à l'origine de la déplétion apparente de CO j'ai étudié la chimie de ces sources grâce au code PDR (présenté au chapitre 5).

Structure physique. Les paramètres d'entrée du code décrivant la structure du disque ont été dérivés à partir des observations du continuum (poussière) avec notre modèle paramétrique en loi de puissance. En supposant un rapport gaz/poussière (habituellement égal à 100 dans le milieu interstellaire) on obtient la distribution verticale de la densité de proton pour plusieurs rayons.

Chimie. La chimie est celle utilisée par Goicoechea & Le Boulrot (2007) à laquelle ont été ajoutés les isotopes du carbone et de l'oxygène. Elle contient 473 espèces chimiques (isotopes et hydrogène collé sur les grains inclus) et 4347 réactions. La seule réaction sur les grains prise en compte est la formation de H_2 .

Taille des grains. La distribution en taille des grains est une loi de puissance avec deux rayons de coupures. Afin de simuler le grossissement des grains j'ai fait varier la taille maximum (a_+) tout en conservant la taille minimum ($a_- = 3$ nm), l'exposant de la loi de puissance ($\gamma = -3.5$) et la masse totale des grains. a_+ varie de $0.1 \mu\text{m}$ à 1mm . La courbe d'extinction dans l'ultra-violet ainsi que le rapport N_H/A_v sont recalculés à chaque fois.

Champ UV. Le flux UV des étoiles de Herbig est assez mal connu. MWC 758 a été observée par FUSE et IUE. CQ Tau n'a été observée que par IUE. Dans un premier temps le flux UV de l'étoile est supposé être un champ de Draine auquel est appliqué un facteur d'échelle $\chi = 10^3 - 10^4$ et dilué par un facteur $1/R^2$. Nous y reviendrons plus loin.

Rapport g/d . Ce rapport a été modifié en diminuant la masse du gaz (protons) tout en conservant la masse de la poussière constante. Les calculs ont été faits avec la valeur «standard» de 100 et la valeur de 10.

7.3.2 Effets «basiques»

Dans un premier temps j'ai regardé les effets sur les distributions des abondances et des densités de colonnes de H, H_2 , C^+ , C et CO des variations du champ UV et de la distribution en taille des grains. L'augmentation de l'intensité du champ UV incident et le grossissement des grains (donc une diminution du coefficient N_H/A_v) ont le même effet, celui d'augmenter le flux UV dans le disque et donc la photo-dissociation des molécules. CO se comporte plus ou moins comme HCN et est relativement affecté (malgré le phénomène d'auto-écranage) par l'UV.

Une augmentation de l'intensité du champ UV comme une augmentation de la taille des grains induit donc une diminution de la colonne densité de CO, en déplaçant la transition $C^+/C/CO$ vers le plan du disque (Figure 7.3).

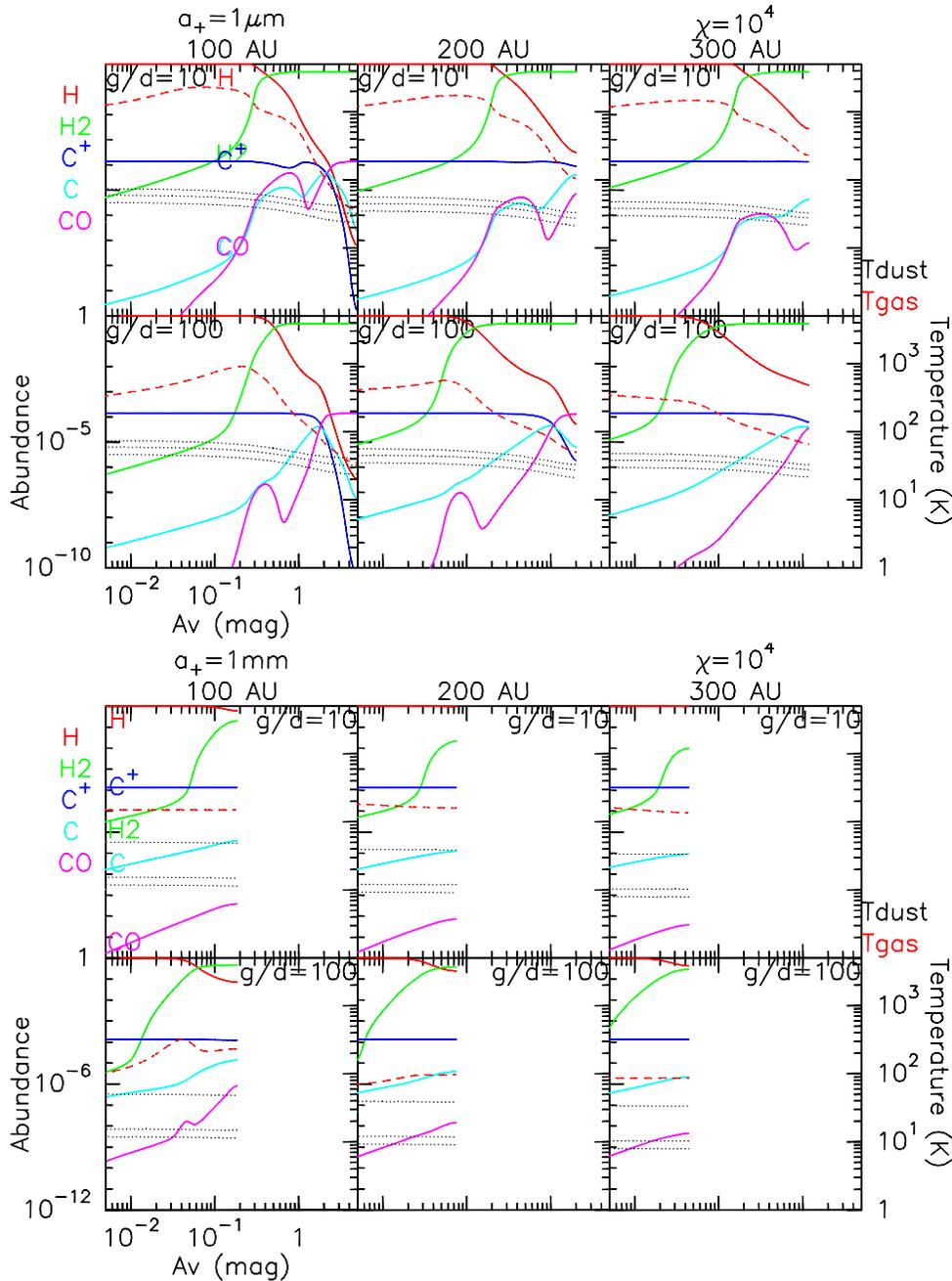


FIG. 7.3 – Distributions verticales des abondances de H, H₂, C⁺, C, et CO et de la température du gaz (tirets) et de la poussière (pointillées) à travers le disque depuis l'atmosphère (faible A_v) vers le plan, aux rayons 100, 200 et 300 UA pour les modèles calculés avec un champ UV standard ($\chi = 10^4$), $a_+ = 1 \mu\text{m}$ (en haut) et $a_+ = 1 \text{mm}$ (en bas) et deux rapport g/d (10 et 100). La température de la poussière est tracée pour trois taille de grains a_- , a_+ et $\frac{a_- + a_+}{2}$. La structure en densité est celle de CQ Tau. Les échelles sont identiques sur les deux graphes.

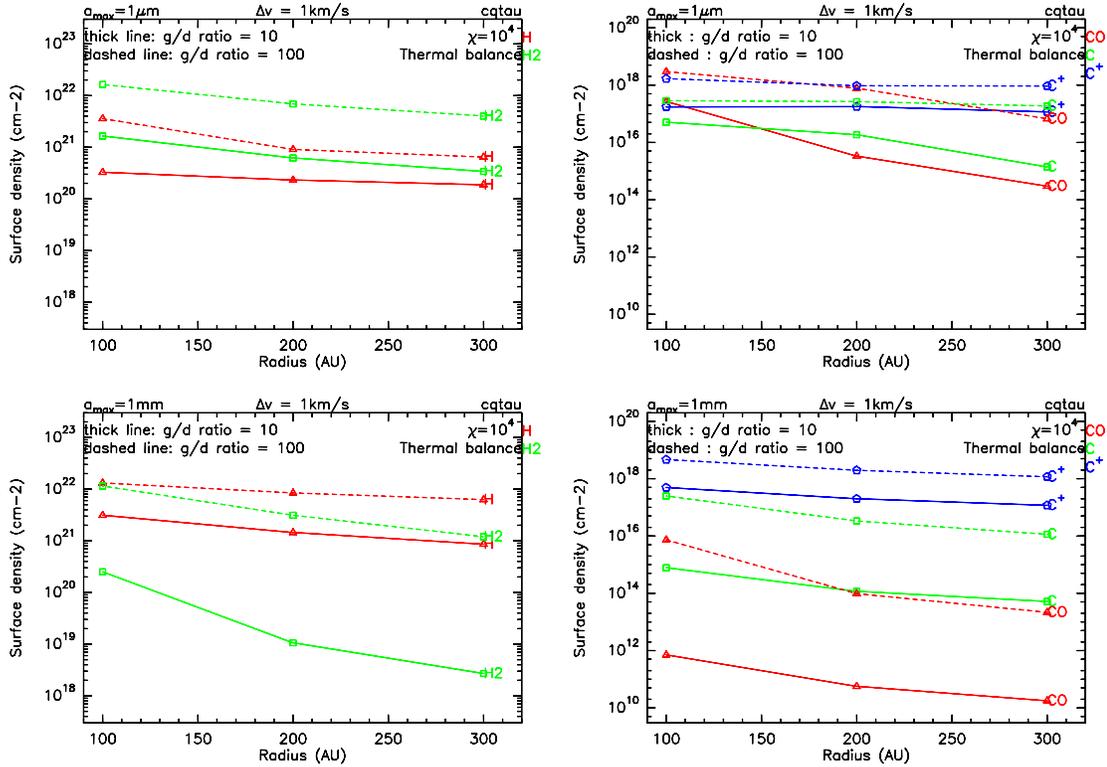


FIG. 7.4 – Distributions radiales des densités de surfaces de H, H₂, C⁺, C, et CO pour les modèles calculés avec un champ UV standard ($\chi = 10^4$), $a_+ = 1\mu\text{m}$ (en haut) et $a_+ = 1\text{mm}$ (en bas). La structure en densité est celle de CQ Tau. Les échelles verticales sont différentes sur les deux graphes.

Une diminution drastique du **rapport** g/d a pour conséquence principale de modifier le profil du rayonnement UV dans le disque car le gaz étant moins abondant l'absorption dans les raies de CO et H₂ est moins efficace. Donc la transition H–H₂ est déplacée vers le plan du disque et celui-ci est globalement plus ionisé. Par exemple, dans les modèles avec une taille maximum de grains $a_+ = 1\mu\text{m}$ et $g/d = 10$, le C⁺ est la forme dominante de carbone dans le plan du disque pour des rayons supérieurs à 200 AU (figure 7.4).

L'effet de la **turbulence** (élargissement par effet Doppler des raies de H₂) a été exploré. Des simulations ont été faites pour trois valeurs de largeur de raies (0.5 – 1.0 et 2.0 km/s) toutes choses égales par ailleurs ($a_+ = 1\mu\text{m}$ et 1mm, $\chi = 10^4$). L'effet sur les densités de surface de CO n'est pas significatif dans le cas des petits grains, et reste négligeable pour des gros grains (figure 7.5). Ceci est dû à la largeur des raies de pré-dissociation de CO qui est plus grande que 2 km/s.

Le calcul du **bilan thermique** a très peu d'influence sur l'abondance de CO, sauf aux très faibles densités (où la densité de colonne est négligeable).

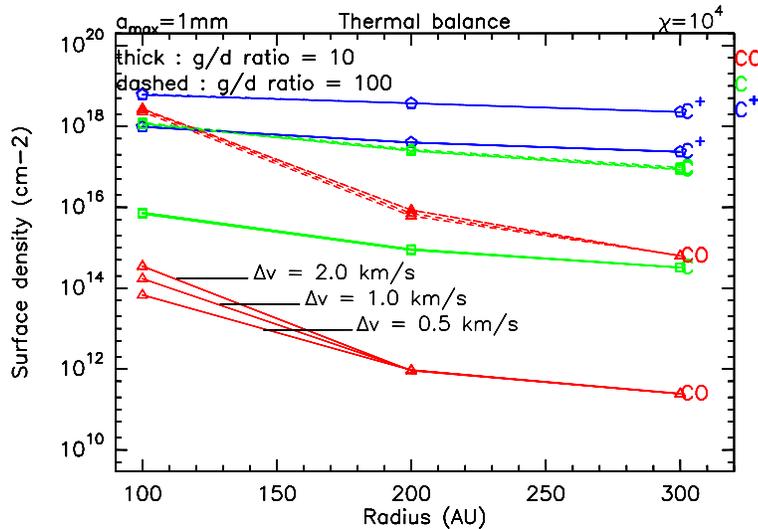


FIG. 7.5 – Distributions radiales des densités de surfaces de C⁺, C, et CO pour les modèles calculés avec un champ UV standard ($\chi = 10^4$), de gros grains $a_+ = 1$ mm, et trois valeurs de largeurs de raies.

7.3.3 Modélisation de CQ Tau

Le moyen le plus fiable pour diminuer le rapport CO/H₂ est d'augmenter l'efficacité de la photo-dissociation de CO, soit par une réduction de l'opacité dans l'UV (grossissement des grains) soit par une augmentation de l'intensité du champ UV incident.

Deux résultats de modèles pour CQ Tau sont présentés sur les figures 7.3 et 7.4. On peut voir qu'il n'est pas nécessaire de modifier le rapport g/d pour expliquer la déplétion de CO : le modèle avec $\chi = 10^4$ et $g/d = 100$ reproduit assez bien la température du gaz et sous-estime légèrement la densité de surface de CO observée. Celui avec $\chi = 10^3$ la surestime un peu. Un modèle avec $a_+ = 1$ mm, $g/d = 100$ et χ compris entre 10^3 et 10^4 est donc valide.

Cependant le flux UV de CQ tau est difficilement évaluable à cause de sa variabilité. D'après Grady et al. (2005, figure 5), le flux UV de CQ Tau est plus faible que celui de MWC 758. Deux autres modèles avec $\chi = 10^2$ et $g/d = 10-100$ toutes choses égales par ailleurs ont été calculés. Dans ce cas une diminution du rapport gaz sur poussière est nécessaire pour expliquer la déplétion de CO.

Comparaison avec Jonkheid et al. (2007)

Une étude de la chimie dans les disques d'étoiles de Herbig Ae évoluées a déjà été faite par Jonkheid et al. (2007). Leur approche diffère de la notre en plusieurs points :

- Ils ont fait deux séries de modèles, un en diminuant la masse de gaz ($10^{-1} - 10^{-4} M_{\odot}$ avec un rapport g/d constant de 100) l'autre en modifiant le rapport g/d à masse de gaz constante. La quantité de petits grains (de taille interstellaire) est diminuée afin de simuler le grossissement des grains et/ou la sédimentation.

- Le spectre stellaire adopté est un spectre synthétique photosphérique NextGen ($T_* = 10000$ K).
- Le transfert dans l’UV est effectué avec un code 2-D (van Zadelhoff et al., 2003) indépendant de la chimie.
- L’auto-écranage des raies de H_2 et CO est évalué en supposant des abondances moléculaires constantes.
- Leur réseau chimique (Jonkheid et al., 2004, Jansen et al., 1995) inclut des réactions avec des PAHs.

Ils trouvent qu’une déplétion de CO d’un facteur 100 peut être reproduite dans leurs modèles seulement avec une *très faible masse de petit grains*, $10^{-6} M_\odot$ (voir leur modèle B4/BL4 et leur Figure 8). Cependant, comme leur spectre stellaire est purement photosphérique et donc ne prend pas en compte d’excès UV, ils doivent diminuer sévèrement la quantité de petits grains afin de diminuer l’extinction dans l’UV et avoir un champ UV suffisamment fort dans le disque pour dissocier le CO. Les processus de croissance des grains ou de sédimentation peuvent être à l’origine d’une déplétion en petits grains.

Dans cette étude et la notre, on retrouve le même mécanisme pour expliquer la faible abondance de CO : la photo-dissociation par le champ UV. Cependant, dans leurs modèles, ce mécanisme n’est efficace qu’avec une très faible proportion de petits grains car l’excès UV n’est pas pris en compte. De plus, l’auto-écranage des raies de H_2 et CO n’est pas calculé de manière consistante avec la chimie dans leur étude, ce qui joue sur la position de la transition H– H_2 et au final sur les densités de colonne des molécules. Notre étude, où l’excès UV est pris en compte et où le calcul de l’auto-écranage est fait à chaque itération est donc plus réaliste.

7.3.4 Modélisation de MWC 758

MWC 758 présente une déplétion de CO du même ordre de grandeur que CQ Tau mais la température du gaz y est beaucoup plus basse.

Comment expliquer la différence de température entre les deux sources ? MWC 758 est légèrement plus dense que CQ Tau (facteur 5.5 sur la densité dans le plan à 100 UA) et les grains y seraient plus petits (β plus grand). Ces différences pourraient elles expliquer la basse température de MWC 758 ?

Plus les grains de poussières sont petits, plus ils sont chauds (Kruegel & Siebenmorgen, 1994). De plus, les petits grains contrôlent le chauffage grâce à l’effet photoélectrique (Bakes & Tielens, 1994) et ils sont mieux couplés au gaz que les gros grains. Une densité plus élevée favorise aussi un meilleur couplage gaz-grains (Burke & Hollenbach, 1983). Or la quantité de petits grains ($< 1\mu\text{m}$) est très mal connue, ce qui induit une incertitude dans notre bilan thermique.

Pour expliquer une température plus basse la première idée est de diminuer l’intensité de l’UV dans le disque. Pour ce faire on peut soit

- diminuer l’intensité du champ UV incident

- augmenter l'absorption de l'UV dans le disque donc augmenter le nombre de petit grains.

Or dans les deux cas une diminution du champ UV effectif a pour conséquence une augmentation de l'abondance de CO, et les modèles représentant correctement la déplétion de CO ont des valeurs de température du gaz trop élevées.

Cependant l'étude favorise une solution avec des petits grains ($a_+ = 1 \mu\text{m}$), un champ UV standard ($\chi = 10^4$) et un faible rapport gaz/poussière ($g/d = 10$) où le refroidissement est relativement efficace dans le plan du disque. Le lecteur intéressé trouvera plus de détails dans Chapillon et al. (2008).

7.4 Autre hypothèse : Piégeage du CO sur les gros grains froids

Les simulations avec une taille maximum de grains de 1 mm ont révélé que les gros grains ($\sim 0.1\text{--}1\text{mm}$) restent à des températures inférieures à celle de la désorption du CO sur les grains (17–20 K Aikawa (2007)), même dans les modèles avec un fort champ UV et peu de gaz. CO, même s'il est à une température supérieure à 20 K, peut donc encore se coller sur ces grains. Cependant, ce processus n'est pas très efficace car la surface par unité de masse de ces grains est faible. De plus, la sédimentation des gros grains dans le plan du disque réduit encore la probabilité d'interaction entre le CO sous forme gazeuse et les grains.

Une autre alternative plus efficace réside dans l'histoire de la formation de ces gros grains. Durant les phases proto-stellaires, le CO peut être piégé efficacement dans les manteaux entourant les nombreux petits grains. Puis ces grains grossissent, entre autre par coagulation, en gardant le CO sous forme solide. Plus tard, le milieu se réchauffe sous l'effet du rayonnement stellaire, mais la taille des gros grains est alors suffisante pour que ces derniers restent froids et que le CO y reste piégé.

Notons que, bien que notre bilan thermique ne soit pas parfait, les processus les plus incertains (effet photoélectrique et couplage gaz-grains) affectent d'avantage les petits grains que les gros.

7.5 Conclusions

Un rapport gaz/poussière anormal n'est pas nécessaire pour expliquer un rapport CO/H₂ plus bas que la normale dans ces disques peu massifs.

Le mécanisme de photo-dissociation par le rayonnement UV peut être suffisant, principalement si les grains sont assez gros pour ne pas trop atténuer l'intensité du rayonnement UV, mais ce processus implique que les disques soient chauds. Le piégeage du CO dans les gros grains froids est une alternative possible.

7.5.1 Ces disques sont-ils ionisés ?

D'après nos modèle où la photo-dissociation est le processus dominant, le C^+ semble être la forme dominante du carbone dans les disques externes et sa densité de surface est supérieure ou du même ordre de grandeur que celle de CO. Il en est de même pour le C neutre (qui reste néanmoins moins abondant que C^+). Il serait intéressant de détecter ces objets en C et/ou C^+ .

7.5.2 La mystérieuse variabilité de CQ Tau

La valeur de 30 degrés trouvée pour l'inclinaison du disque (aussi bien en poussière qu'en CO) contredit l'hypothèse comme quoi cette source serait de type UX Ori. En effet la variabilité des UX Ori est due au passage de «paquets» de matière sur la ligne de visée (peut être lié à la formation planétaire voir la thèse de Myriam Benisty (2008)), ce qui implique que le disque soit incliné d'au moins 45 degrés (Natta et al., 1997, Natta & Whitney, 2000).

CQ Tau a été observée dans l'IR proche par Eisner et al. (2004) avec l'interféromètre PTI. Ils ont mesuré un angle de position de $PA = 14 \pm 6^\circ$ et une inclinaison de $i = 48 \pm 5^\circ$. Les deux axes de positions (mesuré en IR et mm) différent de 30° .

Il est possible que le disque interne de CQ Tau soit gauchi par interaction avec un corps planétaire à la manière de β Pictoris (Mouillet et al., 1997). Néanmoins les gauchissements observés jusqu'ici sont tous inférieurs à 10° (7° pour β Pic). Le disque de CQ Tau serait exceptionnellement voilé. Il est à noter que les mesures d'inclinaison par interférométrie IR ne sont faites qu'avec peu de points et qu'elles sont à confirmer avant d'explorer sérieusement l'hypothèse de très fort gauchissement. Ceci est d'autant plus nécessaire qu'une différence similaire entre les mesures d'angle d'inclinaison en IR et en millimétrique est aussi obtenue pour MWC 758 (respectivement 40° et 16° , Isella et al., 2008, Chapillon et al., 2008).

Article Le lecteur intéressé trouvera plus de détail sur l'étude de CQ Tau et MWC 758 dans l'article en annexe B 2.

Chapitre 8

Étude de CN et HCN dans trois disques protoplanétaires

Sommaire

8.1	Observations	78
8.2	Modélisation de la chimie de CN et HCN	82
8.3	Évaluation des effets non ETL	94
8.4	Validité de l'hypothèse « loi de puissance »	96
8.5	Conclusion	97

Comme H_2 ne peut être utilisé comme traceur de masse, d'autres molécules observables dans le domaine millimétrique doivent être étudiées. Nous avons besoin de comprendre leur répartition spatiale en (r,z) pour savoir quelle région est tracée par chaque molécule. Or pour comprendre la distribution spatiale des molécules il faut étudier la chimie, d'où l'utilisation d'un code de chimie.

D'autres molécules que le CO sont observées dans les disques. L'étude de ces molécules est plus complexe que celle du CO (bien que les cas de CQ Tau et MWC 758 ont démontré que l'hypothèse comme quoi le CO trace le gaz moléculaire et le H_2 n'est pas forcément valide dans ces objets. Néanmoins, ces autres molécules sont très intéressantes car elles tracent des régions aux caractéristiques spécifiques.

Dans cette étude nous nous intéresserons plus spécialement aux régions de photo-dissociation et à l'influence de la croissance en taille des grains sur la distribution des molécules dans les disques.

Dans cette optique, le couple CN/HCN est particulièrement intéressant car les deux molécules sont bien détectées dans les disques étudiés et il s'agit d'un couple de photo-dissociation. Typiquement on s'attend à ce que la molécule HCN sonde la couche moléculaire alors que son produit de photo-dissociation, le radical CN, trace les régions de photo-dissociation du disque, donc les parties supérieures de l'atmosphère. De plus, HCN est photo-dissocié par la raie Lyman alpha tandis que CN ne l'est pas. L'étude

de ce couple dans plusieurs sources ayant des conditions physiques différentes nous permettra d'évaluer l'influence du champ UV (morphologie du spectre et intensité) sur la composition chimique des disques et d'étudier l'effet rétroactif de la croissance des grains sur la chimie en phase gazeuse (par modification de la pénétration du champ UV).

Nous avons effectué des observations du CN et du HCN dans trois disques protoplanétaires. Après la présentation des sources, je décrirai les observations puis les différentes analyses que j'en ai faites.

8.1 Observations

8.1.1 Échantillon de sources

Notre étude se porte sur trois sources. Ces étoiles, situées dans le nuage du Taureau (~ 150 pc) ont été choisies car elles sont toutes isolées du nuage (pas de contamination par une enveloppe de gaz et de poussière résidu du précurseur moléculaire). Toutes ont des disques étendus (rayon >500 UA) observés en CO. Elles couvrent une large gamme du spectre de masse ($0.5-1.8 M_{\odot}$) et donc représentent des environnements différents (intensité du champ UV, température... voir tableau 8.1). De plus plusieurs molécules ont été détectées dans chacune d'elles (Dutrey et al., 1997, van Zadelhoff et al., 2003)...

DM Tau est une étoile T-Tauri de type M1, sa masse est de $0.53 M_{\odot}$. Un disque en rotation Képlérienne a été observé autour de cet objet en ^{12}CO par Guilloteau & Dutrey (1994). La structure physique du disque a été étudiée par Guilloteau & Dutrey (1998). Dartois et al. (2003) ont démontré l'existence d'un gradient vertical de la température dans le disque en analysant des observations à haute résolution angulaire des transitions (1-0) et (2-1) de ^{12}CO , ^{13}CO et C^{18}O .

LkCa 15 est une CTT (étoile T-Tauri classique) de type spectral K5, sa masse est de $1.01 M_{\odot}$. La structure verticale de son disque a été étudiée par Piétu et al. 2007 à l'aide de données ^{12}CO ^{13}CO et HCO^+ . Contrairement à DM Tau et MWC 480, il n'y a pas d'évidence de gradient de température vertical. Piétu et al. (2006) ont observé une cavité interne de ~ 50 UA de rayon dans le continuum à 1.4mm. Une telle cavité peut être formée par une planète massive ($>0.005M_{\odot}$) ou un compagnon de faible masse ($<0.2 M_{\odot}$) orbitant à une trentaine d'unité astronomique de l'étoile. Néanmoins cette cavité n'est pas complètement vide : les rayons internes des distributions de ^{12}CO et ^{13}CO sont respectivement de 13 et 23 UA. La formation planétaire a peut-être déjà débuté dans cette source. Pour plus de détails voir le chapitre 4.4 et le papier 1.

MWC 480 est une étoile de Herbig Ae. Elle est plus massive et plus chaude que les T-Tauri. Son disque a été découvert par Mannings et al. 1997 et étudié par Simon et al. 2000 qui ont confirmé la rotation Képlérienne et estimé la masse de l'étoile. Piétu et

	DM Tau	LkCa 15	MWC 480
type spectral ^c	M1	K5	A4
masse (M_{\odot}) ^a	0.53	1.01	1.83
température effective (K) ^c	3720	4350	8460
luminosité stellaire (L_{\odot}) ^c	0.25	0.74	11.5
âge (10^6 ans) ^c	5	3-5	7
R_{out} (UA) ^a	890	905	740

TAB. 8.1 – Paramètres de l'échantillon de sources. R_{out} : rayon extérieur du disque estimé à partir des observations ^{12}CO , ^a : Piétu et al 2007, ^b : mesure Hipparcos (Van den Ancker et al. 1998), ^c : Simon et al. 2000.

al.2006 ont résolu le cœur optiquement épais dans le continuum à 1.4mm (rayon ~ 35 UA). Ils en ont déduit l'index de l'émission de la poussière ($\beta \sim 1.4$) qui suggère une croissance des grains modérée. De plus, la majorité de la poussière doit être confinée dans le plan du disque (sédimentation) et protégée du rayonnement stellaire pour expliquer la non détection du disque en lumière diffusée (Piétu et al., 2006).

8.1.2 Les données et leurs analyses

Les données ont été obtenues au Plateau de Bure en 2003 en mode « track sharing ». Les sources ont donc été observées dans les mêmes conditions et leur calibration est homogène. Les observations ont été analysées avec le modèle paramétrique décrit au Chapitre 4.

Dans un premier temps, les paramètres géométriques (i , PA) ont été laissés libres. Les résultats sont en excellent accord avec ceux dérivés de l'étude de CO par Piétu et al. (2007), mais moins précis. Dans la suite les valeurs de i , PA , H_0 et M_* sont fixées à celles déduites des observations CO. Σ , p , T , q , R_{out} et δV sont ensuite ajustés. Le rayon interne du gaz dans LkCa 15 est fixé à la valeur de 30 UA.

Opacité

Les transitions CN J=2-1 (227 GHz) et HCN J=1-0 (88.6 GHz) se composent de plusieurs composantes hyperfines (Tableau 8.2). L'opacité peut être déterminée par le rapport des composantes hyperfines de manière plus précise que par la « simple » distribution de température de brillance (comme fait dans l'étude de CO dans le chapitre 7). L'existence de ces composantes hyperfines implique de prendre quelques précautions dans l'analyse.

Le corrélateur observant dans un canal de largeur donnée, il mesure l'intégrale du flux sur cette largeur et non la valeur à la fréquence sélectionnée. De plus, la séparation entre deux composantes hyperfines n'est pas un multiple de la résolution en vitesse.

Fréquence (MHz)	Transition
CN J=2-1	
226332.519	2-1 J=3/2-3/2 F=3/2-5/2
226341.919	2-1 J=3/2-3/2 F=5/2-3/2
226359.987	2-1 J=3/2-3/2 F=5/2-5/2
226616.520	2-1 J=3/2-1/2 F=1/2-3/2
226632.176	2-1 J=3/2-1/2 F=3/2-3/2
226659.543	2-1 J=3/2-1/2 F=5/2-3/2
226663.685	2-1 J=3/2-1/2 F=1/2-1/2
226679.341	2-1 J=3/2-1/2 F=3/2-1/2
226874.183	2-1 J=5/2-3/2 F=5/2-3/2
226874.764	2-1 J=5/2-3/2 F=7/2-5/2
226875.896	2-1 J=5/2-3/2 F=3/2-1/2
226887.399	2-1 J=5/2-3/2 F=3/2-3/2
226892.151	2-1 J=5/2-3/2 F=5/2-5/2
HCN J=1-0	
88630.4157	1-0 F=1-1
88631.8473	1-0 F=2-1
88633.9360	1-0 F=0-1

TAB. 8.2 – Transitions hyperfines de CN J=2-1 et HCN J=1-0

Donc, si la largeur intrinsèque de la raie est du même ordre de grandeur que celle d'un canal (résolution spectrale), alors la différence entre les valeurs échantillonnées et intégrées, combinées avec échantillonnage différent pour chaque composante hyperfine, peut résulter en un biais significatif sur la détermination du rapport de raies et donc de l'opacité, et par conséquent de la température et de la densité de colonne.

Nous avons vérifié que ce biais n'est pas significatif dans notre analyse en simulant le comportement du corrélateur en sur échantillonnant puis en moyennant en vitesse les modèles.

8.1.3 Résultats

Les résultats sont présentés dans le tableau 8.3. Les observations CN ont été analysées de deux manières différentes : en ajustant toutes les composantes hyperfines (« all »), et en les séparant en deux groupes, les composantes les plus optiquement épaisses (« high ») et les plus optiquement minces (« low »).

L'étoile de Herbig MWC 480 apparaît chimiquement moins riche que les deux T-Tauri. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette étoile est plus massive et plus chaude (type A4) que les deux autres. Les molécules sont donc plus efficacement détruites par le rayonnement UV. Ce cas est à rapprocher de celui du disque entourant l'étoile HAe AB Aur de type A0. Ce disque apparaît pauvre en molécules, ce qui est expliqué sa

Molecule	Σ 10^{12} cm^{-2}	p	R_{out} (AU)	δV (km s^{-1})	T_k (K)	q
MWC 480						
HCN 1-0	1.1 ± 0.4	2.4 ± 0.4	[550]	0.3 ± 0.2	[30]	[0]
CN 2-1 (high)	11 ± 1	2.1 ± 0.1	540 ± 40	0.25 ± 0.04	33 ± 6	[0]
CN 2-1 (low)	11 ± 1.2	2.1 ± 0.15	550 ± 70	0.26 ± 0.07	33 ± 6	[0]
CN 2-1 (all)	10.4 ± 0.9	2.1 ± 0.1	545 ± 35	0.25 ± 0.04	30 ± 4	[0]
LkCa 15						
HCN 1-0	10.6 ± 1.5	1.1 ± 0.2	600 ± 40	0.20 ± 0.03	7.0 ± 0.6	0.55 ± 0.25
CN 2-1 (high)	38 ± 4	2.3 ± 0.2	570 ± 20	0.18 ± 0.02	10.8 ± 0.7	0.20 ± 0.07
CN 2-1 (low)	115 ± 18	0.2 ± 0.2	690 ± 20	0.26 ± 0.03	6.6 ± 0.3	0.80 ± 0.07
CN 2-1 (all)	58 ± 5	0.8 ± 0.1	630 ± 35	0.18 ± 0.01	8.8 ± 0.3	0.95 ± 0.05
DM Tau						
HCN 1-0	6.5 ± 0.9	1.0 ± 0.3	660 ± 20	0.18 ± 0.01	6.0 ± 0.4	0.00 ± 0.12
CN 2-1 (high)	26 ± 4	2.1 ± 0.15	650 ± 20	0.16 ± 0.01	8.6 ± 0.5	0.05 ± 0.05
CN 2-1 (low)	46 ± 9	0.7 ± 0.15	550 ± 25	0.20 ± 0.01	6.5 ± 0.5	0.50 ± 0.08
CN 2-1 (all)	35 ± 9	0.6 ± 0.06	620 ± 15	0.17 ± 0.01	7.5 ± 0.3	0.60 ± 0.05

TAB. 8.3 – Meilleurs modèles. Tous les paramètres se réfèrent au rayon de référence $R_0 = 300 \text{ UA}$

faible masse et par le fort rayonnement UV de l'étoile centrale (Schreyer et al., 2008, accepté dans A&A), 4.

Les températures d'excitation des molécules observées suivent le même ordre que les températures des étoiles (le disque de l'étoile de Herbig MWC 480 est le plus chaud, celui de DM Tau le plus froid, Piétu et al. (2007)).

Les deux molécules sont observées dans les deux étoiles T-Tauri à des températures étonnamment basses ($< 10 \text{ K}$). À cette température, les molécules sont supposées être collées sur les grains et non en phase gazeuse. Deux voies s'offrent à nous pour expliquer ces observations : soit les molécules sont localisées plus près du plan du disque (donc dans une région plus froide) que ce que les modèles chimiques actuels ne prédisent, soit les molécules sont excitées de manière sub-thermale.

8.1.4 Excitation subthermale ou disque froid ?

Les coefficients de collision de CN ne sont malheureusement pas connus. Néanmoins la fréquence de la raie étant plus élevée, on peut supposer raisonnablement que la densité critique du CN $J=2-1$ est plus élevée que celle de HCN $J=1-0$. Or d'après les modèles de chimie existants, le CN se trouve dans des régions moins denses que le HCN. Il devrait donc être moins excité que ce dernier. Mais la température d'excitation du CN observée dans les deux étoiles T-Tauri est plus élevée que celle du HCN, ce qui est en défaveur de l'hypothèse sub-thermale et indiquerait que le CN est thermalisé. Le fait que le CN le plus froid soit observée dans le disque autour de l'étoile la plus

froide est aussi en faveur de l'hypothèse ETL. Dans ce cas, la couche dans laquelle le CN se trouve doit être relativement dense, au moins de l'ordre de la densité critique ($n_c \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$). A fortiori, HCN est certainement thermalisé.

8.2 Modélisation de la chimie de CN et HCN

Pour tenter de comprendre ces observations, j'ai modélisé la chimie de ces objets avec le code *PDR*.

8.2.1 Utilisations du code de chimie

La démarche adoptée est similaire à celle mise en œuvre pour l'étude de CQ Tau et MWC 758 (chapitre 7). Il s'agit d'étudier les effets primaires de la modification de plusieurs paramètres (entre autres l'intensité du champ UV et la distribution en taille des grains) sur la distribution de plusieurs molécules : CO, CN et HCN dans des disques protoplanétaires orbitant autour d'étoiles de type T-Tauri.

Structures physiques des disques

Deux types de structure physique des disques ont été adoptées.

1. Une première série de simulations a été faite sur la base de la modélisation en lois de puissance du disque de DM Tau (Dartois et al., 2003, sans le gradient vertical de température). Les principales équations décrivant notre modèle paramétrique de disque sont rappelées dans le tableau 8.4 (voir le chapitre 4). Les calculs ont été faits tous les 100 UA de 100 à 800 UA. Dans la suite je désignerai ce modèle physique par le terme « structure paramétrique ».

densité	$n_H(R, Z) = 4 \times 10^8 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-2.75} \exp\left[-\left(\frac{Z}{H(R)}\right)^2\right] \text{ cm}^{-3}$
vitesse	$v(R) = 2.10 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-0.5} \text{ km.s}^{-1}$
température	$T(R) = \max\left[10, 30 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-0.6}\right] \text{ K}$
hauteur d'échelle	$H(R) = 20.8 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1.20} \text{ AU}$
densité de colonne	$\Sigma = 1 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-1.55} \text{ g.cm}^{-2}$
avec	$M_* = 0.53M_\odot$

TAB. 8.4 – Équations décrivant le disque de DM Tau, modèle en lois de puissance. $R_0 = 100 \text{ AU}$

2. Un second jeu de calculs a été fait en prenant pour structures physiques les résultats d'un modèle théorique. Les fichiers décrivant les structures physiques de mes trois disques m'ont été gracieusement fourni par Dimitry Semenov. Ils ont été calculés avec le code 1+1D de Dmitry Wiebe. Ce code est similaire à celui de Paola D'Alessio. Les paramètres d'entrée sont présentés dans le tableau 8.5. La figure 8.1 présente les distributions de la densité, de la température et de la densité de colonne de H₂ dans les trois sources. Les calculs ont été faits sur 15 rayons répartis de 50 à 850 UA. Je parlerai dans la suite « structure théorique » par opposition à la « structure paramétrique ».

Sources	DM Tau	LkCa 15	MWC 480
Gstar ¹	410.00	2550.00	5800.00
Mdot ²	1.26E+17	6.31E+17	6.31E+17
alpha ³	0.01	0.03	0.02
Mstar ⁴	0.65	1.00	2.20
Rstar ⁵	1.20	1.51	1.59
Tstar ⁶	3720.00	4350.00	8460.00
X-ray luminosity ⁷	1.00E+30	1.00E+30	1.00E+30
outer radius ⁸	850.00	680.00	700.00
Mdisk ⁹	0.05	0.028	0.030
Rin ¹⁰	0.02	0.02	0.02

TAB. 8.5 – Paramètres pour le calcul des structures physiques des trois disques. ¹ : Champ UV stellaire à 100 UA en unité de champ Habing UV ISRF; ² : taux d'accrétion en g/ans; ³ : efficacité de la turbulence; ⁴ : en M_☉; ⁵ : en R_☉; ⁶ : en K; ⁷ : en erg/s; ⁸ : en UA; ⁹ : en M_☉; ¹⁰ : rayon interne correspondant à la distance de sublimation de la poussière (~0.02 UA).

Ces structures sont auto-cohérentes. La température donnée est la température cinétique du milieu. Elle présente un gradient vertical, ce qui est plus réaliste que notre modèle en loi de puissance.

Paramètres

Le disque est éclairée par les deux faces par un champ UV pris comme χ fois le champ de Draine à 100 UA. La distribution en taille des grains est une loi de puissance d'exposant $-\gamma$ avec deux rayons de coupures a_+ et a_- . Les opacités visuelles sont recalculées à chaque fois en fonction de la distribution en taille des grains.

Plusieurs conditions physiques ont été testées :

- Le grossissement des grains est simulé par deux distributions en taille de la poussière données par deux rayons de coupure supérieures ($a_+=0.3 \mu\text{m}$ et 0.3 mm pour la structure paramétrique et $a_+=0.3 \mu\text{m}$ et 0.1 mm pour les structure théoriques). Les valeurs du rayon de coupure inférieure et de l'exposant de la loi de puissance

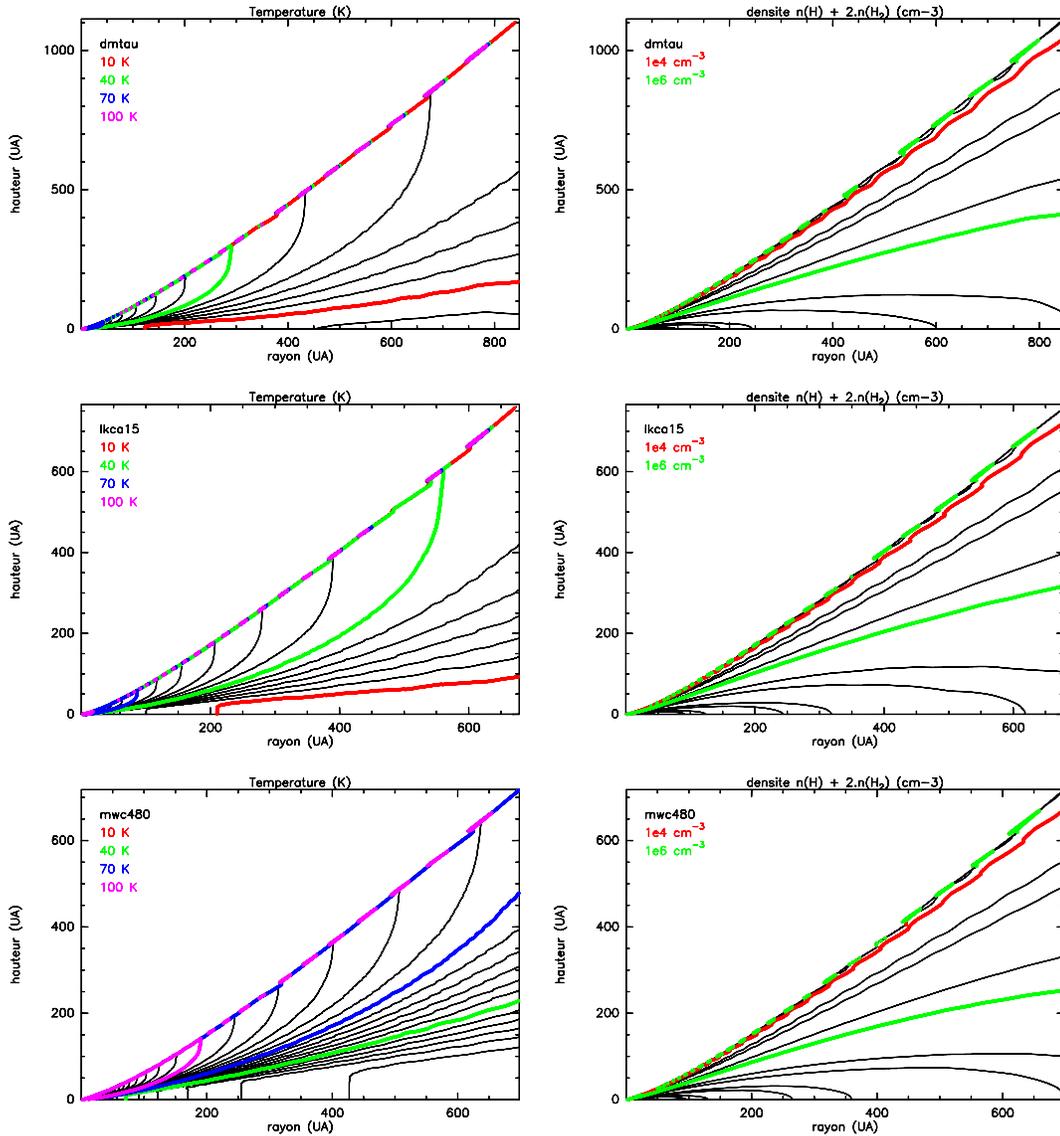


FIG. 8.1 – Modèles de distribution de la température (à droite) et de la densité en proton dans les trois sources étudiées avec les structures théoriques.

sont fixées respectivement à $a_{-} = 3$ nm et $\gamma = 3.5$. La masse totale de poussière reste constante.

- deux valeurs pour l'intensité du champ UV : $\chi = 10^3$ ou 10^4 fois le champ interstellaire de Draine (ISRF) à 100 UA (plus atténuation en $1/R^2$)
- un taux d'ionisation par les rayons cosmiques $\xi = 10^{-17}$ ou $5 \times 10^{-17} \text{s}^{-1}$
- uniquement dans les cas avec les structures physiques théoriques, les calculs ont été faits dans 5 cas :
 - avec la structure déduite du modèle théorique inchangée,

Paramètres	Modèle paramétrique	Modèle théorique
χ		$10^3 - 10^4$
ξ		$1 \times 10^{-17} - 5 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$
a_+	$0.3 \mu\text{m} - 0.3 \text{ mm}$	$0.3 \mu\text{m} - 0.1 \text{ mm}$
chimie	standard + Ly α	standard + Ly α + modifiée
structure	n(H) et T non modifiées	n(H) $\times / 3$; T $\pm 30\%$
rayons	100–800 UA, par 100 UA	15 rayons de 50 à 850 UA

TAB. 8.6 – Paramètres des simulations. Voir le texte pour plus de détails.

- avec une modification de la densité d’un facteur 3 (multiplié ou divisé),
- avec une modification de la température de $\pm 30\%$.

Dans tous les cas, le bilan thermique n’est pas calculé.

Le réseaux chimie adopté pour toutes les sources est le même que celui utilisée dans l’étude de CQ Tau et MWC 758 (chapitre 7). Un autre réseau où les taux de réaction de photo-dissociation et photo-ionisation de plusieurs molécules ont été modifiés selon van Dishoeck et al. (2006) (pour le rayonnement de corps noir à 4000 K) a été utilisé pour la modélisation de DM Tau avec la structure théorique.

Pour avoir une première idée de l’influence de la raie d’émission Ly α sur la chimie des disque j’ai aussi fait un calcul avec une estimation grossière de cette raie. Dans ce cas, un type de réaction spécifique à été rajouté dans le code de chimie *PDR*. Il s’agit de la réaction de photo-dissociation avec le rayonnement Ly α de plusieurs molécules (voir le chapitre 5 et l’annexe A). La largeur équivalente de la raie est fixée arbitrairement à 10 Å (ce qui est une valeur faible car elle définit la limite entre les cas CTT et WTT, une largeur équivalente de 50 à 100 Å aurait été plus appropriée pour les CTTs). Le calcul a été fait dans le cas des gros grains.

Les variations différents paramètres sont résumées dans le tableau 8.6.

8.2.2 Résultats et discussion

Structure paramétrique

Les figures 8.2, 8.3 et 8.4 présentent respectivement les distributions radiales des densités de surface, les distributions verticales des abondances moléculaires et le rapport CN/HCN en fonction du rayon pour les différents modèles avec la structure paramétrique en loi de puissance.

D’après ces figures, nous déduisons :

1. Une augmentation de l’intensité du champ UV agit sur la répartition des abondances des espèces chimiques dans le même sens qu’une augmentation en taille des grains (ce qui est logique car dans ce cas l’opacité diminue donc le rayonnement UV pénètre plus loin)

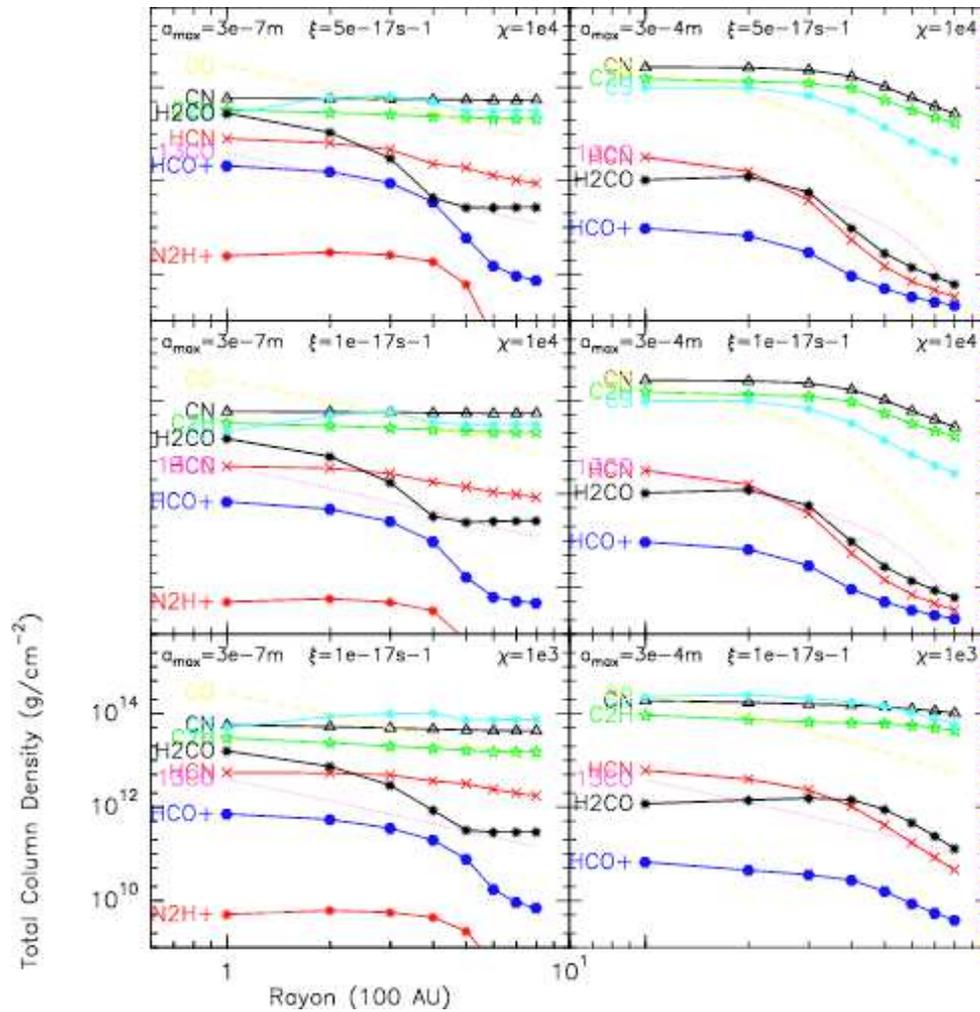


FIG. 8.2 – Distribution radiale de la densité de surface de plusieurs molécules pour les modèles avec $a_+ = 0,3\text{mm} - 0,3\mu\text{m}$, $\chi = 10^3 - 10^4$ et $\xi = 1-5 \times 10^{-17}$. Les densités de surfaces de ^{12}CO et ^{13}CO ont été divisées par 10^5

2. Néanmoins le grossissement des grains semble plus efficace que l'augmentation du flux UV, au moins en ce qui concerne la dépendance radiale du rapport des densités de colonne de CN et HCN (et $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$).
3. Une augmentation du taux d'ionisation par les rayons cosmiques n'a que peu d'influence comparée aux autres paramètres, et uniquement dans le cas des petits grains (où la radiation UV est suffisamment absorbée dans le plan du disque pour que l'influence des rayons cosmiques soit comparable).

Un résultat est à souligner : les distributions radiales de densité de surface des molécules étudiées semblent suivre un comportement général. La distribution est constante jusqu'à un certain rayon puis diminue. La valeur de ce rayon est différente selon les molécules mais est de l'ordre de grandeur du rayon où l'opacité visuelle dans le plan du

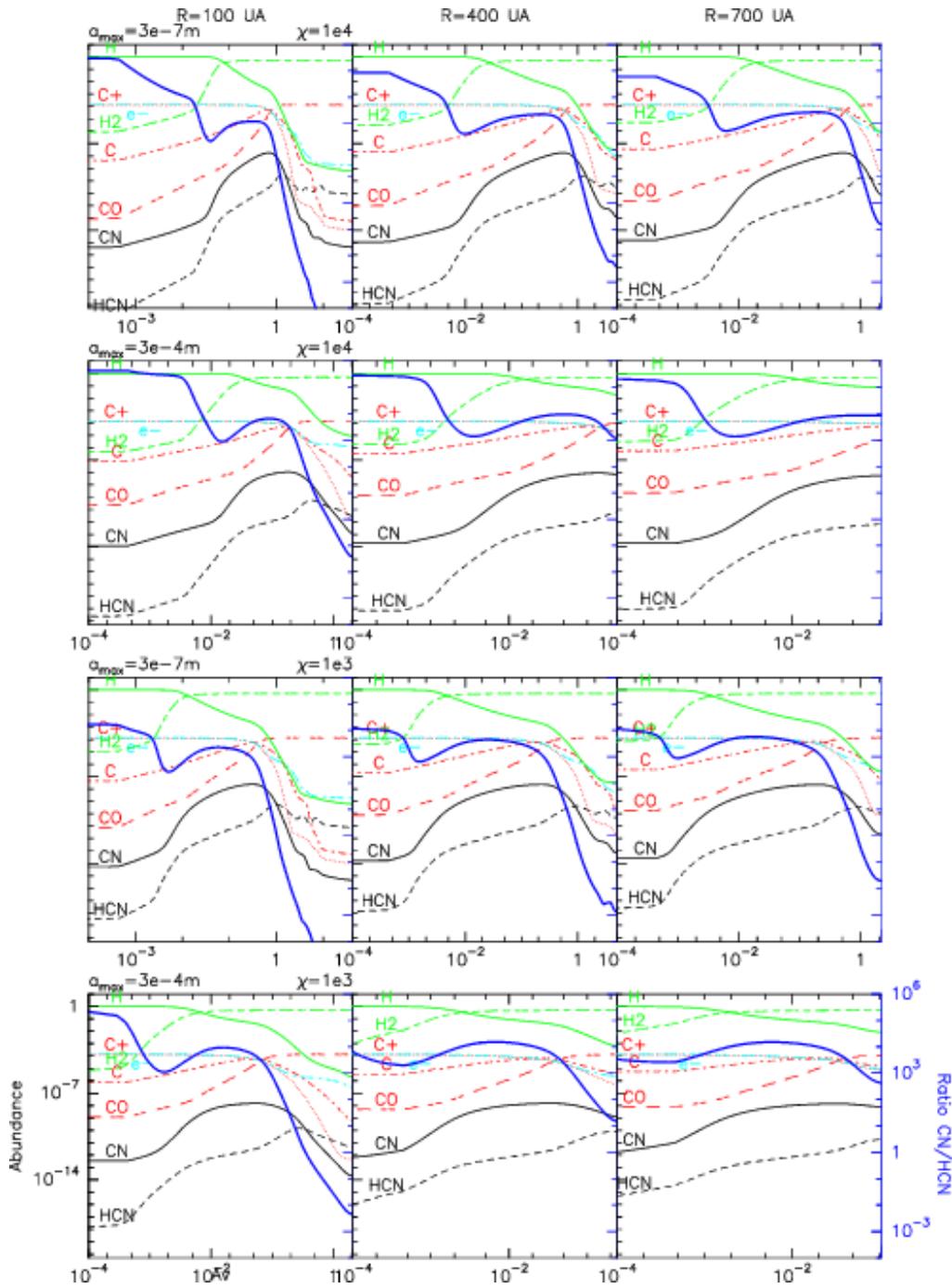


FIG. 8.3 – Distribution verticale des abondances de H, H₂, C, C⁺, ¹²CO, CN et de rapport des abondances de CN/HCN (bleu) en fonction de l'opacité visuelle dans (A_V) aux rayons 100, 200 et 300 UA pour les modèles avec $a_+ = 0,3\text{mm} - 0,3\mu\text{m}$ et $\chi = 10^3 - 10^4$. La hauteur au dessus du plan est donnée en fonction de l'opacité visuelle vers l'extérieur ($A_V = 0$ à la surface du disque).

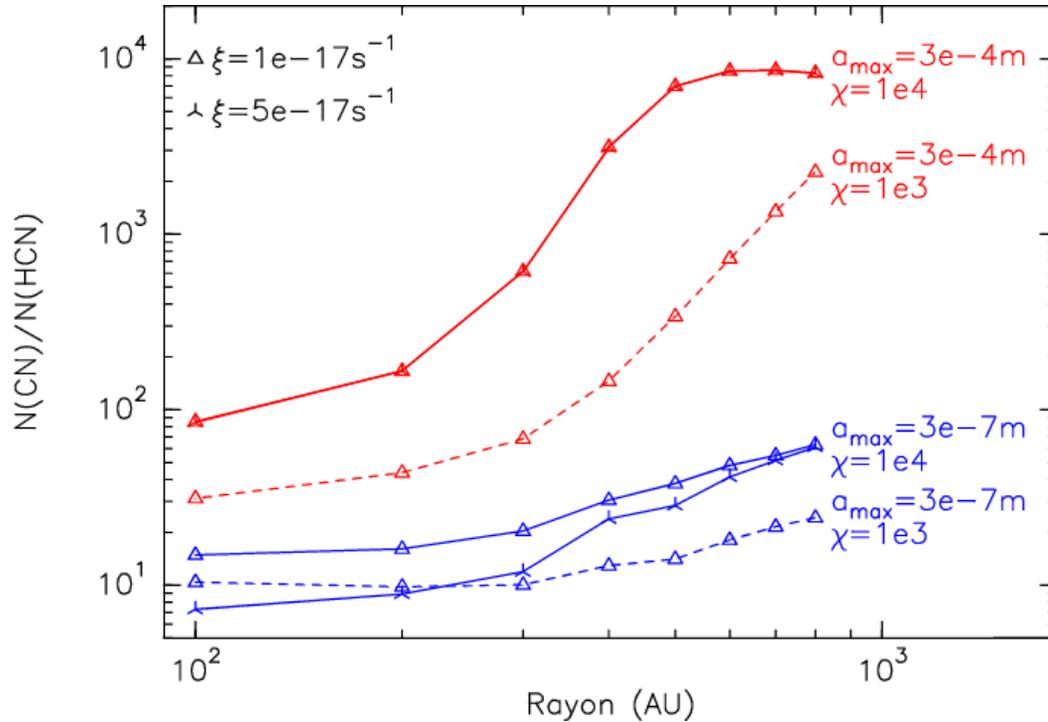


FIG. 8.4 – Distribution radiale du rapport des densités de surface de CN et HCN (CN/HCN) pour les modèles avec $a_+=0.3\text{mm}$ (rouge) $a_+=0.3\mu\text{m}$ (bleu), $\chi=10^3$ (tirets) 10^4 (traits pleins) et $\xi = 10^{-17}$ (triangle) et $\xi = 5 \times 10^{-17}$ (étoiles).

disque vaut environ 1. À l'extérieur le disque se comporte comme une PDR.

Aikawa & Nomura (2006) ont aussi étudié la chimie des disques protoplanétaires. Leur structure en densité est basée un modèle physique de disque ($M_* = 2 M_\odot$, $T = 4000 \text{ K}$, $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{ ans}^{-1}$, $\alpha = 0.01$). Le rayonnement UV stellaire est le continuum de TW Hya. La chimie dépend du temps et est calculée pour un âge de 10^6 ans. La distribution en taille des grains est une loi de puissance avec $a_+=10\mu\text{m}$, 1 mm , 1 cm et 10 cm . Elles trouvent des densités de colonnes quasi-constantes mais n'étudient pas le disque au delà de 300 UA . Pour un même modèle (un jeu de paramètres), elles ont tracé les distributions verticales d'abondance moléculaire en fonction de Σ_{21} , $\Sigma_{21} = \Sigma_{\text{H}} / (1.59 \times 10^{21}) \text{ cm}^{-2}$ étant le résultat de la division de la densité de colonne de H par le rapport $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ dans le cas des grains interstellaires ; autrement dit, Σ_{21} représente l'opacité visuelle à un facteur dépendant de la taille des grains près. Elles trouvent que le pic d'abondance des molécules a lieu pour la même valeur de Σ_{21} quelque soit le rayon auquel on regarde. Les molécules sont « stratifiées », elles sont localisées dans une couche au dessus du plan du disque. Tant que cette couche n'atteint pas le plan du disque, les densités de colonnes sont donc constantes. Néanmoins, la température de la couche, donc de la molécule, dépend du rayon.

Le comportement bi-modal des densités de surface en fonction du rayon (constante puis décroissante) est similaire quelque soit la chimie adoptée (chimie sur les grains

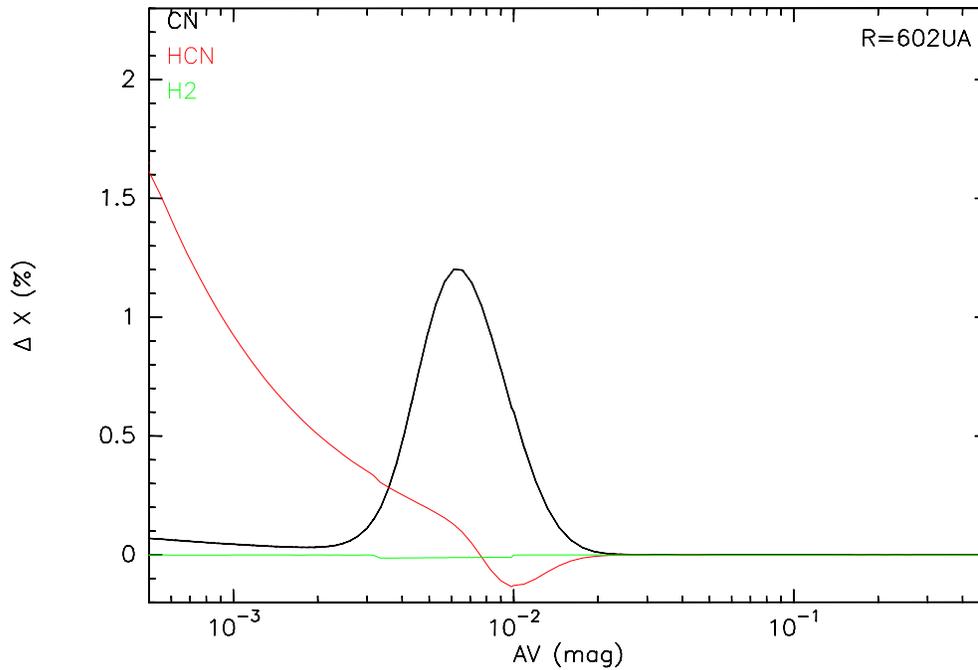


FIG. 8.5 – Écart en pourcentage ΔX des abondances de CN (noir), HCN (rouge) et H_2 (vert) calculées avec la chimie incluant les réactions spécifiques avec le rayonnement $Ly\alpha X_{ly}$ aux abondance calculées avec notre chimie standard X . Le calcul a été fait pour le modèle avec des gros grains, $\chi = 10^4$ à $R=602$ UA. $\Delta X = 100 \times (X_{ly} - X)/X$

prise en compte ou non).

Remarque : Les effets sur les densités de colonnes moléculaires de l’ajout de la réaction spécifique de photo-dissociation avec le rayonnement $Ly\alpha$ sont négligeables. Les abondances ne sont que très peu affectées et ce uniquement dans les couches supérieures du disque où la densité est très faible (figure 8.5). Il est cependant étonnant de constater que l’abondance de HCN augmente dans les zones de très faibles densité.

Structures théoriques

Afin de visualiser les différences entre les modèles et les observations j’ai choisi d’ajuster directement les distributions de densité de surface par une loi de puissance, avec comme rayon de référence $R_0 = 300$ UA. La solution optimal est obtenu par en ajustant la courbe représentant $\log(N)$ en fonction de $\log(R)$ par une droite. J’ai représenté les distributions de densité de surface par leur valeurs de Σ_{300} et p . La figure 8.6 présente ces résultats pour les molécules de CO, CN et HCN ainsi qu’une comparaison aux données observationnelles et aux résultats d’autres modèles de chimie. Les figures 8.7, 8.8 et 8.9 sont des zooms de la figure 8.6 pour CN et HCN dans chaque source.

Notre modèle théorique échoue à représenter correctement les distribution de colonne densité de CO et CN et dans une moindre mesure de HCN. Mais nos résultats

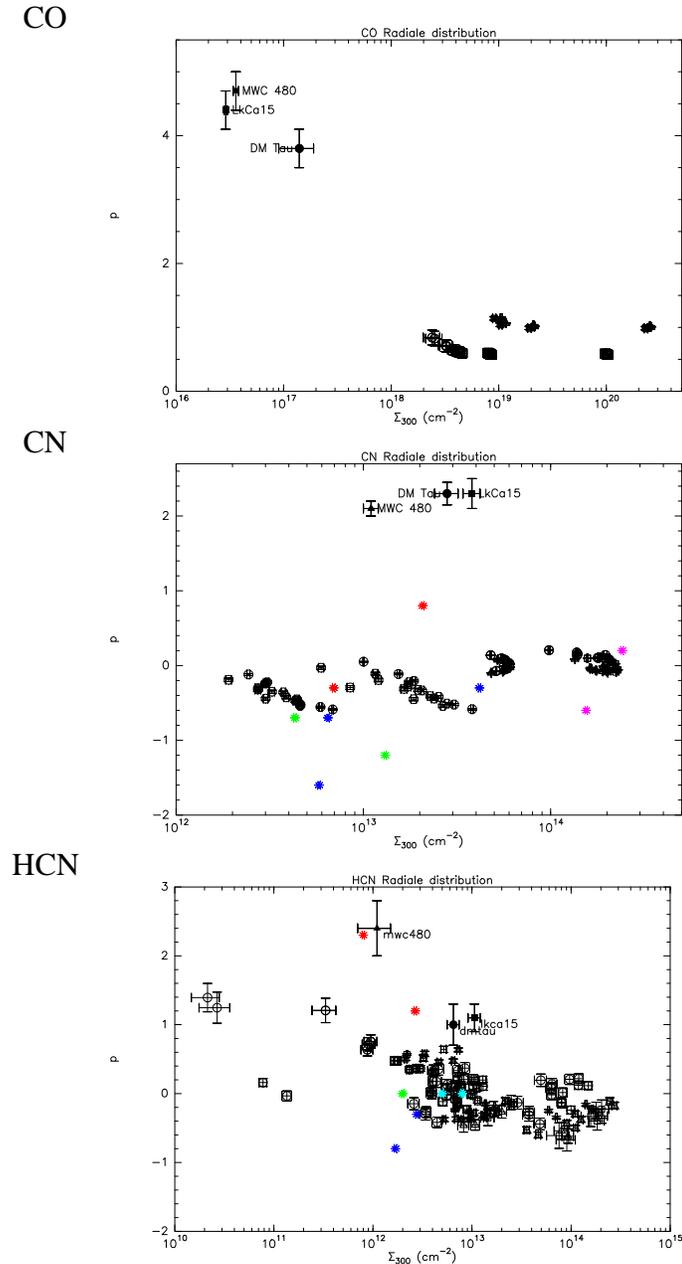


FIG. 8.6 – Valeur de Σ_{300} et p (rayon de référence $R_0 = 300$ UA) pour les trois sources DM Tau (cercles), LkCa 15 (carrés) et MWC 480 (triangle). Symboles pleins : nos observations. Symboles ouvert : résultats de la modélisation chimique. Les étoiles de couleurs représente les résultats des modèles de chimie que l'on trouve dans la littérature ajustés grossièrement à la main ; en rouge Aikawa & Herbst (1999), en vert Aikawa et al. (2002), en bleu van Zadelhoff et al. (2003) et en magenta Aikawa & Nomura (2006). Les barres d'erreur ne représente que l'écart à l'ajustement par une loi de puissance (1σ).

sont du même ordre de grandeur que ceux des autres modèles. Pour CN, si l'ordre de grandeur de Σ_{300} est correct, les modèles prédisent des distributions beaucoup trop plates ($p \sim 0$ alors que l'on observe $p \sim 2$). Cette différence est observée mais avec moins d'amplitude pour le HCN.

Les figures 8.7, 8.8 et 8.9 présentent les influences des différents paramètres étudiés sur la distribution de densité de colonne de CN et HCN pour les trois sources étudiées, avec la structure théorique. On retrouve les résultats précédents : le paramètre le plus influent reste la distribution en taille des grains et le HCN est plus sensible que CN au taux d'ionisation par les rayons cosmiques, principalement dans le cas des petits grains (quand la chimie n'est pas dominée par la photo-dissociation).

Le CN est quasiment indépendant de la masse du disque car, toutes choses étant égales par ailleurs, une modification de la densité (facteur 9 au total — comparer les symboles 'f' et 'd' d'une même couleur) ne résulte qu'en une différence de densité de colonne (Σ_{300}) inférieure à un facteur 2, les distributions restant plates ($-0.1 < p < 0.2$). L'effet est plus important dans le cas des gros grains que dans celui des petits.

Une modification de la température de $\pm 30\%$ ne modifie que très peu les distributions radiales de densités de colonnes. De plus, CN est insensible au changement de taux d'ionisation par les rayons cosmiques.

Le HCN est plus sensible que le CN au changement de masse du disque, mais l'effet reste modéré. Il est maximal pour DM Tau dans le cas des gros grains avec un fort flux UV (coefficient ~ 6 sur Σ_{300} et $0.5 < p < 1.2$, voir la figure 8.7). Ceci est lié à la position de la rupture de pente de la distribution de la densité de surface R_r . Dans le cas où la densité est divisée par 3, R_r est inférieur à 300 UA tandis qu'il est supérieur pour la cas où la densité est multipliée par 3. Les modèles avec de gros grains et un fort flux UV n'ont pas été calculés pour les autres sources.

Dans le cas des petits grains, HCN croît avec le taux d'ionisation par les rayons cosmique. Une modification d'un facteur 5 de ce taux a plus d'influence que la modification de la masse du disque.

Chimie modifiée La figure 8.10 présente les résultats des calculs de chimie avec les taux de photo-dissociation selon van Dishoeck et al. (2006). Ces taux sont calculés pour rayonnement de corps noir à la température $T=4000$ K (donc sans excès UV). Un changement des taux de réaction de photo-dissociation affecte plus le CN que le HCN. La quantité de CN est diminuée et la pente de la distribution de densité de surface augmente avec le rayon. Pour DM Tau, la valeur de Σ_{300} observée est comprise entre les deux chimies, mais le signe de p n'est correctement reproduit que par la chimie standard. Ces résultats indiquent que l'excès UV contrôle en grande partie la chimie du CN, et dans une moindre mesure celle du HCN.

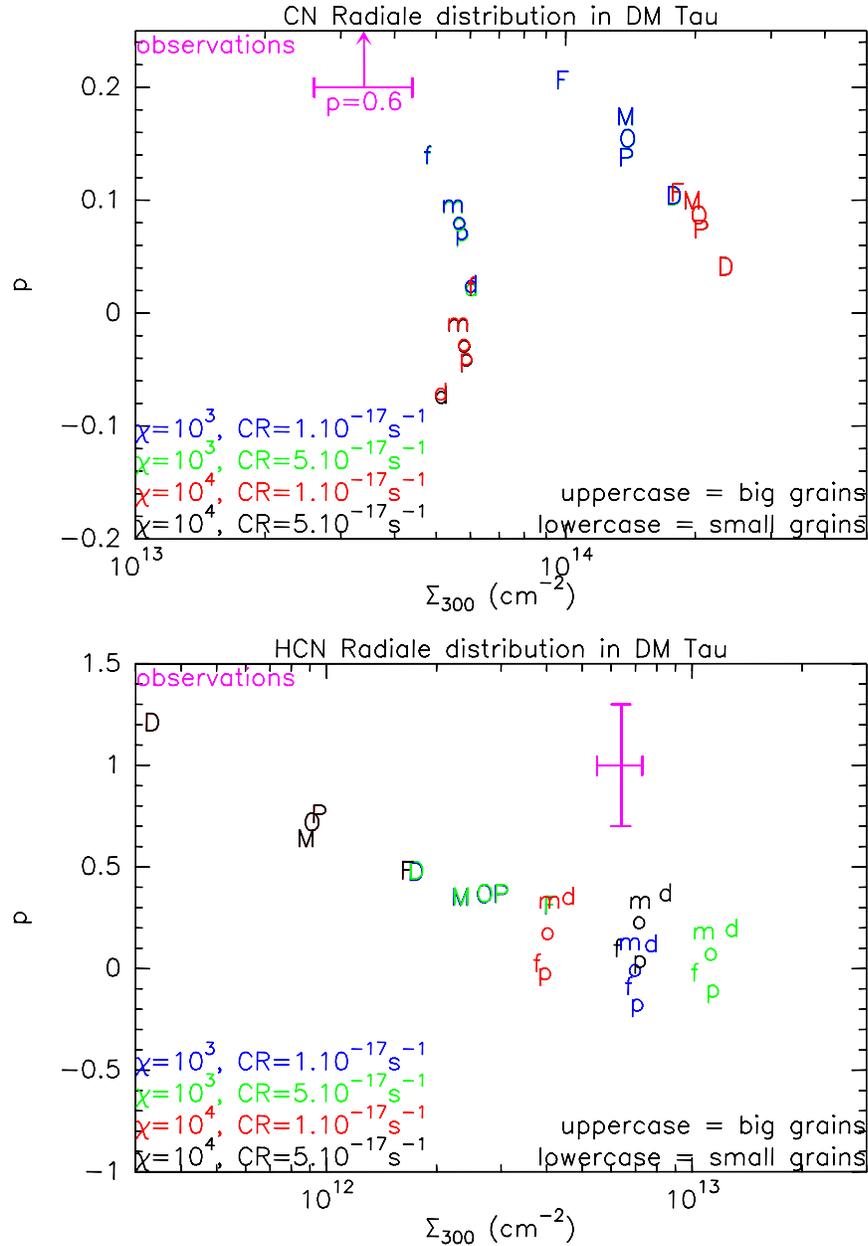


FIG. 8.7 – Valeurs des paramètres Σ_{300} et p données par les modélisations chimique de CN et HCN dans DM Tau avec la chimie “standard”. \circ : densité et température d’après le fichier de structure physique, p : température augmentée de 30%, m : température diminuée de 30%, f : densité multipliée par 3 et d : densité divisée par 3. Les minuscules représente les petits grains ($a_+ = 0.3 \mu\text{m}$) et les majuscules les gros grains ($a_+ = 0.1 \text{mm}$). à noter : les symboles bleus et verts ainsi que les rouges et noirs peuvent se superposer.

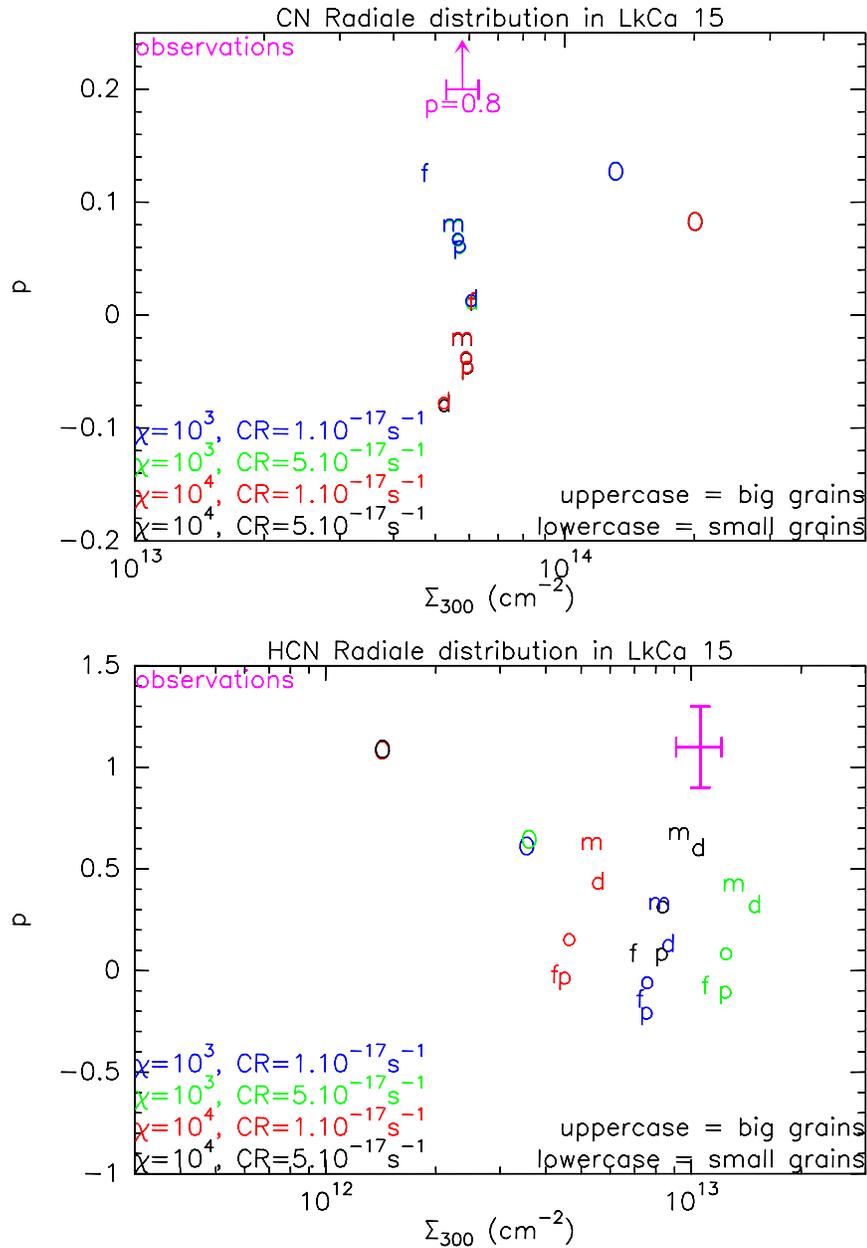


FIG. 8.8 – Même chose que la figure 8.7 mais pour LkCa 15.

En général on peut noter qu'une augmentation de la température a tendance à agir dans le même sens qu'une augmentation de la densité. Une augmentation du champ UV d'un facteur 10 a tendance à augmenter la valeur de la densité de colonne de CN et à diminuer sa pente (tend vers 0) tandis que la densité de colonne de HCN sera plus faible et sa pente plus raide.

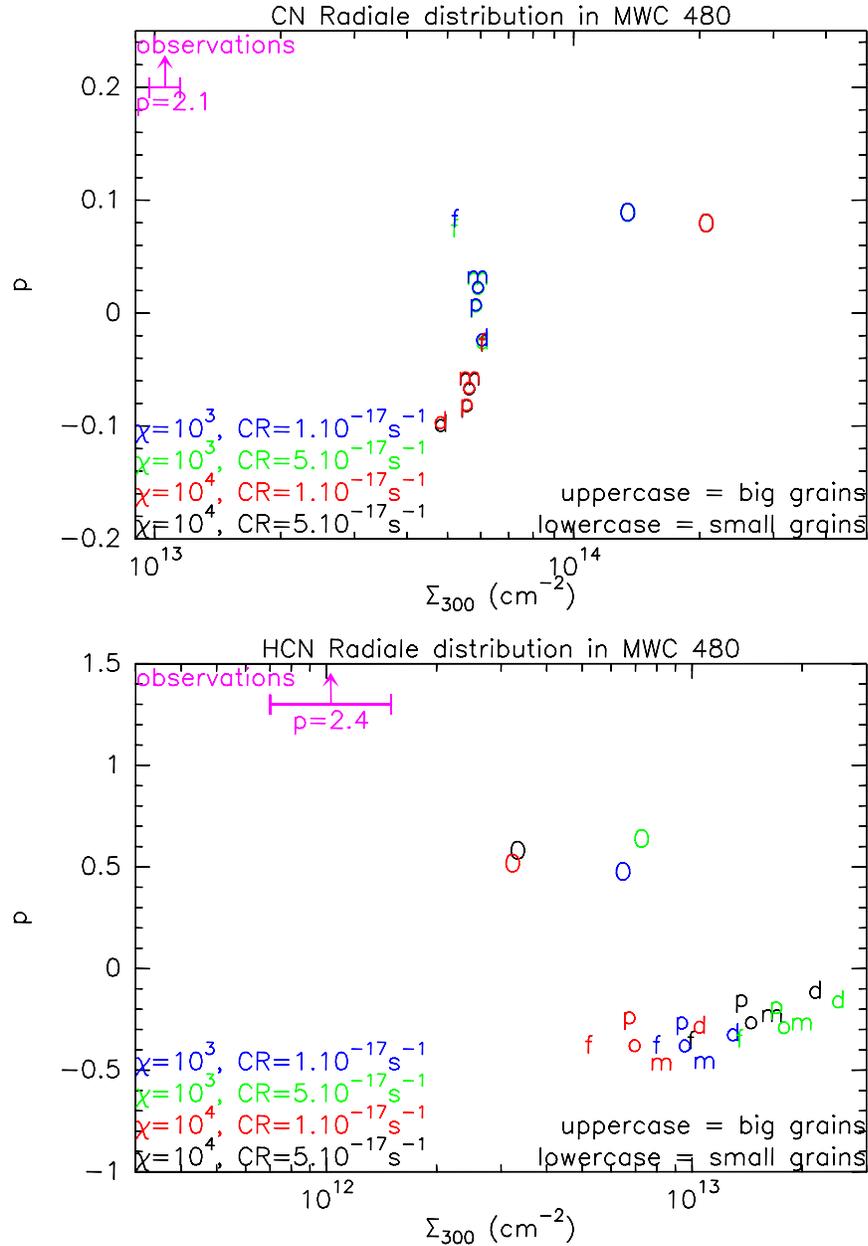


FIG. 8.9 – Même chose que la figure 8.7 mais pour MWC 480.

Discussion La densité de surface de CN n'est quasiment pas affectée par une augmentation de la masse du disque ou par les rayons cosmiques au contraire de HCN. Ceci s'explique car le CN est situé plus haut au dessus du plan du disque que le HCN (figure 8.3). Donc, tant que le disque n'est pas dominé par les réactions de photo-dissociation, le CN est indépendant de la structure physique. Le disque peut être une PDR géante (c'est à dire jusqu'au plan) si il est suffisamment peu massif et/ou le champ UV est très intense et/ou les grains sont assez gros pour que l'opacité dans le plan soit de l'ordre de

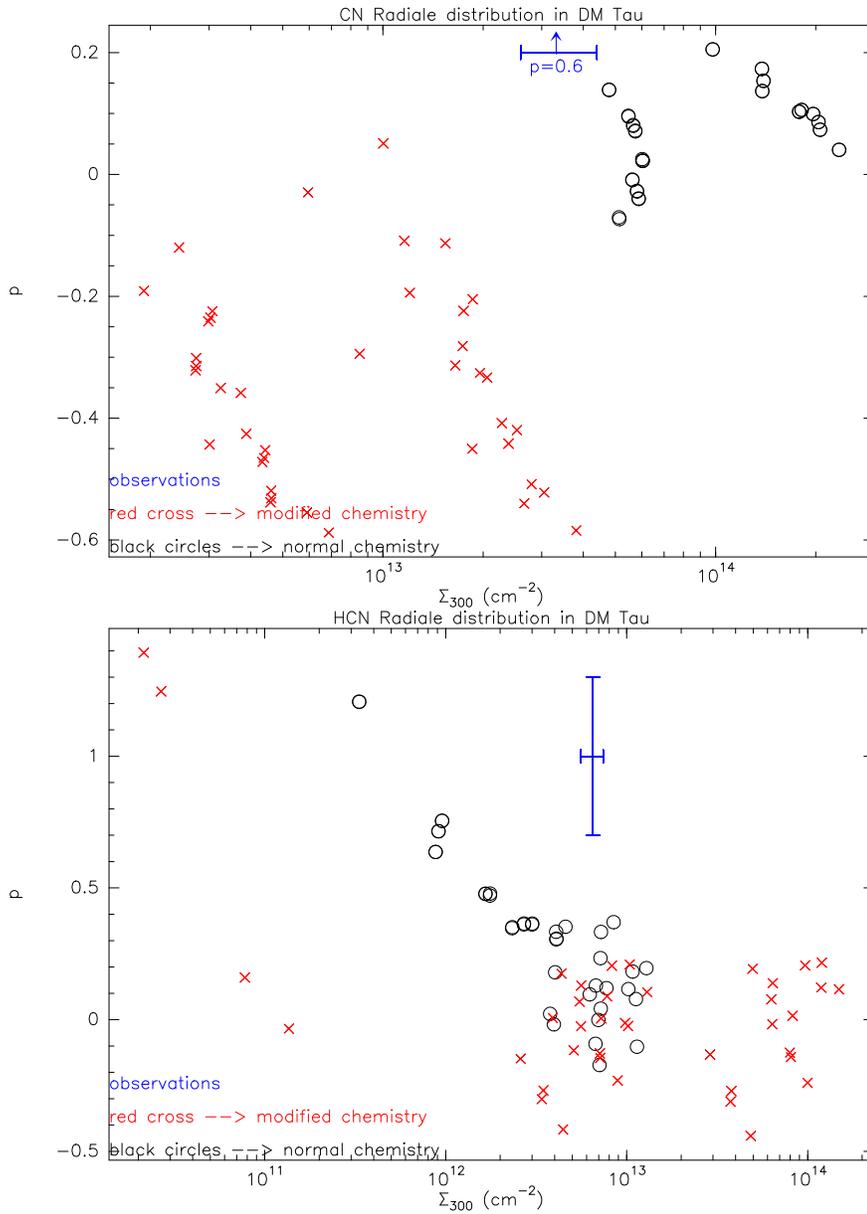


FIG. 8.10 – Valeurs des paramètres Σ_{300} et p données par les modélisations chimique de CN et HCN dans DM Tau avec la chimie “standard” (cercles noirs) et les taux de photo-dissociation selon van Dishoeck et al. (2006) (croix rouges).

1.

8.3 Évaluation des effets non ETL

La température déduite de l’analyse avec le modèle en loi de puissance sous l’hypothèse de l’ETL est la température cinétique uniquement si la raie est bien thermalisée.

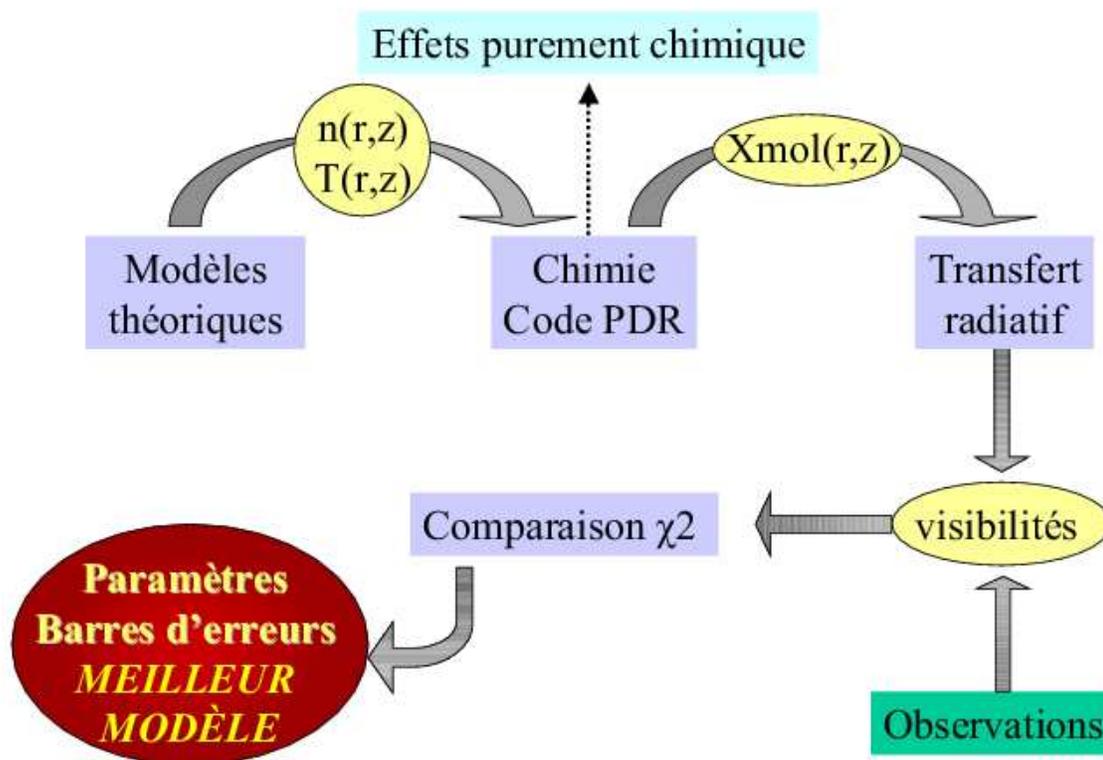


FIG. 8.11 – Comparaison des modèles aux observations

Dans le cas contraire, la température calculée est la température d'excitation de la transition. Elle dépend du niveau d'énergie et dans ce cas les densités de colonne ne sont pas estimées correctement par le modèle. Elles sont sous-estimées pour les transitions $J=1-0$. Pour les transitions à plus grand J l'effet est plus complexe et dépend de la température.

Pour tester d'éventuels effets d'excitation non thermique, nous nous sommes servi des résultats du code de chimie utilisant les structures théoriques (modèle physique de disque). En interpolant les abondances moléculaires dans le fichier de structure physique on obtient un modèle de disque avec la distribution de l'abondance de la molécule étudiée en fonction du rayon et de la hauteur au dessus du plan du disque. Une image de ce disque synthétique est ensuite calculée sous les conditions ETL et LVG, puis comparée aux observations (voir la description de la méthode non standard dans le chapitre 5 et la figure 8.11). Des facteurs d'échelle sur la distribution de densité de colonne et de température (en loi de puissance) sont ajustés aux résultats des simulations.

Cette méthode a été appliquée aux modélisations chimiques de DM Tau avec la chimie standard. Dans tous les cas, la modélisation par un simple disque en loi de puissance à l'ETL est meilleure (χ^2 plus petit) que tous les autres modèles, aussi bien à l'ETL que sous l'hypothèse LVG¹.

Il est paradoxal qu'un modèle évolué de disque, prenant en compte de façon co-

¹Nous avons supposé que les coefficients de collision du CN et du HCN sont égaux

hérente la rétroaction de la structure thermique sur la densité et utilisant une chimie plus ou moins évoluée (statique sans grains dans notre cas, mais dépendante du temps et incluant les réactions gaz-grains pour Aikawa & Nomura, 2006), représente moins bien les observations qu'un simple ajustement de la loi de puissance, et ce même en appliquant un facteur d'échelle correctif (en loi de puissance) aux résultats du modèle théorique.

8.4 Validité de la représentation des densités de colonnes par des lois de puissance

En analysant les composantes hyperfines de CN indépendamment, on remarque que les composantes les plus optiquement minces présentent une distribution radiale de densité de colonne plutôt plate tandis que la distribution de densité de colonne des composantes les plus optiquement épaisses (donc sensibles aux parties plus externes du disque que les précédentes) est plus pentue. On aurait donc une distribution bi-modale de densité de colonne moléculaire et non une simple loi de puissance.

Ceci est qualitativement en accord avec les prédictions des modèles de chimie si l'opacité visuelle τ_ν est de l'ordre de 1 dans le plan, à $R=R_r=200-400$ UA (figure 8.2)

8.5 Conclusion

8.5.1 Chimie

La chimie (au moins du CN) semble robuste car tous les modèles, incluant ou non la chimie sur les grains, prédisent le même comportement des densité de colonne.

Les distributions radiales de densité de colonne moléculaire sont relativement plates ($p \sim 0$) dans le disque interne jusqu'à un rayon de l'ordre de 300 UA (l'opacité visuelle dans le plan est alors de l'ordre de l'unité), puis chutent vers l'extérieur ($p \sim 1-2$). Le champ UV dans le disque externe est donc suffisamment intense pour photo-dissocier les molécules, ce qui implique une distribution en taille des grains déplacée vers les gros grains.

La difficulté principale ne semble pas venir de la chimie, mais de la structure en température, CN et HCN apparaissent dans des couches sensiblement plus froides que les modèles ne le prédisent.

8.5.2 Interprétation des observations

Les données actuelles ne permettent pas de conclure fermement quant au mécanisme d'excitation du CN dans les disques entourant les deux étoiles T-Tauri LkCa 15 et MWC 480. Cependant, plusieurs indices tendent à montrer que la molécule semble être à l'équilibre thermodynamique. Dans ce cas, vu la très faible température observée,

le CN doit être localisé dans une région suffisamment dense (pour autoriser l'excitation par collision) et froide, donc proche du plan médian, ce qui est en contradiction avec les prédictions des modèles de chimie incluant la déplétion sur les grains. La turbulence (verticale et radiale) a été évoquée pour expliquer les observations de CO à basse température dans DM Tau (Semenov et al., 2006, Aikawa, 2007) ainsi que le mécanisme de photo-desorption par le rayonnement UV des molécules piégées sur les grains, mais les incertitudes sur les taux de réaction restent importantes.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

Dans ce manuscrit, après avoir présenté les disques protoplanétaires et les principes de l'interférométrie millimétrique, j'ai décrit les outils utilisés pour étudier ces objets : le formalisme de modélisation des disques, la méthode d'analyse des données interférométriques et le code *PDR* utilisé pour étudier la chimie. J'ai illustré mes propos en présentant les études de l'émission de la poussière et des molécules CO, CN et HCN dans plusieurs disques protoplanétaires entourant des étoiles de type T-Tauri (DM Tau, LkCa15 et GM Aur) ainsi que de étoiles Herbig Ae (CQ Tau, MWC 758 et MWC 480).

Nos observations ont révélé plusieurs nouveautés :

- les détections des cavités centrales dans les disques autour de LkCa15 (cavité en poussières) et GM Aur (cavité en gaz et en poussières),
- La mesure d'une sous-abondance du CO dans les disques de CQ Tau et MWC 758
- La première mesure de la température de la poussière dans le disque de MWC 480,
- la mesure de la température exceptionnellement basse du CN et du HCN autour de DM Tau et LkCa 15.

Elles nous ont permis de mettre en évidence plusieurs points.

1. Nous avons détecté deux cavités, l'une d'un rayon de 50 UA dans le disque de poussière de LkCa 15 et l'autre de 20 UA dans le disque de gaz (et de poussière) autour de GM Aur. De telles cavités sont dues à la présence de compagnons (planète géante ou étoile de faible masse). Dans le cas de LkCa 15, un compagnon de masse $5M_{Jupiter} - 0.2 M_{\odot}$ orbitant à 30 UA peut expliquer les observations, dans celui de GM Aur, $5-10 M_{Jupiter}$ à 15 UA. Si ces cavités sont bien dues à des planètes, ces observations indiquent que le processus de formation planétaire est déjà bien avancé dans des disques âgés de quelques 10^6 ans.
2. Un simple spectre photosphérique ne rend pas correctement compte de la composante stellaire du champ UV incident sur le disque. L'excès UV (entre 900 et 1200 Å) du a l'accrétion de matière est important et contrôle les réactions de photo-dissociation.

Néanmoins, peu d'étoiles pres-séquence-principale ont été observées en UV, de nouvelles observations sont nécessaires.

3. L'étude de l'émission du CO dans de disques de faibles masses entourant deux étoiles H Ae a mis en évidence une forte déplétion du CO dans ces sources, indice potentiel de la dissipation du gaz. L'étude de la chimie a montré qu'une diminution du rapport gaz/poussière n'est pas *forcément* nécessaire pour expliquer les observations. Le mécanisme de photo-dissociation par le rayonnement ultraviolet (en tenant compte de l'excès UV) associé au grossissement des grains peut être suffisamment efficace pour reproduire la déplétion de CO observée dans le disque chaud de CQ Tau. Ce n'est pas le cas pour MWC 758. Une alternative possible est qu'une partie du CO soit piégée sur les grains dans les phases antérieures de la formation stellaire, puis qu'elle reste collée sur les gros grains froids.

L'étude de ^{13}CO et C^{18}O dans ces sources nous permettrait de mieux contraindre les propriétés physiques de ces disques. L'observation d'autres disques entourant des étoiles H Ae nous permettra de rechercher d'autre cas de déplétion du CO.

4. L'importance des basses températures dans les disques protoplanétaires est mise en évidence de plusieurs façons :
 - La modélisation de la chimie des disques entourant les étoiles H Ae CQ Tau et MWC 758 a montré que la température des gros grains peut être très basse (~ 10 K), ces grains peuvent alors conserver le CO piégé précédemment.
 - Les observations de MWC 480 à 1.4 mm nous apportent une évidence observationnelle directe que les gros grains sont froids. Elles nous ont permis de mesurer une température de 20 K à un rayon de 20-30 UA pour des grains de taille millimétrique.

De plus, le gaz est probablement aussi très froid, comme le suggère les observations de CN et HCN à des températures de l'ordre de 8 K dans les T-Tauri DM Tau et LkCa 15. Ceci est en contradiction avec les modèles de chimie qui prédisent leur localisation dans une couche moléculaire tiède ($T > 20$ K).

L'observation de ces disque en CN J=1-0 et HCN J=3-2 nous apportera plus de contrainte sur la localisation et l'état d'excitation de ces molécules. Le calcul des coefficients de collision de CN permettra une meilleure analyse hors-ETL des observations.

5. L'analyse des composantes hyperfines du CN révèle un comportement bi-modal de la distribution radiale de la densité de colonne moléculaire. Ce résultat se retrouve qualitativement dans les simulations de chimie. Les densités de colonnes sont à-peu-près constantes dans un cœur où le disque est optiquement épais, puis décroissent avec le rayon.

Notre méthode d'analyse des observations pourra être améliorée en ajustant non plus une simple loi de puissance, mais tenant compte de la rupture de pente dans la distribution radiale de la densité de colonne moléculaire.

L'amélioration des performances des instruments disponibles, notamment le PdBI, et l'arrivée de l'interféromètre ALMA ainsi que le développement de modèles de disque

2D vont nous permettre de compléter nos connaissances des disques protoplanétaires et, à terme, d'étudier les zones de formation planétaires.

Annexe A

Taux de réaction selon van Dishoeck et al. (2006)

Species	$\sigma_{\text{pd}}/\text{cm}^{-2}$
CH	5.0(-20)
CH ₂	5.0(-20)
CH ₄	1.8(-17)
C ₂	5.0(-18)
C ₃	1.0(-18)
C ₂ H	1.0(-18)
C ₂ H ₂	$\geq 4(-17)^{\text{c}}$
C ₄ H ₂	3.5(-17)
OH	1.8(-18)
H ₂ O	1.2(-17)
O ₂	1.0(-20) ^b
CO ₂	6.1(-20)
H ₂ CO	1.0(-17)
CH ₃ OH	1.4(-17)
NH	1.0(-18)
NH ₃	1.0(-17)
HCN	3.0(-17)
HC ₃ N	2.5(-17)
CH ₃ CN	2.0(-17)
NO	4.0(-19)
H ₂ S	3.3(-17)
SO	1.0(-16)
SO ₂	3.0(-17)
OCS	1.5(-17)
CS ₂	2.5(-17)
Mg p.i.	3.0(-19)
Si p.i.	3.0(-17)
Fe p.i.	6.2(-19)
NH ₃ p.i.	2.0(-18)
NO p.i.	1.6(-18)
CS ₂ p.i.	2.0(-16)

FIG. A.1 – Section efficace de réaction avec Ly α

Species	$k_{\text{pd}}^0/\text{s}^{-1}$			γ		
	ISRF ^c	10 000 K ^d	4000 K ^d	ISRF	10000 K	4000 K
H ₂ ⁺	5.7(-10)	1.9(-10)	2.9(-11)	2.37	2.14	1.99
CH	9.2(-10)	2.0(-9)	1.2(-7)	1.72	1.49	1.28
CH ⁺	3.3(-10)	3.5(-11)	4.8(-10)	2.94	1.78	1.31
CH ₂	5.8(-10)	1.2(-9)	2.1(-9)	2.02	2.02	2.12
CH ₂ ⁺	1.4(-10)	7.4(-11)	2.6(-11)	2.21	1.91	1.88
CH ₃	2.7(-10)	2.5(-10)	8.2(-10)	2.27	2.24	2.32
CH ₄	1.2(-9)	2.2(-10)	1.2(-12)	2.59	2.45	2.29
CH ₄ ⁺	2.8(-10)	4.2(-11)	1.3(-13)	2.71	2.58	2.48
C ₂	2.4(-10)	4.1(-11)	3.2(-13)	2.57	2.36	2.25
C ₂ H	5.2(-10)	1.9(-10)	7.2(-12)	2.30	2.16	2.10
C ₂ H ₂	3.3(-9)	1.2(-9)	1.3(-10)	2.27	2.12	1.97
C ₂ H ₄	3.0(-9)	2.2(-9)	5.2(-10)	2.10	1.96	1.90
C ₃	3.8(-9)	2.9(-9)	2.0(-10)	2.08	2.07	2.06
c-C ₃ H ₂	1.9(-9)	1.7(-9)	9.2(-10)	2.07	2.06	2.10
OH	3.9(-10)	1.8(-10)	1.3(-10)	2.24	2.00	1.67
OH ⁺	1.1(-11)	7.8(-13)	5.8(-13)	3.50	2.80	1.75
H ₂ O	8.0(-10)	4.3(-10)	1.2(-10)	2.20	1.97	1.90
O ₂	7.9(-10)	4.9(-10)	4.5(-11)	2.13	2.05	1.97
O ₂ ⁺	3.5(-11)	3.6(-11)	1.0(-11)	2.02	1.92	1.90
HO ₂	6.7(-10)	1.9(-9)	1.2(-8)	2.12	2.08	1.99
H ₂ O ₂	9.5(-10)	4.3(-10)	1.4(-10)	2.28	2.07	1.97
O ₃	1.9(-9)	5.4(-9)	1.5(-7)	1.85	1.69	1.57
CO	2.0(-10)	1.5(-11)	1.4(-15)	3.53	3.47	3.24
CO ⁺	1.0(-10)	2.2(-11)	1.2(-13)	2.52	2.43	2.32
CO ₂	8.9(-10)	9.0(-11)	1.2(-12)	3.00	2.53	2.00
HCO	1.1(-9)	2.5(-9)	3.5(-6)	1.09	1.09	0.81
HCO ⁺	5.4(-12)	4.5(-13)	7.9(-17)	3.32	3.32	3.32
H ₂ CO	1.0(-9)	6.7(-10)	1.8(-10)	2.16	1.99	1.90
CH ₃ OH	1.4(-9)	5.9(-10)	7.0(-11)	2.28	2.07	1.95
NH	5.0(-10)	1.6(-10)	3.0(-12)	2.33	2.24	2.12
NH ⁺	5.4(-11)	1.8(-10)	8.4(-9)	1.64	1.52	1.51
NH ₂	7.5(-10)	1.0(-9)	5.7(-10)	2.00	1.90	1.89
NH ₃	1.2(-9)	1.0(-9)	1.1(-9)	2.12	1.99	2.00
N ₂	2.3(-10)	1.4(-11)	3.0(-16)	3.88	3.89	3.87
NO	4.7(-10)	4.3(-10)	2.9(-10)	2.12	1.96	1.94
NO ₂	1.4(-9)	1.0(-9)	3.4(-10)	2.12	1.97	1.92
N ₂ O	1.9(-9)	4.8(-10)	2.0(-11)	2.44	2.32	2.02
CN	2.9(-10)	2.1(-11)	2.0(-15)	3.54	3.49	3.23
HCN	1.6(-9)	2.5(-10)	3.7(-12)	2.69	2.44	2.02
HC ₃ N	5.6(-9)	3.0(-9)	2.5(-10)	2.16	2.12	2.12
CH ₃ CN	2.5(-9)	4.8(-10)	8.5(-12)	2.58	2.38	2.01
SH	9.8(-10)	1.3(-9)	1.6(-8)	2.04	1.85	1.34
SH ⁺	2.5(-10)	3.4(-10)	4.0(-8)	1.66	1.30	1.29
H ₂ S	3.1(-9)	2.0(-9)	3.2(-9)	2.27	2.12	2.16
CS	9.8(-10)	2.7(-10)	3.7(-12)	2.43	2.33	2.14
CS ₂	6.1(-9)	1.3(-8)	2.0(-8)	2.06	2.02	2.03
OCS	3.7(-9)	3.1(-9)	7.0(-10)	2.07	1.98	1.94
SO	4.2(-9)	4.4(-9)	9.4(-9)	2.37	2.18	2.16
SO ₂	1.9(-9)	7.4(-10)	2.8(-10)	2.38	2.11	1.94
SiH	2.8(-9)	1.4(-8)	8.0(-7)	1.59	1.55	1.22
SiH ⁺	2.7(-9)	1.0(-8)	3.3(-6)	1.21	1.13	1.11
SiO	1.6(-9)	5.6(-10)	9.9(-12)	2.28	2.21	2.19

FIG. A.2 – Taux de photo-dissociation

Species	$k_{\text{pd}}^{\circ}/\text{s}^{-1}$			γ		
	ISRF ^b	10 000 K ^c	4000 K ^c	ISRF	10 000 K	4000 K
C	3.1(-10)	2.5(-11)	4.2(-15)	3.33	3.27	3.10
Mg	7.9(-11)	5.9(-11)	6.9(-12)	2.08	2.00	1.96
Si	3.1(-9)	1.2(-9)	4.1(-11)	2.27	2.17	2.09
S	6.0(-10)	5.9(-11)	4.0(-14)	3.08	2.95	2.76
Fe	2.8(-10)	1.3(-10)	5.8(-12)	2.20	2.14	2.05
CH	7.6(-10)	6.4(-11)	1.6(-14)	3.28	3.20	2.97
CH ₄	6.8(-12)	4.7(-13)	5.0(-18)	3.94	3.94	3.93
C ₂	4.1(-10)	2.6(-11)	1.0(-15)	3.81	3.81	3.78
C ₂ H ₂	3.3(-10)	2.4(-11)	2.4(-15)	3.52	3.49	3.33
C ₂ H ₄	4.1(-10)	3.5(-11)	1.1(-14)	3.21	3.11	2.91
C ₂ H ₆	2.3(-10)	1.5(-11)	7.6(-16)	3.74	3.73	3.55
O ₂	7.6(-11)	4.8(-12)	1.2(-16)	3.87	3.87	3.85
H ₂ O	3.1(-11)	2.0(-12)	3.6(-17)	3.90	3.90	3.88
NH ₃	2.8(-10)	2.6(-11)	1.1(-14)	3.12	3.04	2.86
NO	2.6(-10)	2.9(-11)	5.4(-14)	2.93	2.71	2.42
NO ₂	1.5(-10)	1.2(-11)	2.9(-15)	3.33	3.22	2.87
N ₂ O	1.7(-10)	1.1(-11)	1.4(-16)	3.93	3.93	3.92
H ₂ S	7.3(-10)	7.2(-11)	3.5(-14)	3.09	3.01	2.86
CS ₂	1.7(-9)	1.5(-10)	8.3(-14)	3.16	3.02	2.77
OCS	6.9(-10)	1.4(-11)	8.5(-15)	3.35	3.29	3.10
H ₂ CO	4.8(-10)	4.1(-11)	1.2(-14)	3.21	3.13	2.96

FIG. A.3 – Taux de photo-ionisation

Annexe B

Publications

Je regroupe ici par ordre chronologique les publications auxquelles j'ai participé durant ma thèse.

1. L'étude de l'émission continuum de LkCa 15 et MWC 480 à haute résolution annulaire (Piétu et al., 2006).
2. L'étude de l'émission CO et continuum dans deux étoiles HAe, CQ Tau et MWC 758 (Chapillon et al., 2008).
3. L'étude de l'émission CO dans la T-Tauri GM Aur (Dutrey et al., sous presse).
4. L'étude du contenu moléculaire du disque entourant AB Aur (Schreyer et al., 2008)

Resolving the inner dust disks surrounding LkCa 15 and MWC 480 at mm wavelengths [★]

Vincent Piétu¹, Anne Dutrey², Stéphane Guilloteau², Edwige Chapillon¹, and Jérôme Pety¹

¹ IRAM, 300 rue de la piscine, F-38406 Saint Martin d'Hères, France

² L3AB, CNRS UMR5804, OASU, 2 rue de l'Observatoire, BP 89, F-33270 Floirac, France

Received / Accepted

ABSTRACT

Aims. We constrain the dust distribution and its properties (temperature, emissivity) in inner proto-planetary disks

Methods. We performed sub-arcsecond high-sensitivity interferometric observations of the thermal dust emission at 1.4 mm and 2.8 mm in the disks surrounding LkCa 15 and MWC 480, with the new 750 m baselines of the IRAM PdBI array. This provides a linear resolution of ~ 60 AU at the distance of Taurus.

Results. We report the existence of a cavity of ~ 50 AU radius in the inner disk of LkCa 15. Whereas LkCa 15 emission is optically thin, the optically thick core of MWC 480 is resolved at 1.4 mm with a radius of ~ 35 AU, constraining the dust temperature. In MWC 480, the dust emission is coming from a colder layer than the CO emission, most likely the disk mid-plane.

Conclusions. These observations provide direct evidence of an inner cavity around LkCa 15. Such a cavity most probably results from the tidal disturbance created by a low-mass companion or large planet at ~ 30 AU from the star. These results suggest that planetary system formation is already at work in LkCa 15. They also indicate that the classical steady-state viscous disk model is too simplistic a description of the inner 50 AU of "proto-planetary" disks and that the disk evolution is coupled to the planet formation process. The MWC 480 results indicate that a proper estimate of the dust temperature and size of the optically thick core are essential for determining the dust emissivity index β .

Key words. Stars: circumstellar matter – planetary systems: protoplanetary disks – individual: LkCa 15, MWC 480 – Radio-continuum: stars

1. Introduction

With current instrumentation, proto-planets located at the distance of Taurus cannot be observed directly. The best evidence of planet formation in proto-planetary disks remains the detection of the tidal gaps. Because of the dependence of the dust temperature on the distance from the star, these gaps should leave signatures in the infrared SED of the objects, in the form of a deficit of emission at wavelengths between ~ 1 and $30 \mu\text{m}$. Koerner et al. (1993) suggest that the deficit of emission at $10 \mu\text{m}$ in GM Aur was indeed the result of such a gap. Many recent studies of the spectral energy distribution (SED) in the near-infrared (NIR) and mid-infrared (MIR) coming from data obtained by various telescopes, in particular from the Spitzer satellite, have revealed NIR-MIR emission dips that can be interpreted by truncated disks with inner radii of $\sim 3 - 5$ AU up to ~ 25 AU (Calvet et al. 2005). Some direct evidence of inner cavities has been also obtained in the scattered light images of the disks of moderate opacity associated with Herbig Ae stars such as HD141569 (Augereau et al. 1999). More re-

cently, a large inner radius (70 – 100 AU) was measured in the mm domain for the dense spiral-like structure found in AB Auriga (Piétu et al. 2005).

However, models of planet formation predict gaps with density contrasts of only ~ 10 -100 for a Jupiter-like planet (e.g. Crida et al. 2006). Due to the very high dust opacity observed in the IR (at $\sim 1 \mu\text{m}$, assuming standard dust grain properties, the opacity can be as high as $10^4 - 10^6$, see D'Alessio et al. 1998), the IR SED does not allow astronomers to get detailed knowledge on the moderate density contrasts. This can be qualitatively understood in Fig.5 in Dullemond et al. (2001), where a change in the slope p of 1 on the dust surface density does not significantly affect the SED (by less than $\sim 20\%$), which is therefore difficult to disentangle from the other physical effects on real data.

As a consequence, only gaps corresponding to a significant decrease in the surface density in the inner disk, i.e. a transition in opacity between thick and thin regimes, can be detected in the modelling of the IR SEDs. Only resolved images obtained with a tracer of moderate opacity can provide reliable insights into the geometrical structure and density contrasts when the inner cavities are not significantly empty. The dust opacity of proto-planetary disks in the millimeter/sub-millimeter range

Send offprint requests to: Vincent Piétu, e-mail: pietu@iram.fr

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

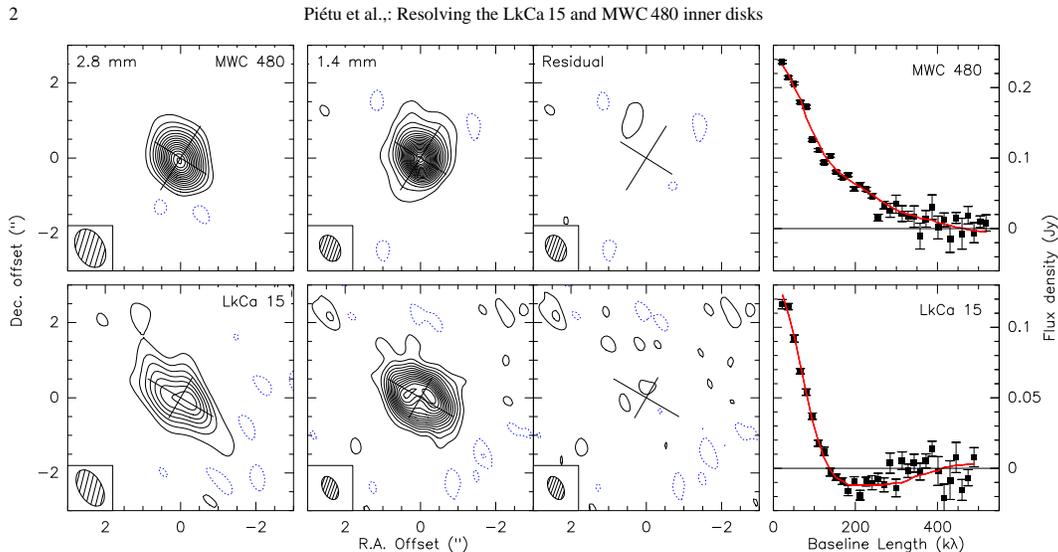


Fig. 1. Top row: Results for MWC 480. From left to right: 2.8 mm continuum image. The angular resolution is 1.09×0.74 at PA 28° , and the contour spacing is 1 mJy/beam (0.13 K, about 3.5σ). The 1.4 mm continuum image: the angular resolution is 0.73×0.53 at PA 33° , and the contour spacing is 5 mJy/beam (0.33 K, 2.5σ). The 1.4 mm residual from the best fit with the same contours. Right: 1.4 mm real part of the visibility vs baseline lengths. The points and error bars represent the measured values, and the curve indicates the visibilities of the best-fit disk model. The visibilities have been corrected from the disk orientation and inclination by compressing the V value by $\cos(i)$ prior to circular averaging. Bottom row: Results for LkCa 15. The 2.8 mm image is obtained by considering baselines longer than 200 m (but no flux was lost in this process). The resolution is 1.06×0.61 at PA 31° , and the contour spacing is 0.75 mJy/beam (0.12 K, 2σ). The 1.4 mm resolution is 0.66×0.39 at PA 55° , and the contour spacing is 1.5 mJy/beam (or 0.15 K, 1.7σ). The crosses indicate the position, orientation, and aspect ratio of the disks.

is well adapted to imaging such “young” cavities, provided enough angular resolution and sensitivity is available.

In this paper, we present new PdBI observations at an angular resolution of $0.35'' - 0.5''$ for the Keplerian disks surrounding two bona-fide single PMS stars LkCa 15 and MWC 480. LkCa 15 is a classical TTauri star of spectral type K5, mass $\sim 1 M_\odot$, and age $\sim 3 - 5$ Myr and MWC 480 is a Herbig Ae star of spectral type A4 and age $\sim 5 - 7$ Myr (Simon et al. 2000).

2. Observations and results

The observations were performed from winter 2001 to winter 2005. We observed simultaneously at 110 and 220 GHz (2.8 and 1.4 mm). Typical system temperatures range from 200 to 400 K at 220 GHz. We mainly used 4 configurations: the standard BCD configuration of the IRAM array, with (projected) baselines ranging from 15 m to 320 m, and the new A⁺ configuration, which provides baselines extending up to ~ 750 m. Some additional data were obtained on MWC 480 in A configuration, using time sharing with AB Aur (see Piétu et al. 2005). The data were obtained under good weather conditions: the rms phase did not exceed $\sim 70^\circ$ at 1.4 mm even on the longest baselines. The two sources were observed in track-sharing mode, alternating every 10 minutes from one source to the other. For the BCD configurations, we calibrated the data using the stan-

dard method, with MWC 349 as a reference for flux calibration. On the longest baselines, MWC 349 is partially resolved at 1.4 mm, and a different method was required for the flux calibration. We first based our flux scale on an extrapolation in time of the flux densities of the two phase calibrators, 0415+379 (i.e. 3C111) and 0528+134. However, since quasars have unpredictable flares, we also compared the measured flux density of MWC 480 obtained from the BCD data to that obtained in the A⁺ data on the overlapping baseline range (from 100 to 400 m). MWC 480 is bright and compact enough to allow such a direct comparison, to a precision of $\sim 10\%$. The two methods give the same results within 5%. The simultaneous observation and common calibration ensure that any morphological or intensity difference observed between the two sources is real and not due to instrumental artifacts.

At 220 GHz, these observations provide an angular resolution about $0.7 \times 0.4''$ using natural weighting. With uniform weighting, the longest baselines (500 kλ) allow us to reach an angular resolution of about $0.5 \times 0.3''$ at PA $\sim 45^\circ$. At 110 GHz, the resolution is a factor lower. Based on the integration time, system noise, and measured efficiencies, the expected (thermal) noise level was 0.7 mJy/beam at 220 GHz. However, the dynamic range is limited by phase noise. This results in an effective noise of 0.9 mJy/beam for LkCa 15 and 2.0 mJy/beam for MWC 480. At 110 GHz, the noise is 0.3 mJy/beam, so essentially thermal.

Table 1. Comparison of the inclinations and orientations of the LkCa 15 and MWC 480 disks derived from CO isotopologues (see Piétu et al. 2006) and mm continuum emission.

	from CO isotopologues	from 2.8 and 1.4 mm emission
LkCa 15		
PA (°)	150 ± 1	151 ± 3
<i>i</i> (°)	52 ± 1	49 ± 3
MWC 480		
PA (°)	58 ± 1	61 ± 8
<i>i</i> (°)	36 ± 1	31 ± 5

Table 2. Parameters of the MWC 480 disk derived from the model fits.

Fixed input parameters		
<i>R</i> _{int} (AU)	[3] ^a	[3]
<i>q</i>	[0]	[0.5]
Derived parameters from 2.8 and 1.4 mm dust emission		
<i>T</i> ₁₀₀ (K)	24.5 ± 3	9.8 ± 0.4
<i>R</i> _{out} (AU)	190 ± 15	185 ± 15
Σ ₁₀₀ (g.cm ⁻²)	3.1 ± 0.2	17.1 ± 1.5
<i>p</i>	2.5 ± 0.1	1.6 ± 0.1
β	1.26 ± 0.05	1.51 ± 0.06
<i>M</i> _{disk} (M _⊙)	0.24	0.30
<i>M</i> (<i>R</i> > 35 AU) (M _⊙)	0.04	0.19

The error bars are the 1σ formal errors (effective noise, see Sect.2) from the fit. *R*_{int} has been fixed to 3 AU. (a) Square brackets indicate fixed parameters.

Figure 1 presents the images obtained at 2.8 mm and 1.4 mm on MWC 480 and LkCa 15. While the disk of MWC 480 appears centrally peaked, the disk around LkCa 15 does not. The 1.4 mm image of LkCa 15 is rather similar to the first image of GG Tau (Dutrey et al. 1994, see their Fig.1) where the inner radius of the circumbinary dust ring was just resolved by the interferometer. The total flux densities at 2.8 and 1.4 mm are 17.0 ± 0.8 mJy and 140 ± 3 mJy, respectively, for LkCa 15, corresponding to an apparent spectral index of $\alpha = 3.04 \pm 0.07$. For MWC 480, $S(2.8) = 35.2 \pm 0.8$ mJy and $S(1.4) = 235 \pm 4$ mJy, leading to $\alpha = 2.74 \pm 0.04$. The calibration uncertainties result in an additional error of ±0.15 on the absolute values of α , but the relative values are not affected, since the data were obtained simultaneously. Figure 1 also shows the residual images after subtraction of the best-fit model (see Tables 2-3). The rightmost panels of Fig.1 display the real part of circular average of the calibrated visibilities obtained after deprojection, superimposed with the visibilities from the best models (curves). LkCa 15 is well resolved with a first null at 130 kλ (and probably a second null at ~ 400 kλ).

3. Data analysis

To better quantify the obvious morphologic differences between both sources, the 2.8 mm and 1.4 mm data were analyzed in the Fourier Plane using our disk fitting method (see Dutrey et al. 2006, and references therein). We modelled an inclined disk with truncated inner and outer radius and power

Table 3. Parameters of the LkCa 15 disk derived from the model fits.

Temperature from CO isotopologues	
<i>T</i> ₁₀₀ (K)	22 ± 1
<i>q</i>	0.37 ± 0.02
Derived parameters from 2.8 and 1.4 mm dust emission	
<i>R</i> _{int} (AU)	46 ± 3 [5] ^a
<i>R</i> _{out} (AU)	177 ± 12 135 ± 3
Σ ₁₀₀ (g.cm ⁻²)	3.1 ± 0.4 4.1 ± 0.6
<i>p</i>	1.7 ± 0.3 -0.5 ± 0.2
β	1.2 ± 0.1 1.1 ± 0.1
<i>M</i> _{disk} (M _⊙)	0.029 0.025

The error bars are the 1σ formal errors (effective noise, see Sect.2) from the fit. Two solutions are presented: one with a free inner radius, and one with a fixed inner radius of 5 AU. The dust emission is too optically thin to allow us an independent fit of the temperature, which is adopted from the CO analysis presented in Piétu et al. (2006). (a) Square brackets indicate fixed parameters.

law distribution of the temperature $T(r) = T_{100}(r/100 \text{ AU})^{-q}$, surface density $\Sigma(r) = \Sigma_{100}(r/100 \text{ AU})^{-p}$. Following Beckwith et al. (1990), we used the Hildebrand (1983) prescription for the dust opacity, $\kappa(\nu) = 0.1(\nu/1000 \text{ GHz})^\beta \text{ cm}^2/\text{g}$ (per gram of dust+gas). We simultaneously fit the 2.8 and 1.4 mm UV data, thereby constraining β directly. As shown in Table 1 for both sources, the inclinations and orientation derived from the continuum data agree with those determined from an analysis of the ¹²CO (Simon et al. 2000) and ¹³CO observations (for details, see Piétu et al. 2006). We used the more accurate CO-based inclinations in the analysis. For MWC 480 the temperature can be constrained by the dust observations. For LkCa 15, we used the temperature determined by Piétu et al. (2006) from CO lines. We checked that the choice of the scale height does not influence the results at all: we used $h(r) = 16.5(r/100 \text{ AU})^{1.25}$ AU for both sources.

For continuum data, the brightness distribution scales in the optically thick case as the temperature *T*, and its exponent *q*, while in the optically thin case, it scales as the product Σ*T* and the sum *p* + *q*. Since in general the dust opacity decreases with radius, one can measure both the surface density and the temperature with angular resolution that is high enough.

Table 2 shows the best fits for MWC 480. The large value of the peak surface brightness (7 K in Fig.1) indicates a significant opacity at both wavelengths in the inner ~ 35 AU. Indeed, optical depth reaches unity between *r* = 31 AU (model 1) and 38 AU (model 2) at 220 GHz, and between 20 and 23 AU at 110 GHz. We thus attempted to treat the dust temperature as a free parameter. The measurements directly constrain the temperature around 20 – 30 AU to be ~ 20 K. However, the optically thick core is not sufficiently resolved to determine the temperature exponent *q*. Table 2 shows two solutions. The data are compatible with a *T*₁₀₀ = 24 K, *q* = 0 or with steeper laws, *T*₁₀₀ = 10 K, *q* = 0.5, but not with higher temperatures. The temperature derived from ¹²CO (*T*₁₀₀ = 45 K and *q* = 0.65) is much too high to apply to the dust. All solutions intersect near *r* = 17 AU with *T* = 24 K. The lack of knowledge on the temperature law results in a significant uncertainty in the surface

density law, and thus on the total disk mass. With these opacities, the optically thick inner core contributes quite significantly to the total flux, and the dust emissivity index $\beta = 1.4 \pm 0.15$ is thus substantially higher than $\alpha - 2$.

For LkCa 15, the surface brightness of the mm emission is low (< 3 K), indicating that the dust is essentially optically thin. It is thus impossible to constrain the dust temperature with this data. On the other hand, an analysis of ^{12}CO and ^{13}CO by Piétu et al. (2006) provides a unique value for the temperature, $T_{100} = 22 \pm 1$ and $q = 0.37 \pm 0.02$. We adopted these values. With a small inner radius (5 AU, but the result do not change for lower values), the best-fit solution implies $p \approx -0.5$, i.e. a surface density increasing with radius. This is physically implausible. Treating the inner radius as a free parameter results in a better fit at the 4σ level and a more physical value for p (see Table 3). Other combinations of inner, outer radius and density exponent are possible: for example, a solution with $p \approx 3$, $R_{\text{int}} \approx 65$ AU and $R_{\text{out}} > 600$ AU (in agreement with the disk extent in CO) is only $2-3\sigma$ above the best-fit solution for LkCa 15. This may indicate that LkCa 15 is not devoid of dust beyond ~ 170 AU, but surrounded by a more tenuous disk. Despite the correlation between p and R_{in} , the LkCa 15 disk exhibits a clear decrease in surface density towards its center, with the best solution indicating a ≈ 50 AU radius central hole.

In conclusion, while MWC 480 presents a “classical” dust distribution, LkCa 15 indicates that dust disks can present brightness distributions versus radius that are more sophisticated than simple power laws, and suggests the existence of a large inner cavity in an otherwise “standard” dust disk.

4. Discussion

4.1. MWC 480

MWC 480 was recently observed at 1.4 mm by Hamidouche et al. (2006, hereafter HLM) using the BIMA array, with slightly higher resolution, but lower sensitivity. HLM mention a similar source orientation. They use a temperature derived from the IR SED, $T_{100} = 17$ K, and $q = 0.62$. However, because of the IR opacity, the IR-constrained temperature deduced from an isothermal vertical disk model naturally overestimates the mid-plane temperature to which the mm emission is sensitive (see also D’Alessio et al. 1998, for details). Indeed, the temperature used by HLM is much too high to explain our observations, and using it results in a best-fit solution that is 11σ worse than those presented in Table 2. HLM also derive a relatively shallow surface density distribution, $p = 0.5 - 1.0$, as a result of the high assumed temperature. The HLM temperature law requires a low opacity to reproduce the surface brightness (9 K in their Fig.1). As a consequence, the shallow inner-surface-brightness distribution is represented by a flat surface density, while it is in reality due to contribution by the optically thick core. Also, p is biased towards low values by the extended emission present in the HLM image, which is not confirmed in ours. This structure may be due to phase errors. Note that in general, phase noise will result in a flattening of the brightness distribution, since it scatters signal (much like an effective seeing).

The value of $\beta = 1.4 \pm 0.15$ indicates moderate grain growth. This is similar to the value obtained for AB Aur by Piétu et al. (2005). Using the coronagraphic mode of the HST/NICMOS camera at $1.6\mu\text{m}$, Augereau et al. (2001) observed the disk of MWC 480, but did not detect its scattered light. Their upper limit on the column density of scattering material is $\sim 10^{-4}\text{g.cm}^{-2}$ at 100 AU (of dust only), several orders of magnitude below our measured value. Our results suggest that a significant amount of dust is still “hidden” to the scattered light regime, most likely because the dust disk is geometrically thin and the starlight partially masked by the dust orbiting close to the star. This can occur if the dust has significantly settled on the disk-mid plane. This explanation agrees with the classification of MWC 480 as a group II star (Meeus et al. 2001; Acke & van den Ancker 2004). The constraint on the dust temperature indicates that the dust is colder than the zone traced by the CO isotopologues, in further agreement with this hypothesis. Although indirect, these arguments suggest that the dust has settled towards the disk plane. Table 2 indicates the MWC 480 disk is quite massive. However, this is largely the result of extrapolation of the density and/or temperature laws, as indicated by the total mass beyond 35 AU in Table 2.

MWC 480 illustrates the need to resolve the inner optically thick core and to **measure** the dust temperature to properly characterize the dust emissivity. Lower-resolution data (Dutrey et al. 1996) typically tend to find values of $\beta \approx 1$, and our new results indicate such values could be significantly biased by contamination from optically thick dust at low temperature.

4.2. The inner disk of LkCa 15

Until now, observations from the NIR to the mm range have shown that LkCa 15 is a bona-fide Classical T Tauri star surrounded by a large CO disk of a few $0.01 M_{\odot}$ (Simon et al. 2000; Qi et al. 2003). Leinert et al. (1993) observed LkCa 15 and classified it as a single star, since they found no companion down to a separation of $\sim 0.13''$ (20 AU).

Bergin et al. (2004) have observed the H_2 UV emission and the NIR-MIR SED of LkCa 15. They conclude that the disk has an inner radius (puffed-up inner rim) located at ~ 3 AU. From their disk modelling, they estimate a column density of dust $\Sigma_{\text{dust}} \approx 0.2\text{g.cm}^{-2}$ at 1 AU, assuming a standard accretion disk model with $\alpha = 0.01$ and $T = 100$ K. Extrapolated to 45 AU, this translates into 0.07g.cm^{-2} of dust+gas (with a gas-to-dust ratio of 100). This is 200 times lower than the surface density from Table 2, confirming the interpretation of the mm images of LkCa 15 as the result of a cavity of radius ~ 45 AU nearly devoid of dust. If we fit a $p = 1$ surface density law into the LkCa 15 cavity, we find an upper limit of $\Sigma_{\text{dust}} \approx 0.12\text{g.cm}^{-2}$ at 1 AU, consistent with the results of Bergin et al. (2004).

In the current knowledge of inner-disk destruction processes, among the mechanisms (such as planetary formation, photo-evaporation, radiation pressure, etc. . .) that can explain this distribution, planetary formation or a low mass companion remain plausible since the LkCa 15 disk is fairly massive. The large disk density makes photo-evaporation and radiation pres-

sure unlikely to be effective. Alexander et al. (2006) showed that when photo-evaporation starts propagating beyond 20 – 30 AU, the surface density near 50 AU is $\approx 0.03 \text{ g.cm}^{-2}$, within a factor of a few to account for different UV fluxes (see their Fig.1). This is 500 times lower than derived from our best fit model in Table 3.

In a viscous disk, a gap can be opened by a planet as soon as the Hill's radius is larger than the disk height. Following Takeuchi et al. (1996), the half-width of a gap created by a proto-planet or a low-mass companion can be approximated by: $w = 1.3aA^{1/3}$ where a is the semi-major axis of the orbit. The strength ratio of tidal to viscous effects A is :

$$A = (M_p/M_*)^2 \frac{1}{3\alpha(h(r)/r)^2}$$

For $a \approx 30$ AU and assuming $\alpha \sim 0.01$, $h(r)/r \approx 0.1$, $M_* \approx 1 M_\odot$ and the mass of the planet $M_p \approx 0.005 M_\odot$, we find $A \approx 0.083$ and $w \approx 17$ AU. Hence a $\sim 5 - 10$ Jupiter mass planet orbiting at 30 AU would be sufficient to evacuate the inner 50 AU of the LkCa 15 disk.

Getting an upper limit on the orbiting object mass is more difficult. The separation limit from Leinert et al. (1993) is 20 AU, but given the inclination of the LkCa 15 disk, an object orbiting at 30 AU would spend most of its time at projected distances about 20 AU. The best limit on the companion mass comes from the kinematic determination of Simon et al. (2000), who indicate a total mass for the system of $1.0 \pm 0.1 M_\odot$. The spectral type of LkCa 15 makes it unlikely to be a star of less than $0.8 M_\odot$, leaving at most $0.2 M_\odot$ for a companion. A coeval star of this mass would have a K magnitude of about 10.5.

5. Summary

We used the new 750 m baselines of the IRAM array to image the dust disks orbiting MWC 480 and LkCa 15 at an angular resolution of $\sim 0.4''$.

- The dust disk of MWC 480 is centrally peaked with an optically thick core of radius ~ 35 AU at 1.4 mm. Since the core is resolved, we can estimate its temperature, which is significantly lower than that of the CO layers, and measure the dust emissivity index β . The low dust temperature suggests that grains emitting at mm wavelengths tend to be located around the colder disk mid-plane, in agreement with sedimentation. The index β is ~ 1.4 , suggesting moderate grain growth, like in AB Aur.
- To be compatible with existing NIR images of MWC 480, the dust must be confined to a geometrically thin disk and mostly hidden from the starlight.
- The LkCa 15 disk reveals a large (~ 50 AU radius) cavity, which is not completely devoid of dust. The most probable explanation for such a wide cavity is the existence of a massive planet ($> 0.005 M_\odot$) or of a low mass companion ($< 0.2 M_\odot$) orbiting around ~ 30 AU from the star.

Long baselines on large mm/submm arrays are now opening the planetary formation regions of nearby young disks to investigations. However, as for AB Aur, figuring out whether the

companion to LkCa 15 is a proto-planet or a low-mass star requires deeper IR images, or the advent of ALMA, which may resolve the structure of the cavity.

Acknowledgements. We thank the referee for very useful comments. We thank A.Morbidelli and A.Crida for a very helpful discussion of the formation of gaps in disk. We acknowledge M.Simon for discussion of the binarity of LkCa 15 and J.-C.Augereau for considerations of the scattered light image of MWC 480. We thank the Plateau de Bure IRAM staff, especially J.-M.Winters, for their help during the observations. This research was supported by the French Program “Physique Chimie du Milieu Interstellaire” (PCMI).

References

- Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, *A&A*, 426, 151
 Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006, *MNRAS*, 369, 229
 Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 1999, *A&A*, 350, L51
 Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 2001, *A&A*, 365, 78
 Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924
 Bergin, E., Calvet, N., Sitko, M. L., et al. 2004, *ApJ*, 614, L133
 Calvet, N., D’Alessio, P., Watson, D. M., et al. 2005, *ApJ*, 630, L185
 Crida, A., Morbidelli, A., & Masset, F. 2006, *Icarus*, 181, 587
 D’Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *ApJ*, 500, 411
 Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
 Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., et al. 1996, *A&A*, 309, 493
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Ho, P. 2006, *Protostars and Planets V*
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, *A&A*, 286, 149
 Hamidouche, M., Looney, L. W., & Mundy, L. G. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
 Hildebrand, R. H. 1983, *QJRAS*, 24, 267
 Koerner, D. W., Sargent, A. I., & Beckwith, S. V. W. 1993, *Icarus*, 106, 2
 Leinert, C., Zinnecker, H., Weitzel, N., et al. 1993, *A&A*, 278, 129
 Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
 Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2006, in prep.
 Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945
 Qi, C., Kessler, J. E., Koerner, D. W., Sargent, A. I., & Blake, G. A. 2003, *ApJ*, 597, 986
 Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
 Takeuchi, T., Miyama, S. M., & Lin, D. N. C. 1996, *ApJ*, 460, 832

Disks around CQ Tau and MWC 758: dense PDR or gas dispersal?*Edwige Chapillon^{1,2,3}, Stéphane Guilloteau^{1,2}, Anne Dutrey^{1,2} and Vincent Piétu³¹ Université Bordeaux I; Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (LAB)² CNRS/INSU - UMR5804 ; BP 89, F-33270 Floirac, France

e-mail: chapillon@obs.u-bordeaux1.fr, guilloteau@obs.u-bordeaux1.fr, dutrey@obs.u-bordeaux1.fr

³ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38400 Saint Martin d'Hères, France.

e-mail: pietu@iram.fr

Received 6-Feb-2008, Accepted 16-May-2008

ABSTRACT

Context. The overall properties of disks surrounding intermediate PMS stars (HAe) are not yet well constrained by current observations. The disk inclination, which significantly affect SED modeling, is often unknown.

Aims. We attempted to resolve the disks around CQ Tau and MWC 758, to provide accurate constraints on the disk parameters, in particular the temperature and surface density distribution.

Methods. We report arcsecond resolution observations of dust and CO line emissions with the IRAM array. We also searched for the HCO⁺ J=1→0 transition. The disk properties are derived using a standard disk model. We use the Meudon PDR code to study the chemistry.

Results. The two disks share some common properties. The mean CO abundance is low despite disk temperatures above the CO condensation temperature. Furthermore, the CO surface density and dust opacity have different radial dependence. The CQ Tau disk appears warmer, and perhaps less dense than that of MWC 758. Modeling the chemistry, we find that photodissociation of CO is a viable mechanism to explain the low abundance. The photospheric flux is not sufficient for this: a strong UV excess is required. In CQ Tau, the high temperature is consistent with expectation for a PDR. The PDR model has difficulty explaining the mild temperatures obtained in MWC 758, for which a low gas-to-dust ratio is preferred. A yet unexplored alternative could be that, despite currently high gas temperatures, CO remains trapped in grains, as the models suggest that large grains can be cold enough to prevent thermal desorption of CO. The low inclination of the CQ Tau disk, ~ 30°, challenges previous interpretations given for the UX Ori - like luminosity variations of this star.

Conclusions. We conclude that CO cannot be used as a simple tracer of gas-to-dust ratio, the CO abundance being affected by photodissociation, and grain growth.

Key words. Stars: circumstellar matter – planetary systems: protoplanetary disks – individual: CQ Tau, MWC 758, MWC 480, AB Aur – Radio-lines: stars

1. Introduction

It is now generally admitted that the disks surrounding intermediate mass ($\approx 2 M_{\odot}$) pre-main-sequence (PMS) HAe stars are warmer and more massive analogs of those surrounding lower mass TTauri stars. Mannings & Sargent (1997, 2000) have shown that disks are indeed frequent, if not ubiquitous around HAe stars. Nevertheless, only very few objects have been modeled in detail. Accurate disk orientation, sizes, temperatures and CO abundances are available for a few objects only: AB Aur (Piétu et al. 2005), MWC 480 (Simon et al. 2000; Piétu et al. 2007), and HD 163296 (Isella et al. 2007) have been studied in CO isotopologues. Already one disk out of these three stands out as peculiar: the disk around AB Aur exhibits non-Keplerian motions, perhaps due to its youth (Piétu et al. 2005; Lin et al. 2006). HD 34382 was observed at high angular resolution in ¹²CO by Piétu et al. (2003), but due to its larger distance, only limited information could be obtained.

The disk around CQ Tau (HD 36910) has also been imaged at different wavelengths. So far, this is one of the oldest HAe star (~ 10 Myrs) surrounded by a resolved dust and gas disk (Mannings & Sargent 1997; Testi et al. 2001; Doucet et al. 2006). Moreover, CQ Tau appears as a peculiar HAe star exhibiting an UX Ori-like variability (Natta et al. 1997). MWC 758 (HD 36112) has also been barely resolved in CO by Mannings & Sargent (1997, 2000). Both disks appeared significantly weaker and smaller in CO lines than the previously studied disks around HAe stars.

In order to improve our knowledge on HAe disks, we have observed CQ Tau and MWC 758 with the IRAM array. We present here our results. The two stars were imaged in ¹²CO J=2→1 and continuum emission at 1.3 and 3.4 mm (angular resolution of 1.5 and 3.4'', respectively). 2.5'' resolution images of ¹²CO J=1→0 in MWC 758, and upper limits on the HCO⁺ J=1→0 line are also reported.

Section 2 presents the stellar properties and the observations. Section 3 focusses on the CO and dust modeling. We present in Section 4 the chemical model that we used to interpret the observed CO column densities. We discuss in Section 5 all the properties of the two sources before conclusion, in Section 6.

Send offprint requests to: E.Chapillon e-mail: chapillon@obs.u-bordeaux1.fr

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

Table 1. Properties of HAe stars with CO disks

(1) Source	(2) Right ascension	(3) Declination	(4) Spec. type	(5) Effective temp.(K)	(6) Stellar lum.(L _⊙)	(7) Distance	(8) CO paper
MWC 480	04:58:46.264	29:50:36.86	A4	8460	11.5	140	1,2
AB Aur	04:55:45.843	30:33:04.21	A0/A1	10000	52.5	140	3
HD 34282	05:16:00.491	-09:48:35.45	A1/A0	9440	29	400	4
HD 163296	17:56:21.28	-21:57:21.9	A1	9300	30	122	5
CQ Tau	05:35:58.485	24:44:54.19	A8/F2	7200	8-16*	140*	6
MWC 758	05:30:27.542	25:19:57.32	A3/A8	8200	11*	140*	6

Columns 2&3: J2000 coordinates deduced from the fit of the 1.3 mm continuum map of the PdBI. Errors bars on the astrometry are of order $\leq 0.07''$. Columns 4, 5, and 6, the spectral type, effective temperature and the stellar luminosity are those given in Simon et al. (2000) and Piétu et al. (2003) for HD 34282 van den Ancker et al. (1998) for AB Aur and MWC 758, Natta et al. (2001) and Mannings & Sargent (1997) for CQ Tau. Column 8, CO interferometric papers are: 1 = Piétu et al. (2007), 2 = Simon et al. (2000), 3 = Piétu et al. (2005), 4 = Piétu et al. (2003), 5 = Isella et al. (2007). and 6 = this work. (*) For MWC 758 and CQ Tau, the luminosity has been scaled to the assumed distance of 140 pc.

2. Observations

2.1. Star properties and the distance problem

CQ Tau and MWC 758 are two Herbig Ae stars situated near the edge of the Taurus complex. The spectral type of MWC 758 ranges from A3e (The et al. 1994) to A8v (Beskrovnaya et al. 1999); that of CQ Tau from A8 to F2 (e.g. Creech-Eakman et al. 2002), or even F4/F5 (Mora et al. 2001). MWC 758 has a rotation velocity $v \sin i = 60 \text{ km s}^{-1}$, and CQ Tau $v \sin i = 100 \text{ km s}^{-1}$ (Boehm & Catala 1995; Mora et al. 2001).

Hipparcos measurements place them formally at 100 pc (CQ Tau) and 200 pc (MWC 758) respectively (van den Ancker et al. 1998). However, the formal uncertainties on the parallaxes are such that the two stars could be equally placed (at the 1.5σ level) at 140 pc. As the apparent position of the stars place them at the outskirts of the Taurus/Auriga molecular cloud region and their systemic velocities are equal to the Taurus one, we assume here a physical association, and use $D=140 \text{ pc}$ for both sources. This eases the comparison with other studies of similar objects in the Taurus region. Furthermore, in Sec.3.4, we show that the 100 pc distance for CQ Tau is not compatible with our new measurements.

Nevertheless, the effects of the distance uncertainties will be considered whenever appropriate in this paper. Most of the results for the disk parameters can be simply scaled for different distances using the appropriate scaling laws given in Dutrey et al. (2003).

The stellar properties corresponding to the $D=140 \text{ pc}$ distance are given in Table 1, with those of other HAe stars having detailed disk studies. Note that CQ Tau being highly variable (up to 3 magnitudes, see Grinin et al. 2008), the values of its luminosity quoted in the literature vary by almost an order of magnitude.

2.2. PdBI data

The $^{12}\text{CO J}=2\rightarrow 1$ data for CQ Tau and MWC 758 were obtained in snapshot mode in Nov 1999 and Jan 2001, together with AB Aur (Piétu et al. 2005). The $^{12}\text{CO J}=2-1$ data were smoothed to 0.25 km.s^{-1} spectral resolution for the final analysis. Baselines up to 170 m provided about $1.5''$ resolution with robust weighting. The $\text{HCO}^+ \text{ J}=1\rightarrow 0$ data were obtained simultaneously: a 20 MHz/512 channels correlator unit provided a spectral resolution of 0.13 km.s^{-1} .

The phase and secondary flux calibrators were 0415+379 and 0528+134. The primary flux calibrator was MWC 349.

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 $\leq 0.07''$. The estimated seeing is about $0.2''$ after calibration. Since the observations were obtained with those of AB Aur, these data share a common flux scale. Thus the temperature (and column densities) can be directly compared with those cited by Piétu et al. (2007) for AB Aur, MWC 480 and DM Tau, as well as the derived values for the dust emissivity spectral index β .

For MWC 758, the $^{12}\text{CO J}=1\rightarrow 0$ line was observed in Dec 1995 and Mar 1996. The longest baseline was 180 m, and provided an angular resolution of $2.5 \times 1.9''$ at PA 149° .

Figure 1 presents the channel maps of $^{12}\text{CO J}=2\rightarrow 1$ for CQ Tau and MWC 758. Figure 2 shows the $^{12}\text{CO J}=1\rightarrow 0$ channel maps of MWC 758. The characteristic pattern of rotation is clearly apparent. No HCO^+ was detected.

We used the GILDAS¹ software package (Pety 2005) to reduce the data and as a framework to implement our minimization technique. Table 2 indicates the result of Gaussian fit to the continuum visibilities. Elliptical Gaussian were used at 230 GHz; at 89 and 113 GHz, the resolution is insufficient to constrain the disk aspect ratio and only a circular Gaussian was fitted.

Table 2. Continuum results

Frequency (GHz)	Flux (mJy)	Major "	Minor "	PA °
MWC 758				
230	56 ± 1	1.00 ± 0.08	0.81 ± 0.10	-10 ± 20
113	6.7 ± 1.3	1.1 ± 0.5	–	–
89	3.3 ± 0.4	–	–	–
CQ Tau				
230	162 ± 2	0.86 ± 0.04	0.63 ± 0.04	32 ± 7
89	13.1 ± 0.5	0.7 ± 0.3	–	–

The error bars include only thermal noise, but not the flux scale accuracy ($\approx 10\%$) or the effects of seeing. Here, the P.A. is that of the ellipse major axis. At 89 and 113 GHz, a circular Gaussian was fitted.

3. CO and Dust Models

The data were fitted using our standard flaring disk model, with power law distributions for all primary quantities (surface density $\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^{-p}$, temperature $T(r) = T_0(r/r_0)^{-q}$, velocity and scale height), following the method described in detail

¹ See <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS> for more information about the GILDAS software.

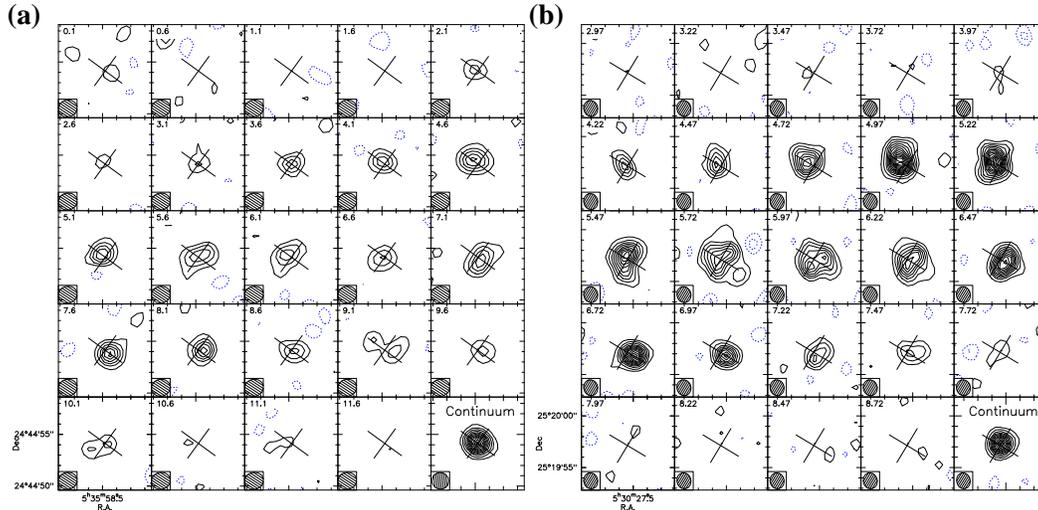


Fig. 1. Channel maps of the CO J=2-1 line emission and 1.3 mm continuum emission (bottom left panel) towards MWC 758 and CQ Tau. (a) CQ Tau Contour step is 0.075 Jy/beam or 0.56 K (2σ) for CO. Contour step is 10 mJy/beam, or 90 mK (8σ) for the continuum. (b) MWC 758. Contour step is 0.1 Jy/beam or 1.1 K (2σ) for CO. Contour step is 3 mJy/beam (30 mK, 2σ) for the 1.3 mm continuum. The crosses indicate the position, orientation and aspect ratio of the disk determined from the CO analysis. The velocity (in km.s^{-1}) is indicated in the upper left corner.

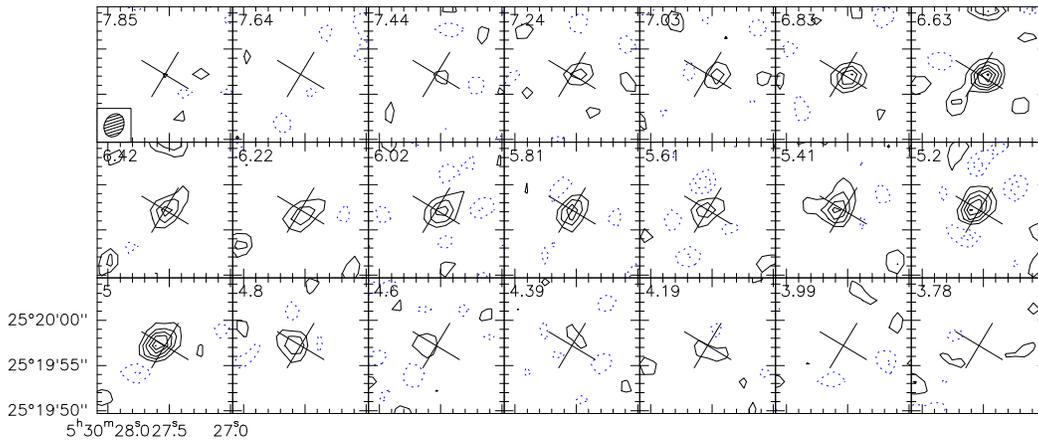


Fig. 2. Channel maps of the CO J=1-0 line emission towards MWC 758. The angular resolution is $2.7 \times 2.1''$. Contour step is 0.06 Jy/beam or 1.0 K (2σ) for CO. The crosses indicate the position, orientation and aspect ratio of the disk determined from the CO analysis. The velocity (in km.s^{-1}) is indicated in the upper left corner.

by Piétu et al. (2007). This allows the CO surface density and dust radial emissivity profile to be recovered completely independently, without assumptions on the CO abundances. An essential property of disks is that, because the CO surface density gradient is significantly steeper than the temperature gradient ($p - q > 1$), it is possible, with sufficient angular resolution, to distinguish (from the apparent slope of the surface brightness versus radial distance) the transition between an optically thick core ($T_b \propto r^{-q}$) and an optically thin outer part ($T_b \propto r^{-p}$ or r^{-p-q} for low J CO lines, see Dutrey et al. 2007).

Thus, the fitting procedure can actually reveal whether the CO emission is mostly optically thick or optically thin, even with a single transition.

For the dust emission, we use the standard prescription for the mass absorption coefficient (Beckwith et al. 1990):

$$\kappa_\nu(\nu) = 0.1(\nu/10^{12}\text{Hz})^\beta \text{cm}^2 \text{g}^{-1} \quad (1)$$

For the continuum data, as the angular resolution does not allow to separate the optically thick core, all frequencies observed

with the IRAM interferometer were fitted simultaneously, using the temperature (fixed) derived from the CO measurements.

The results are summarized in Table 3. The errors bars are derived from the covariance matrix by the minimization routine. We refer to Piétu et al. (2007) for notations (see also Table 3) and detailed description. These new observations directly prove the Keplerian nature of the rotation, with a best fit exponent 0.51 ± 0.02 for both sources.

3.1. MWC 758

The disk outer radius is ≈ 250 AU in CO and somewhat smaller in dust. The line and continuum emissions provide very consistent results for the disk orientation. The $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow\text{1}$ line appears partially optically thick, thereby allowing the derivation of the disk temperature in the inner regions ($r < 150$ AU), and of the CO column density in the outer regions ($r > 150$ AU) under the assumption of a single temperature power law. The parameters derived from both transitions are in good agreement. The exponent p is not well constrained for the $^{12}\text{CO J=1}\rightarrow\text{0}$ line; we thus fix it to a value compatible with the $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow\text{1}$ results. We also present results which both lines fitted together (col 6, Table 3). The better sensitivity allows to derive more parameters such as stellar mass, temperature and exponent q .

The difference between the temperatures determined from the $\text{J=1}\rightarrow\text{0}$ and $\text{J=2}\rightarrow\text{1}$ lines is in line with the vertical temperature gradients found in some other stars (Piétu et al. 2007), but not determined with sufficient precision to conclude. We thus prefer to use the temperature derived from a simultaneous fit of both transitions. This temperature is moderate, 30 K, with little dependance upon radius (exponent $q \approx 0.3$). Because the $\text{J=2}\rightarrow\text{1}$ transition is barely optically thick, the temperature is representative of the bulk of the disk, and not only of the surface layers as in the optically thick CO disks studied by Piétu et al. (2007).

Because the emission is spatially resolved at 1.3 mm, the dust emissivity index is well constrained, with little bias due to a possible contribution from an optically thick core: $\beta = 1.0 \pm 0.15$. If we assume that the dust and CO are at the same temperature, the total disk mass is $2.7 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ (with $\kappa(230) = 0.023 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$).

Assuming the same distribution and excitation conditions than for CO, the $\text{HCO}^+ \text{ J=1}\rightarrow\text{0}$ line provides an upper limit of $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ for the column density of HCO^+ at 100 AU, i.e. $[\text{HCO}^+]/[\text{HCO}^+] > 10^4$

The inclination is poorly constrained ($i \approx 16^\circ$), but, except for the rotation velocity at 100 AU (as the data essentially constrain $v \sin i$), all other parameters remain unaffected by this uncertainty. Besides the solution presented here, another solution with $i \approx 27^\circ$ can be found. However, only the low inclination solution is compatible with the stellar mass derived from the location of the star on a distance independent HR diagram, $\log(L/M^2) \approx 0.5$ and $\log(T_{\text{eff}}) = 3.92$. For $i = 27^\circ$, the stellar mass is $0.7 \pm 0.3 M_{\odot}$. Reconciling this with the spectral type of the star would imply placing it at a distance of > 280 pc. The disk outer radius would be > 550 AU, the disk mass $0.08 M_{\odot}$, and the temperature at 100 AU 40 K. MWC 758 would have among the most massive disks around HAE stars (with HD 34282 Piétu et al. 2003). It would however give $\log(L/M^2) \approx 1.3$, which from the Siess et al. (2000) tracks, require $M_* > 5 M_{\odot}$.

3.2. CQ Tau

For CQ Tau, we obtain for the first time accurate measurements of the inclination $i = 29 \pm 2^\circ$ of the disk and of the orientation of the disk axis ($PA = -36 \pm 1^\circ$). The disk inclination is well constrained from both ^{12}CO ($29 \pm 2^\circ$) and continuum emission ($i = 29 \pm 9^\circ$), although with larger error bars for the continuum. Note that both determinations are affected by different instrumental effects. The dust emission is biased by the phase noise (seeing), while the CO-derived inclination is affected by bandpass calibration errors, which are negligible in our case. The overall agreement indicates that the seeing effects remain small compared to the thermal noise. However, our results on the disk differ from several previous determinations: for example, Testi et al. (2003) cite a major axis disk orientation $PA \sim 20^\circ$ (or -70° for the disk axis) and inclination ($i \approx 66^\circ$) very different from ours. Most of the previous measurements were based on deconvolved sizes in the image plane, either on integrated intensity maps of CO (Mannings & Sargent 1997) or from relatively low S/N continuum data (e.g. the 7 mm VLA data of Testi et al. 2001). Our results being based on the velocity gradient and a UV plane analysis are much more reliable: in particular, they predict a stellar mass in agreement with the spectral type of CQ Tau. It is worth noting that, using the mid-IR camera CAMIRAS installed on the CFHT, Doucet et al. (2006) have imaged the thermal emission of the dust disk at $20.5 \mu\text{m}$ and found an inclination angle of $i = 33 \pm 5^\circ$ in agreement with our measurements.

The disk of CQ Tau is somewhat smaller, 200 AU in radius, than that of MWC 758. Both continuum and CO measurements give the same outer radius. Doucet et al. (2006) estimated the disk radius to be of order of ~ 400 AU at $20.5 \mu\text{m}$ (when corrected for the distance of 140 pc). The $20 \mu\text{m}$ emission comes from small, warm, grains at the surface layer of a flared disk. On the opposite, the mm data trace large grains in the disk mid-plane. A difference in radial extent between these two populations of grains is a standard feature of protoplanetary disks, as exemplified for example by HH 30 (Guilloteau et al. 2008).

The $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow\text{1}$ emission appears essentially optically thin. Since the contribution of the optically thick core is small $\tau(\text{CO}) \leq 1$ for $R \geq 60$ AU, the disk temperature exponent q is poorly constrained. Best fit values are around 1, but with large uncertainty. We thereby adopted $q = 0.5$. This value is a compromise between the flat temperature distribution ($q \approx 0$) obtained in the disk mid-planes, as for MWC 758, or DM Tau and MWC 480 (Piétu et al. 2007), and the steeper laws occurring at the disk surfaces, $q \approx 0.65$ (Guilloteau & Dutrey 1998).

Even with this reduced degree of freedom, the temperature remains difficult to constrain. A lower limit of about 60 K can be obtained (in essence, because of the apparent $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow\text{1}$ surface brightness, taking into account that the Keplerian shear results in significant beam dilution), but higher values cannot be excluded. We adopted $T_{100} = 150$ K; this choice has no effect on the disk parameters, except for the derived CO and dust surface densities and thus disk mass and CO abundance. The brightness temperature being fixed, for a constant line-width and in the high temperature approximation, the CO surface density is proportional to the assumed temperature (because $T_b(\text{CO}) \propto \Sigma(\text{CO})/T_k$) and the dust surface density is proportional to the inverse of the temperature (as $T_b(\text{dust}) \propto \kappa(\nu)\Sigma(\text{dust})T(\text{dust})$, see Dartois et al. (2003) and their Fig.4 for details).

If we assume that the dust and CO are at the same temperature, and the prescription for the dust emissivity in Eq.1, which gives $\kappa(230) = 0.035 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, the total disk mass is small, $1.2 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$. Note however that this is probably a lower limit,

Table 3. Best parameters

(1) Source	(2) CQ Tau	(3)	(4)	(5) MWC 758	(6)	(7)
Data	¹² CO J=2→1	Dust	¹² CO J=2→1	¹² CO J=1→0	¹² CO	Dust
V_{LSR} (km.s ⁻¹)	6.17 ± 0.04		5.79±0.01	5.90 ± 0.02	5.80 ± 0.02	
Orientation, PA (°)	-36.7 ± 1.3	-36 ± 18	-31 ± 1	-23 ± 3	-31 ± 1	-38 ± 7
Inclination, i (°)	29.3 ± 1.7	29 ± 9	18 ± 6	16 ± 1	16 ± 4	40 ± 20
Velocity law: $V(r) = V_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-\nu}$						
Velocity(*), (km.s ⁻¹)	4.0 ± 0.2		3.6 ± 1.1	[4.00]	4.0 ± 0.6	
Velocity exponent, ν	0.51 ± 0.02		0.51 ± 0.03	0.47 ± 0.07	0.50 ± 0.02	
Stellar mass, M_* (M_\odot)	1.8 ± 0.2		1.5 ± 0.7 [1.80]	[1.80]	1.80 ± 0.5	
Σ (*), (cm ⁻²)	1.7 ± 0.1 10 ¹⁶	1.7 ± 0.3 10 ²²	3.5 ± 0.7 10 ¹⁶	1.6 ± 2.4 10 ¹⁶	4.7 ± 0.9 10 ¹⁶	6.0 ± 2.0 10 ²²
Σ_{mass} (*) (g.cm ⁻²)		0.075 ± 0.015				0.3 ± 0.1
Exponent p	2.3 ± 0.2	1.3 ± 0.1	2.7 ± 0.5	[3]	2.9 ± 0.4	1.5 ± 0.4
Outer radius R_{out} , (AU)	200 ± 20	200 ± 30	300 ± 20	230 ± 30	270 ± 15	180 ± 40
Temperature(*), (K)	150 ± 50 [150]		37 ± 6	24 ± 4	30 ± 1	
Exponent q	0.7 ± 0.5 [0.5]		0.05 ± 0.20	0.6 ± 0.3	0.37 ± 0.15	
δV (*), (km.s ⁻¹)	0.32 ± 0.09		0.50 ± 0.03	0.28 ± 0.10	0.44 ± 0.02	
Scale height(*), (AU)	22		15		11	
β		0.70 ± 0.04				1.0 ± 0.15

Column (1) contains the parameter name. Columns (2) and (4) indicate the parameters derived from ¹²CO J=2→1, column (5) parameters derived from ¹²CO J=1→0, and columns (3) and (7) parameters derived from the dust emission, using the disk temperature from ¹²CO and the dust emissivity from Eq.1. Column (6) indicates the results of a simultaneous fit to both CO lines. Note that the P.A. is that of the disk axis. δV is the local line width (sum of thermal + turbulent component see Piétu et al. (2007) for a description of the convention). Σ is the surface density ((H+2H₂)/2) and Σ_{mass} the mass surface density assuming a *gas/dust* ratio of 100. (*) values at 100 AU. Square brackets indicate fixed parameters. The error bars correspond to 1 σ level of uncertainties.

because of the existence of vertical temperature gradients, as directly demonstrated by Piétu et al. (2006): if the dust is at 50 K, the disk mass increases to 3.6 10⁻³ M_⊙. We stress that our choice of temperature *maximizes* the apparent CO abundance, as this scales as T².

Our result on $\beta = 0.70 \pm 0.04$ agrees very well with the $\beta = 0.6 \pm 0.1$ determined by Testi et al. (2003) using a broader frequency range including VLA observations at 7 mm.

Assuming the same distribution and excitation conditions than for CO, the HCO⁺ J=1→0 line provides an upper limit of 4 10¹² cm⁻² for the column density of HCO⁺ at 100 AU, i.e. [¹²CO]/[HCO⁺] > 4 10³.

3.3. Prediction for the CO J=3-2 Line

The ¹²CO J=3→2 in CQ Tau and MWC 758 was detected by Dent et al. (2005) using the JCMT. Our best fit model can be used to predict the intensity of this line. This is given in Table 4, also for MWC 480 using the model parameters from Piétu et al. (2007). The agreement is excellent for MWC 758 and MWC 480, but our prediction is a factor 2 too high for CQ Tau. The discrepancy can be somewhat reduced (by about 30 %) by using a temperature of 70 K for CQ Tau. The remaining difference may be due to noise, as the CQ Tau CO J=3-2 line is detected with a S/N of only 6 by Dent et al. (2005). The spectral baseline uncertainty on the JCMT data can also play a significant role at this sensitivity level. Nevertheless, this result suggests that the temperature in CQ Tau may not be as high as we estimated. It is also possible that the ¹²CO J=3→2 line is somewhat sub-thermally excited, as its higher opacity makes it more sensitive to the upper layers than the J=2→1 transition.

Table 4. ¹²CO J=3→2 comparison

Source name	¹² CO J=3→2 observed	integrated line flux (Jy km s ⁻¹) predicted
CQ Tau	6 ± 1	14(#)-11(*)
MWC758	15 ± 2	15
MWC480	52 ± 1.1	47

¹²CO J=3→2 observation from Dent et al. (2005). The conversion factor from the main beam brightness temperature T_{mb}(K) to flux density is 19 Jy/K for the 22'' beam at 345 GHz. (#) for T=150 K, (*) for T=70 K.

3.4. Distance effects

As mentioned in Sec.2.1, CQ Tau could be at 100 pc and MWC 758 at 200 pc, instead of our assumed D=140 pc. The surface density scales as D ^{p} , the temperature as D ^{q} , the disk mass as D², and the stellar mass, when derived from the Keplerian rotation, as D (see Dutrey et al. 2003). With the values of p and q from Table 3, the impact of the distance ambiguity remains limited to a factor 2 on the disk masses. However, the difference in disk mass between CQ Tau and MWC 758 becomes affected by a factor 4.

The CO abundance (at 100 AU) will scale as D ^{$p(\text{CO})-p(\text{dust})$} . It is thus little affected by the distance uncertainty (less than 50%).

Figure 3 shows the location of CQ Tau and MWC 758 on a distance independent HR diagram, as used by Simon et al. (2000), using the evolutionary tracks of Siess et al. (2000). The location of CQ Tau in this diagram is a further argument for the distance of 140 pc for this object: at 100 pc, the kinematic data would require a mass of 1.3 M_⊙, which is clearly incompatible with the effective temperature and L/M², which indicate a ~ 1.8 M_⊙ star. We point out that, with these new results, CQ Tau could actually be younger than initially thought (5 Myr), and even younger than MWC 758.

6

Chapillon et al.: Disks around CQ Tau and MWC 758

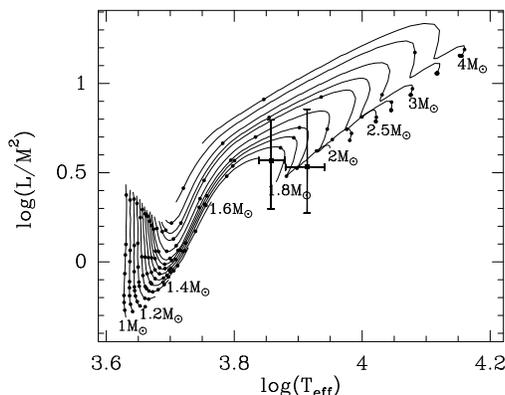


Fig. 3. Distance-independent HR diagram (L/M^2 versus T_{eff}). Theoretical evolutionary tracks from Siess et al. (2000) and $Z = 0.02$ metallicity for stellar mass between 1 and $4 M_{\odot}$ (from left to right: 1 to 2 by $0.1 M_{\odot}$, and then 2.2, 2.5, 2.7, 3.0, 3.5, and $4.0 M_{\odot}$). Knots on the curve begin at and are spaced by 1 Myr. CQ Tau is the leftmost cross, MWC 758 is the rightmost one.

3.5. Comparison between sources

Both sources have many characteristics in common:

1. Partially optically thin CO line emission, in contrast to most previously studied disks.
2. Different surface density profiles for CO and dust, with the CO surface density falling faster ($p \approx 2.5 - 3$) than the dust opacity ($p \approx 1.5$). This property is apparently shared with all other observed sources so far, with the exception of HD 163296 which displays a relatively shallow CO surface density profile ($p \approx 1$, according to Isella et al. (2007)).
3. Similar values for the dust emissivity exponent $\beta = 0.7 - 1$. In both sources, we have resolved the continuum emission, so this value is free of the bias due to a possible optically thick core. For CQ Tau, Testi et al. (2003) also found that the free-free contribution is negligible. These values are smaller than those found for MWC 480 and AB Aur, ≈ 1.4 (Piétu et al. 2006, 2007).
4. Similar lower limit for the $[^{12}\text{CO}]/[\text{HCO}^+]$ ratio, ≈ 4000 , corresponding to $[^{13}\text{CO}]/[\text{HCO}^+] > 100$ when taking into account a reasonable (average) CO isotopologue ratio. This limit is consistent with what has been measured in other sources by Piétu et al. (2007).
5. An essential result, which remains whatever the distance, is that the apparent CO abundance is very low in both sources, less than 10^{-6} , corresponding to a CO depletion > 100 compared to typical molecular clouds (Ohishi et al. 1992).
6. Both sources have also relatively small disk masses, less than or about $5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$. Because of the distance problem, and dust temperature uncertainty for CQ Tau, disk masses remain the least accurate parameters. In the most extreme case, the MWC 758 disk could be up to 8 times more massive than the CQ Tau one.

Although the two sources are very similar, CQ Tau stands out among the sources studied so far because it accumulates a number of peculiarities. It is at least as warm as AB Aur, the warmest source detected in CO J=2-1 so far, and only the second source in which $^{12}\text{CO} \text{ J}=2 \rightarrow 1$ is optically thin, after BP Tau

(Dutrey et al. 2003). Like BP Tau, the CO and dust outer radii are identical within the current error bars. This is an important difference with most other sources, either T Tauri stars or H Ae stars, for which the outer radius of the bulk of the dust emission is in general smaller than the CO outer radius (see the T Tauri stars DM Tau, LkCa 15 and the H Ae stars AB Aur, MWC 480 (Piétu et al. 2006, 2007), and HD 163296 (Isella et al. 2007)).

3.6. CO abundance: an anomalous gas to dust ratio ?

For both sources, one of the surprising findings is the very low apparent CO abundance, $\approx 10^{-6}$ (within a factor 3, as this value decreases with radius), if a standard gas to dust ratio of 100 is assumed, i.e. an apparent depletion of ≈ 100 . Note that this result is completely distance independent. Since the temperature of these two disks is large, depletion of CO due to sticking on grains cannot be invoked in a simple way. The situation here is similar to that found for the T Tauri star BP Tau by Dutrey et al. (2003).

This suggests either *i*) that the gas (H and H_2) to dust ratio is actually much lower than our assumed value of 100, because we are observing disks in the process of dissipating their gaseous content, or that the dust distribution has evolved (grain growth and settlement along the mid plane) either *ii*) by simple coagulation and size redistribution, and/or *iii*) by mantle accretion, taking off elements from the gas phase. In all cases, the CO/dust ratio is no longer a direct reflection of the gas to dust ratio, because of changes in the H_2 shielding of the CO photodissociation lines.

Jonkheid et al. (2007) have studied the chemistry of H Ae disks, and find that for very low masses of *small grains*, $\approx 10^{-6} M_{\odot}$, the CO/ H_2 ratio can be of order of a few 10^{-6} (see their models B4/BL4). Thus, our low observed CO column densities might be the result of *grain growth* and/or *efficient dust settling*. However, only in the lowest mass disks are the predicted column densities as low as we observe, a few 10^{16} (their Fig.8). As Jonkheid et al. (2007) do not present calculations with grain growth for disk masses in the range of what we observe, we have performed new chemical models which are described in the next section.

4. The Chemical Models

We use the PDR code from the Meudon Group (Le Bourlot et al. 1993; Le Petit et al. 2006), with the modifications from Hily-Blant et al. (2008) for the grain size distribution. The model is a one-dimensional stationary plane-parallel slab of gas and dust illuminated by an ultraviolet (UV) radiation field. The radiative transfer in the UV (which takes into account the self-shielding of H, H_2 and CO lines and absorption in the continuum by dust grains), the molecular abundances and optionally the thermal balance are calculated iteratively at each point in the “cloud”. The chemical network is similar to that of Goicoechea et al. (2006). No freeze-out onto grains is considered: this assumption will be discussed in Sec.5.4.

In order to study the chemical and physical effects of grain growth on disks, in particular the UV penetration, the PDR code was modified by Hily-Blant et al. (2008) to introduce a standard power law grain size distribution $n(a) \propto a^{-\gamma}$ with a_+ and a_- being the maximum and minimum cutoff radii, respectively. This modification affects the UV extinction curve, the chemistry (H_2 formation) and the thermal balance and is self-consistently introduced. The resulting extinction curve is calculated using the

Table 5. Modeling parameter values

Parameters	values in calculations
g/d	1, 10, and 100
a_+	1 mm, 10, 1, and 0.1 μm
χ (at 100 AU)	$10^2, 10^3, 5 \cdot 10^3, 10^4$, plus a modified shape
ΔV (km.s ⁻¹)	0.5, 1.0, and 2.0

g/d is the Gas to Dust ratio, a_+ the maximum grain radius, χ the UV scale factor over the Draine interstellar field, and ΔV the local line width for H₂. See Section 4.1 for details.

Mie theory for homogeneous isotropic spherical particles and presented in Appendix A.

To have a two-dimensional molecular distribution we compute the model at different radii. The output of this 1+1D model is the vertical distribution of molecular abundance calculated at different radii.

4.1. Parameters of the Chemical Model

As an input we can impose physical conditions relevant from the disk structure (i.e. temperature and vertical density laws as derived from Table 3) at each radius. Since the disk masses are the most poorly constrained parameters, the models are not intended to fit any particular object, but are to be used to understand the major effects of the model parameters on the CO abundance, and more specifically, to seek what conditions and physical processes prevent CO to reach high surface densities. Two different disk density profiles were used. The “low mass” case correspond to a dust mass (in the inner 200 AU) of $11 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$, the “high mass” case of $33 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$, both with $p = 1.3$ and a scale height of 22 AU at 100 AU.

We investigate several gas to dust ratio (g/d) under various UV field conditions, and different maximum grain size a_+ . A wide range of parameters has been explored (see Table 5). The whole ensemble of results is presented in Appendix A, B and C.

UV field To estimate the UV field, we assumed UV is scattered by the dust: half towards the mid-plane and half towards the exterior. We have checked that the opacity toward the star is strong enough to justify this hypothesis, as the amount of small grains remains sufficient even when increasing a_+ . The shape of the UV field is assumed to follow a Draine field (as provided by Sternberg & Dalgarno (1995)). With the above scattering assumption, it is described by a scale factor χ (²) at 100 AU, and decreases as $1/R^2$. As the actual UV fields from the stars are unknown, several simulations have been done with different χ factors (10^3 and 10^4). As expected, a decrease of the incident UV field implies a decrease of the photodissociation rates, and makes CO more abundant (Figure B.1 and B.4 in Appendix B).

Thermal Balance Models can be calculated with and without thermal balance. The dust temperature is derived following Burton et al. (1990). With thermal balance, this dust temperature is used to compute the energy transfer between the gas and the grains as described in Burke & Hollenbach (1983). The gas temperature is then calculated, taking into account heating and cooling processes (see Le Petit et al. (2006)). Without thermal balance, the gas temperature is taken from the CO observations. The thermal balance has little effects on the CO abundances, except at very low densities. Provided that the assumed gas and dust temperatures are close enough to those derived in the disk

² χ is the ratio of the local UV field over the Draine interstellar UV field

mid-plane from the thermal balance, the results on the disk structure and CO column densities are rather similar. This is clearly seen by comparing Fig.6 and Fig.A.3.

Grain Distribution The composition of the dust is 50% of silicates and 50% of graphite with $\gamma = -3.5$ and $a_- = 3\text{nm}$ in all calculations. The minimum grain radius a_- is small enough to properly represent the photoelectric process, the UV extinction curve and the formation of H₂ on grain surface. Keeping the dust mass constant, we have simulated grain growth by varying the maximum radius a_+ . The amount of small grains is therefore reduced to the benefit of large ones and the extinction curve is clearly modified. With $\gamma = -3.5$, the UV opacity scales as $1/\sqrt{a_+}$ for $a_+ > 10\mu\text{m}$.

We present the various models in Appendix A, with a_+ varying from 0.1 μm to 1 mm. The main result is a significant decrease of the opacity towards the mid-plane and therefore an extension of the photo-dissociation layer when a_+ increases. As a consequence, the transition between the region where Carbon is predominantly atomic or ionized, and the region where CO dominates appear closer to the disk mid-plane (figure A.2) and the CO column density is reduced (A.3).

g/d ratio We modify the ratio by *decreasing the gas mass* (H) while *keeping the dust mass* constant to simulate the dissociation of the gas. We performed calculations for $g/d = 100$ and $g/d = 10$ with several grain size distributions. The main effect of decreasing the gas to dust ratio is a modification of the spectral distribution of the radiative energy density in the disk (see figure 4). The gas being less abundant, the absorption in the lines of CO and H₂ is less efficient and the transition H - H₂ occurs closer to the mid-plane, and the disk is more ionized (e.g. for $a_+ = 1\mu\text{m}$, C⁺ is the dominant form of carbon in the mid-plane for radius greater than 200 AU).

Turbulence We also check the effect of the intrinsic line width (turbulence) on the photo-dissociation line shielding. We have made three runs with three different values of the Doppler width of the H₂ lines (0.5 - 1.0 - 2.0 km s⁻¹) for $a_+ = 1\mu\text{m}$ and 1 mm with $\chi = 10^4$. The stronger effects (obtained for $a_+ = 1\text{mm}$) are presented in Appendix C, but the effect on CO is negligible, essentially because the CO pre-dissociation intrinsic line widths are much larger.

4.2. Chemical Models and comparison with the CQ Tau Disk

We only discuss in this section the results relevant for the CQ Tau case. The MWC 758 case is treated in the discussion by comparison to this example. More models are given in Appendix A, B and C. We assume the physical and chemical conditions derived from the CO analysis (see Table 3). Our goal is to reproduce the low CO column density which is observed, and corresponds (for a normal gas-to-dust ratio) to a CO depletion factor of ~ 100 or an abundance $\text{CO}/\text{H}_2 \approx 10^{-6}$.

Figures 5 and 6 shows the abundances with respect to H+2H₂ and the column densities obtained at radii 100, 200 and 300 AU under a UV field of $\chi = 10^4$. We assume two different values for a_+ (1 μm and 1 mm) and for g/d (10 or 100) and the thermal balance is calculated. The gas temperature goes up to several thousand Kelvin in the disk atmosphere. In the mid-plane in the small grain case, the gas temperature is of the same order of magnitude as the dust temperature because the density is high enough to have thermal coupling by collisions. The shape of the CO abundance distribution is clearly affected by reactions at high temperature with OH leading to a secondary peak not located in the disk mid-plane. Although this peak is quite high

8

Chapillon et al.: Disks around CQ Tau and MWC 758

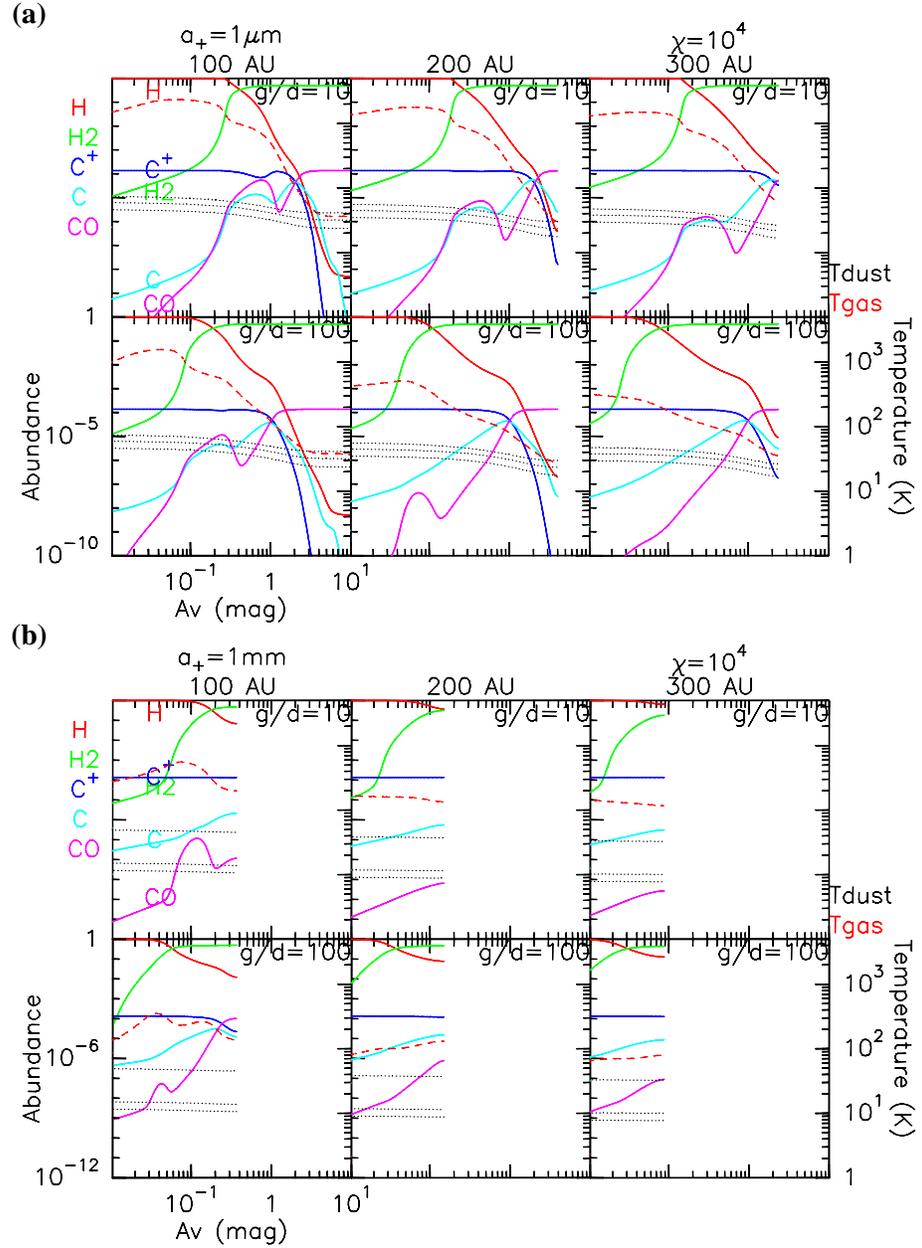


Fig. 5. Vertical distribution through the disk of the abundance of H, H₂, C⁺, C and CO and gas (dashed line) and dust (dotted line) temperature at the radii 100, 200 and 300 AU for the models with standard UV field ($\chi = 10^4$ at 100 AU), $a_+ = 1 \mu\text{m}$ (top), $a_+ = 1 \text{ mm}$ (bottom) and with the thermal balance calculated. Dust temperatures are plotted for the extreme grain sizes (a_+ and a_-) and an intermediate value ($\frac{a_+ + a_-}{2}$). In the big grains case (bottom), the dust disk is so optically thin that we never reach $A_v = 1$. Note that the vertical and radial scales are the same in all figures.

in abundance, it occurs when the density is low and the column density is very weakly affected (Figure 6).

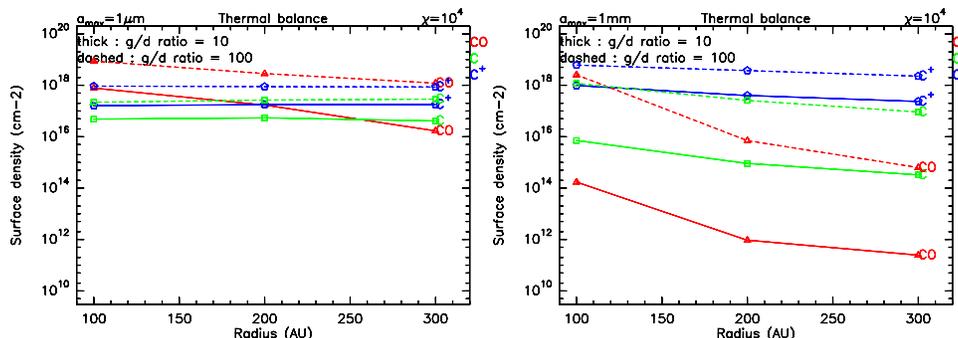


Fig. 6. Radial distribution of the column density of C⁺, C and CO for the model with standard UV field, the thermal balance calculated, $a_+ = 1 \mu\text{m}$ (left) and $a_+ = 1 \text{mm}$ (right).

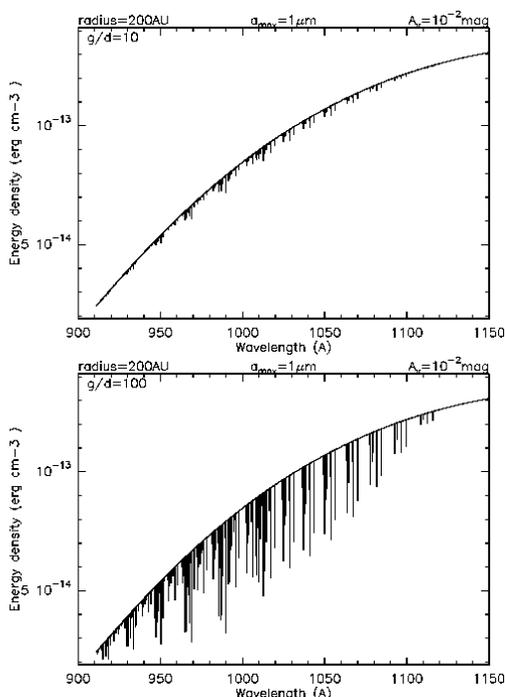


Fig. 4. Energy density between 900 and 1200 Å for gas/dust = 10 (top) and 100 at R=200 AU and $A_v = 0.01$ with $a_+ = 1 \mu\text{m}$, $\chi = 10^4$, $\Delta V = 1 \text{km s}^{-1}$

4.3. Chemical uncertainties and comparison with other results

Jonkheid et al. (2007) have also calculated the chemistry and gas temperature of evolving Herbig Ae disks. Their model differs in several ways from the above approach. Contrary to us (see above), they have modified the gas to dust ratio by decreasing the mass of the small grains (i.e. interstellar grains) in order to mimic the dust growth and/or settling. The UV transfer is per-

formed with a 2-D code (van Zadelhoff et al. 2003) whereas in our case this is a 1-D approach. But the self-shielding of H₂ and CO are calculated assuming a constant abundance whereas we compute it explicitly at each point of the “cloud”. Their chemical network is described in Jonkheid et al. (2004) and Jansen et al. (1995). It also incorporates chemical reactions with PAHs which are not considered in our model.

Indeed, we also find that CO becomes underabundant if and only if photodissociation is important. This requires a reduction in the UV opacity which is obtained by grain growth to 1 mm, or larger. Note that dust sedimentation towards the disk mid-plane should not play a significant role, as the small dust grains which are responsible for the UV opacity remain coupled to the gas. However, contrary to Jonkheid et al. (2007), we find that Carbon is predominantly in its ionized form C⁺ when CO is photo-dissociated.

5. Discussion

5.1. CO Abundance: Photodissociation with grain growth

Figure 6 (right) suggests that a case with $a_+ \geq 1 \text{mm}$ and $g/d \approx 100$ can explain CO column densities of order 10¹⁶ cm⁻² around 200 AU. Figure 6 (left) allows us to conclude that the case with $a_+ = 1 \mu\text{m}$ cannot explain the observed CO column densities, even with a low g/d ratio. For CQ Tau this is in agreement with the spectral index we measure ($\beta = 0.7$) which indicates that significant grain growth has occurred as also found by Testi et al. (2003). Grain growth is also supported by the $\beta = 1$ value found for MWC 758.

This result suggests that grain growth, or more precisely the enhancement of the UV penetration resulting from grain growth is the dominant process explaining the measured CO column density. Note that we have assumed that the dust size distribution follows $dn(a) \propto a^\gamma$ with $\gamma = -3.5$. The conclusion will not significantly change for realistic slopes γ (Draine (2006) indicates $\gamma = -3.2$ for $\beta = 0.7$). As the extinction curve is governed by the amount of small grains, it is reasonable to conclude that any solution which guarantees the same amount of small grains, leading to a similar extinction curve, would be sufficient to explain the CO column density without changing g/d . Note that for $\gamma = -3.5$, the mass within grains smaller than a is about $\sqrt{a/a_+}$ times the total dust mass, i.e. 3% of the dust is in grains smaller than 1 μm for $a_+ = 1 \text{mm}$.

It is worth pointing that the photodissociation offers a natural explanation for the steeper surface density law of CO compared to dust. As UV penetration is more efficient in the outer parts of the disk, CO is more heavily dissociated, and the CO abundance decreases with radius (see Fig. 6), resulting in a larger slope p for CO than for dust and Hydrogen, in qualitative agreement with the observations. However, the p values predicted by the models (4-6) seem larger than observed (2.5-3).

The $[\text{}^{12}\text{CO}]/[\text{HCO}^+]$ ratio can also be used as a secondary diagnostic of the physical conditions. For large grains, a low g/d ratio predicts a value around 1000 for this ratio, and much higher values for $g/d = 100$. Although this is relatively inconclusive compared to our current limit (4000), longer integration times on HCO^+ could bring a useful diagnostic.

Note however that the CO column density is very sensitive to the UV penetration (and thus to the disk mass). We computed models twice less massive than those presented in Figs. 5-6. In such cases, C^+ is the dominant form of Carbon throughout the disk, and the CO column densities become much smaller than observed. Similar results can be obtained using a larger maximum grain size.

5.2. The UV problem

A significant uncertainty is linked to the knowledge of the UV field and to its vertical diffusion in the disk. Comparing Figure B.3 with Figure A.3 in the $a_+ = 1\text{mm}$ case shows that decreasing the UV field to $\chi = 10^3$ essentially brings back the Carbon into CO and increases the CO column densities by a factor 100 in both cases ($g/d = 10$ and 100). It is important to stress that what matters here is the number of available photons between 900 and 1200 Å where all the important photodissociation processes occur. Such large values of the UV field cannot be provided by the relatively cool stellar photospheres, and must come from the UV excess due to accretion, see Appendix for details. On the other hand, the heating will be significantly affected by the mean intensity up to 2000 Å, which is dominated by the stellar photosphere. In this respect, note that many authors specify the strength of the radiation field in reference to Habing (1968), i.e. by the integral of the UV flux between 912 and 2400 Å ($= 5.166\text{ eV}$) or between 912 and 2050 Å ($= 6\text{ eV}$) (van Dishoeck et al. 2006). As the shape of the UV spectra from T Tauri or Herbig Ae stars differs quite significantly from the interstellar UV field between 900 and 2400 Å, this can lead to some inappropriate results.

For example, the FUSE and IUE spectra for MWC 758 at 100 AU from the star (Figure 7) are relatively well fit, between 900 and 1200 Å, by a Draine field scaled up by $\chi \approx 10^4$ (the apparent best fit is for a few 10^3 , but correction for the star extinction, $E(B-V)=0.07$, Martin-Zaïdi 2005, must be added to the curve presented in Fig. 7). On the other end, a scale factor of $\chi = 10^5$ would be needed to match the integrated intensity between 912 and 2400 Å. This scale factor would overestimate by a factor 10 the available UV flux in the 912 – 1200 Å domain relevant for photodissociation.

For CQ Tau, the situation is less clear because of its variability. From the IUE spectrum, the CQ Tau UV flux is 10-30 times lower than that of MWC 758 (see Grady et al. 2005, their Figure 5). However, the star may have been observed during a minimum by IUE. We performed another calculation with big grains and a lower UV field ($\chi = 10^2$). The results for $g/d = 10$ are in good agreement with the observations: the CO column density is about 10^{16}cm^{-2} at 200 AU (Fig. 8) and the gas temperature determined

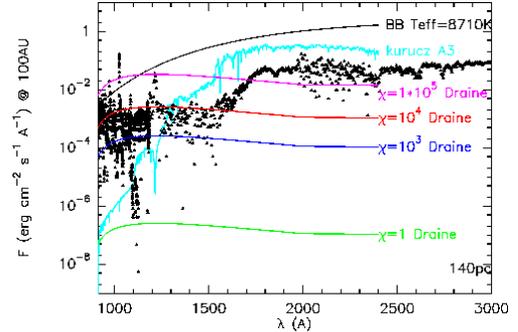


Fig. 7. Flux at 100 AU of FUSE and IUE observations MWC 758 (points), an A3V star according from the Kurucz atlas, a black body with the same temperature as an A3 star and several scaled Draine fields. The 10^5 one is calculated to have the same integrated intensity between 912 and 2400 Å as the observations. The star is assumed to be at 140 pc.

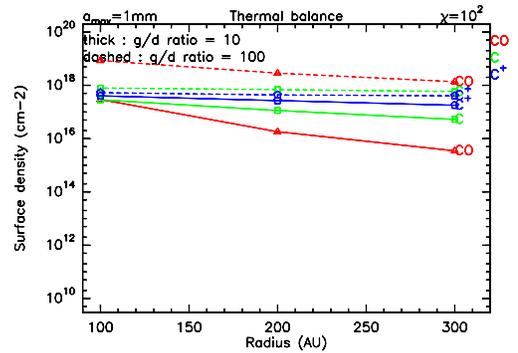


Fig. 8. Radial distribution of the column density of C^+ , C and CO for the model with $a_+ = 1\text{mm}$ and $\chi = 10^2$.

from the thermal balance is about 60 K. The $[\text{}^{12}\text{CO}]/[\text{HCO}^+]$ ratio is consistent with our limit. Thus a solution with gas dispersal cannot be excluded if the actual UV field is indeed relatively low in CQ Tau.

5.3. MWC 758 and the Temperature problem

The observed CO temperature and that calculated from the (approximate) thermal balance are in reasonable agreement for CQ Tau, around 60 – 100 K. MWC 758 poses a different challenge, as the observed gas temperature is much lower, about 30 K, while the estimated CO column density is similar.

Reducing the UV flux inside the disk is the simplest way to obtain a lower temperature. For a similar incident UV flux, increasing the attenuation through the disk, i.e. having smaller grains, will lower the temperatures. However, this will also reduce photodissociation and produce more CO. Indeed, Fig. 5 shows that low gas temperatures (in the mid-plane) can be obtained only with small (maximum size $1\mu\text{m}$) grains, in which case the CO abundance is high. For all cases compatible with low CO column densities, the gas temperature is high ($> 50\text{ K}$).

In fact, in the PDR interpretation, to have a similar CO surface density, the UV fields in the disk must be similar in both sources.

What can explain the temperature difference between the two objects? The thermal balance of the gas is controlled by several mechanisms. In the upper layers, the energy release due to H₂ formation dominates the heating, and the gas cools by radiation in the fine structure lines of C and O. Deeper in the disk, photoelectric effect on dust grains become important (and sometimes dominant), and then the energy deposition from cosmic rays (which is largely transported via the chemical reactions). CO line cooling becomes important. At still higher densities, the gas-grain coupling become dominant: this can be either a heating or a cooling mechanism, depending on whether dust is warmer than the gas or vice versa.

The similarities and differences between CQ Tau and MWC 758 are

- CQ Tau apparently has a lower UV field than MWC 758, by a factor 10 to 30 (see Sec.5.2)
- The UV attenuation is most likely larger in MWC 758 than in CQ Tau, because of the larger density and the (slightly) smaller grains (as its β value is larger).
- The smaller grains in MWC 758 lead to a higher dust temperature, although the effect is expected to be small (e.g. Kruegel & Siebenmorgen 1994).
- The larger densities in MWC 758 result in a more efficient gas-grain coupling, as the coupling constant for thermal exchange

$$\Lambda \propto \frac{n_{\text{dust}} n_{\text{gas}}}{\sqrt{a_- a_+}} \propto \frac{g/d n_{\text{dust}}^2}{\sqrt{a_- a_+}} \quad (2)$$

(see Burke & Hollenbach 1983), where we assume the grain size distribution has an exponent $\gamma = -3.5$.

- The above equation also indicates that smaller grains in MWC 758 also result in a more efficient gas-grain coupling.

Can these differences explain the lower gas temperature in MWC 758? In addition to the above effects, dust sedimentation may play a role. If dust grains are more sedimented in CQ Tau, the gas-grain coupling will be less efficient, and this may preserve a higher temperature of the gas above the disk mid-plane.

The magnitude of these effects is difficult to evaluate without detailed modeling. Figure 9 indicates the heating/cooling rates for a disk with a (dust) surface density compatible with that of MWC 758 as computed in our models. In this figure, the “chemical” heating rate is the total energy released by chemical reactions: one of the prime energy source for these is actually cosmic-rays through dissociative recombination ion-neutral reactions, the primary ions being produced by cosmic-rays. Note that it is probably an upper-limit (see Le Petit et al. 2006, section 6.1.5). The direct heating by cosmic-rays is too low to appear here.

Taken at face value, the results of the thermal balance study would favor the low g/d solution (i.e. $g/d = 10$), which results in a somewhat more efficient cooling. Reducing even further the g/d ratio ($g/d = 1$) results in *higher* gas temperature because the gas is then mostly heated by H₂ formation and photoelectric effect on grains. However, there are several significant uncertainties in our modeling procedure. For example, the amount of small grains which controls the photo-electric heating (Bakes & Tielens 1994) is poorly constrained, so the efficiency of this process may be overestimated in our model. Similarly, the gas-grain coupling is dominated by the small grains, because of their larger cross section and higher temperature, and remains

also rather uncertain. Furthermore, we use a very crude approximation for the diffusion of UV photons towards the disk plane, and even the unattenuated UV flux is uncertain (see Sec.5.2). Note that the photodissociation is totally dominated by the UV excess, while the stellar UV flux will play a role in the heating processes.

In fact, the situation of CQ Tau and MWC 758 is comparable to that of BP Tau, where Dutrey et al. (2003) have found warm, optically thin CO, with a very low “apparent” abundance (of order 10^{-6}). It is thus tempting to interpret BP Tau in the same framework of CO photodissociation by the UV. This possibility is further supported by the fact that BP Tau is a very active T Tauri star, with a large accretion rate ($2 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$, see e.g. Bertout et al. 1988; Gullbring et al. 1996).

5.4. An alternative: Grain growth by ice mantle accretion

We have not explored so far the possibility that Carbon (and Oxygen too) nuclei are locked into grains. The gas temperature determines whether gaseous components can stick onto grains, while the dust temperature determines whether ices can evaporate. In both sources, the gas is warm enough to avoid new CO molecules to stick on grains. However, a fraction of C and O nuclei can nevertheless remain trapped in grains, as discussed below.

This can happen if Carbon has been removed from the gas phase through the building of ice mantles onto grains. Such a process does not change the dust mass significantly (at most a factor 2 with standard elemental abundances), and changes even less the grain sizes. However, it removes selectively from the gas heavy nuclei with respect to Hydrogen. It is then conceivable to have a low CO / dust ratio. The difficulty of such a possibility is the thermal history of the dust and gas during the disk evolution. The dust must have been cold enough to accrete CO, which is the main reservoir of Carbon, and not released later, either thermally or by photo-desorption due to the enhanced UV field.

This can happen if the CO is converted onto grains into other species (such as H₂CO or CH₃OH) with larger desorption temperature.

In this respect, it is worth noting that in our simulations, the temperatures of the big grains are low enough (around 10 K) to prevent CO from being thermally evaporated. In a dynamical process where the small grains build up ice mantles, and then grow by coagulation to form larger and larger grains, the bulk of the CO trapped on grains will end up in the large grains, which contains most of the mass. Hence, despite the apparent “large” gas temperature traced by CO, a substantial fraction of C and O may be actually depleted onto grains. In this explanation, the apparently low CO to dust ratio would not imply a low g/d ratio, but strong C and O depletion like in disks around T Tau stars. The achieved depletion depend on the past thermal history but also critically on the grain growth processes. The maximal depletion depends on the dust mass fraction in grains which are large enough to remain below the CO desorption temperature.

We have computed some models with such depleted elemental abundances. As expected, the CO abundance reflects the elemental depletion (see Figure 10). Note that the gas remains warm even in the “dense” case (factor 3 in density compared to the previous models).

A possible way to check this hypothesis would be a direct measurement of the *mm dust* temperature. The only such available measurement is for MWC 480 by Piétu et al. (2006), who indeed found a very low dust temperature in this source, much

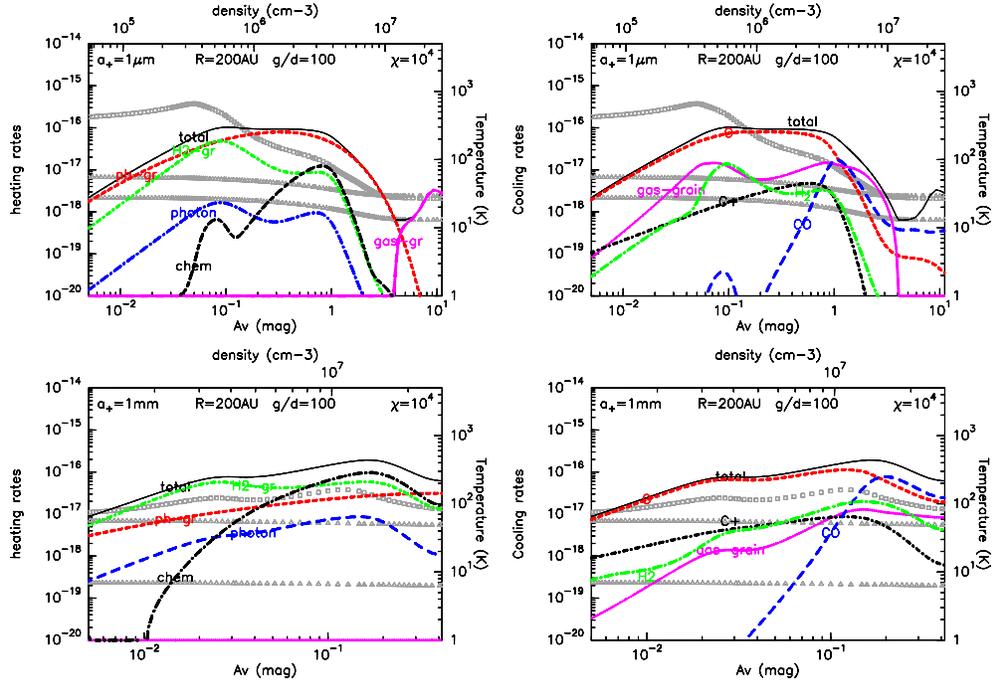


Fig. 9. Heating (left) and cooling (right) process for the models with small grains (top) and big grains (bottom) and a g/d ratio of 100 in $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. $H_2\text{-gr}$ is the heating due to H_2 formation on grains. $ph\text{-gr}$ is the photoelectric effect on grain. $photon$ is the direct heating of the gas by the photons and $chem$ is the heating due to chemistry reactions (see text for details). Squares: gas temperature, triangles: upper and lower limit of dust temperature.

lower than found from the SED fitting, and perhaps as low as 10 K near 100 AU. Although this can be attributed to vertical temperature gradients, the temperature dependence on the grain size may also play a role in explaining such a large difference.

5.5. The pending UX Ori Problem for CQ Tau

The large photometric variations observed in CQ Tau classify it as an UXOr variable, and have been interpreted as due to variable extinction. The accurate determination of the inclination of CQ Tau challenges this interpretation since UX Ori phenomenon can only be observed if the disk inclination is larger than $\sim 45^\circ$ (Natta et al. 1997; Natta & Whitney 2000).

Eisner et al. (2004) have measured the distribution of the NIR emission from the disks of CQ Tau and MWC 758 using the PTI interferometer. For CQ Tau, they find a position angle for the *disk axis*³ of $14 \pm 6^\circ$ and $i = 48 \pm 5^\circ$ (for MWC 758, they find $PA = 40 \pm 6^\circ$ and $i = 33 \pm 4^\circ$). Taken at face value, this indicates that the orientation and inclination of the two inner disks *differ markedly* from that of the outer disks, sampled by CO, the axes being separated by $30 \pm 7^\circ$. One possibility would be that the inner disk is warped due to dynamical interactions with (yet undetected) inner bodies, as in the case of the more evolved disk of β Pictoris (Mouillet et al. 1997). Such large warps have never

³ Eisner et al. (2004) give the PA of the emission major axis whereas we indicate the PA of the disk axis

been observed so far. In the case of the spectroscopic binary UZ Tau-E, for which Simon et al. (2000) suggested a mis-alignment between the orbit and the surrounding disk by a similar amount, a recent re-evaluation of the binary orbit (Prato et al. 2002) concludes that the orbit and disk planes are aligned to within 4 degrees. In all confirmed cases, disk warps are small: only a few degrees in β Pic for example.

Moreover, the inner disk results are based on very few interferometric data points: a confirmation of these values would be required before one can seriously invoke such large disk warps.

6. Summary

Using the IRAM array, we have observed in continuum and CO J=2-1 and J=1-0 the disk surrounding MWC758 and in CO J=2-1 that of CQ Tau. We also got upper limits in HCO^+ J=1-0 in both sources. We detected the dust and gas emission and were able to derive their physical conditions applying a standard disk model. In both cases, we found two relatively small CO and dust disks compared to those observed and analyzed so far around other Herbig Ae stars such as AB Aur, MWC 480 or HD 34282. We also used the PDR model developed by the Meudon Group in order to qualitatively interpret the observed CO abundances. Our main results are:

- The two disks have partly optically thin CO J=2-1 line and high CO depletion factor with respect to H_2 of the order

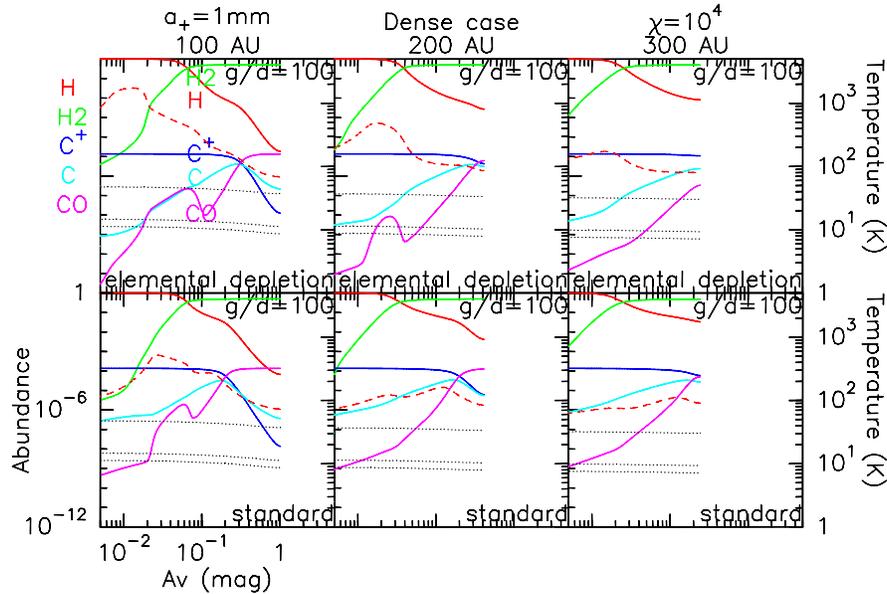


Fig. 10. Vertical distribution through the disk of the abundance of H, H₂, C⁺, C and CO and gas (dashed line) and dust (dotted line) temperature at the radii 100, 200 and 300 AU for the models with standard UV field ($\gamma=10^4$), $a_+ = 1$ mm, $g/d=100$ in the dense case (MWC758 like). Top: all the elemental abundances (except H and He) are depleted by a factor 10. Bottom: standard elemental abundances

- ~ 100 – 200. We also found a similar lower limit on the ratio $[^{12}\text{CO}]/[\text{HCO}^+] \approx 4000$. In both cases, their CO surface densities fall down faster than the dust surface density. The dust emissivity spectral index is of the same order with $\beta \approx 0.7 - 1$, implying grain sizes up to a few mm.
- The main difference between the two disks is the temperature. The disk orbiting CQ Tau is the hottest one observed so far with $T_{100} \approx 150 \pm 50$ K, while the MWC 758 disk is not as warm, with $T_{100} \approx 30 \pm 1$ K.
- Although the disk masses are uncertain, due to distance ambiguities and, in CQ Tau, to limited knowledge of the temperature, they appear lower than those of similar objects studied so far such as MWC 480, HD 163296, and HD 34282
- We found that change in UV opacity due to grain growth, and thus the resulting enhancement of the UV penetration, is a major process to explain the low CO column densities.
- An important uncertainty in the PDR model resides in the estimate of the UV field intercepted by the disk. The amount of stellar UV photons is too small to produce the required CO photodissociation. The stars must be accreting to produce a sufficient UV excess. Since the accretion rates and the UV fields are both poorly known for most similar sources, this remains a limiting factor for chemical modeling of disks.
- CQ Tau may be explained by a high UV flux and a normal g/d ratio. However, obtaining column densities just around 10^{16} cm^{-2} requires a rather fine balance between incident UV flux and UV penetration.
- The lower gas temperature of MWC 758 is not well reproduced by the PDR model. A reduced g/d ratio may be favored for this source. Alternatively, the uncertainties in the

overall thermal balance modeling may be the cause of the discrepancy.

- Although the observed CO gas is too warm to allow sticking onto grains, we find that the temperature of large grains to be low enough to prevent CO from being released from the grain surfaces. The apparent low CO to dust ratio may thus be the result of the disk thermal history.
- Finally, the inclination angle we measured in the outer disk of CQ Tau ($29 \pm 2^\circ$) appears to be incompatible with the fact that this object is classified as an UX Ori star. One possibility left is that the inner disk is warped due to dynamical interactions with large bodies. Accurate determinations of the inclination of the inner and outer disks in more UXOr are required to progress in resolving this issue.

Our study clearly indicates that a low apparent CO to dust ratio does not necessarily imply a low H₂ to dust ratio, and thus that CO is not an unambiguous tracer of gas dispersal.

Acknowledgements. This research made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. We acknowledge all the Plateau de Bure IRAM staff for their help during the observations. We thank Pierre Hily-Blant for his modifications of a previous version of the PDR code. We also acknowledge Franck Le Petit for many fruitful discussions about the PDR code. Thierry Forveille kindly provided us with the CO J=1-0, and Gail Schaeffer helped with its initial processing. The FUSE spectrum was provided by Claire Martin-Zaïdi. This research was supported by the INSU program PCMI.

References

- Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M. 1994, *ApJ*, 427, 822
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesden, R. 1990, *AJ*, 99, 924
- Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, *ApJ*, 330, 350
- Beskrornaya, N. G., Pogodin, M. A., Miroshnichenko, A. S., et al. 1999, *A&A*, 343, 163

Boehm, T. & Catala, C. 1995, *A&A*, 301, 155
 Burke, J. R. & Hollenbach, D. J. 1983, *ApJ*, 265, 223
 Burton, M. G., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1990, *ApJ*, 365, 620
 Creech-Eakman, M. J., Chiang, E. I., Jounge, R. M. K., Blake, G. A., & van Dishoeck, E. F. 2002, *A&A*, 385, 546
 Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, *A&A*, 399, 773
 Dent, W. R. F., Greaves, J. S., & Coulson, I. M. 2005, *MNRAS*, 359, 663
 Doucet, C., Pantin, E., Lagage, P. O., & Dullemond, C. P. 2006, *A&A*, 460, 117
 Draine, B. T. 2006, *ApJ*, 636, 1114
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Ho, P. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 495–506
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 2003, *A&A*, 402, 1003
 Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
 Goicoechea, J. R., Pety, J., Gerin, M., et al. 2006, *A&A*, 456, 565
 Grady, C. A., Woodgate, B. E., Bowers, C. W., et al. 2005, *ApJ*, 630, 958
 Grinin, V. P., Barsunova, O. Y., Shugarov, S. Y., Kroll, P., & Sergeev, S. G. 2008, *Astrophysics*, 51, 1
 Guilloteau, S. & Dutrey, A. 1998, *A&A*, 339, 467
 Guilloteau, S., Dutrey, A., Pety, J., & Gueth, F. 2008, *A&A*, 478, L31
 Gullbring, E., Barwig, H., Chen, P. S., Gahm, G. F., & Bao, M. X. 1996, *A&A*, 307, 791
 Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
 Hily-Blant, P., Dartois, E., Roueff, E., et al. 2008, *A&A*, submitted
 Isella, A., Testi, L., Natta, A., et al. 2007, *A&A*, 469, 213
 Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Black, J. H., Spaans, M., & Sosin, C. 1995, *A&A*, 302, 223
 Jonkheid, B., Dullemond, C. P., Hogerheijde, M. R., & van Dishoeck, E. F. 2007, *A&A*, 463, 203
 Jonkheid, B., Faas, F. G. A., van Zadelhoff, G.-J., & van Dishoeck, E. F. 2004, *A&A*, 428, 511
 Kruegel, E. & Siebenmorgen, R. 1994, *A&A*, 288, 929
 Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1993, *A&A*, 267, 233
 Le Petit, F., Nehmé, C., Le Bourlot, J., & Roueff, E. 2006, *ApJS*, 164, 506
 Lin, S.-Y., Ohashi, N., Lim, J., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1297
 Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
 Mannings, V. & Sargent, A. I. 2000, *ApJ*, 529, 391
 Martin-Zaïdi, C. 2005, PhD thesis, Université de Provence (Aix-Marseille I)
 Mathis, J. S. 1994, *ApJ*, 422, 176
 Mora, A., Merrin, B., Solano, E., et al. 2001, *A&A*, 378, 116
 Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
 Natta, A., Grinin, V. P., Mannings, V., & Ungerechts, H. 1997, *ApJ*, 491, 885
 Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, *A&A*, 371, 186
 Natta, A. & Whitney, B. A. 2000, *A&A*, 364, 633
 Ohishi, M., Irvine, W. M., & Kaifu, N. 1992, in *IAU Symposium*, Vol. 150, *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, ed. P. D. Singh, 171–+
 Pety, J. 2005, in *SF2A-2005: Semaine de l’Astrophysique Française*, ed. F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, & L. Paganì, 721–+
 Piétu, V., Dutrey, A., & Kahane, C. 2003, *A&A*, 398, 565
 Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163
 Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43
 Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945
 Prato, L., Simon, M., Mazeh, T., Zucker, S., & McLean, I. S. 2002, *ApJ*, 579, L99
 Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
 Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
 Sternberg, A. & Dalgarno, A. 1995, *ApJS*, 99, 565
 Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2001, *ApJ*, 554, 1087
 Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2003, *A&A*, 403, 323
 The, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
 van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
 van Dishoeck, E. F., Jonkheid, B., & van Hemert, M. C. 2006, *Faraday Discuss.*, 133, 231
 van Zadelhoff, G.-J., Aikawa, Y., Hogerheijde, M. R., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 397, 789

Appendix A: The Extinction Curve with Grain Growth

The extinction curves for several a_+ can be seen on figure A.1. The peak around $\lambda = 2.2 \cdot 10^{-7} \text{m}$ is due to small graphite grains

(Mathis 1994), the feature around $\lambda = 1 \cdot 10^{-5} \text{m}$ is due to silicates. The curve for $a_+ = 10^{-5}$ crosses the one for $a_+ = 10^{-4}$ cm at $5.55 \cdot 10^{-7} \text{m}$, and the A_V extinction is calculated at $\lambda = 5.5 \cdot 10^{-7} \text{m}$. This explains why the N_H/A_V ratios for these two dust size distributions are so similar (table A.1).

Table A.1. Extinction factor N_H/A_V

a_+ (m)	N_H/A_V	a_+ (m)	N_H/A_V	a_+ (m)	N_H/A_V
$1 \cdot 10^{-8}$	$4.02 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3.66 \cdot 10^{21}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$4.86 \cdot 10^{22}$
$5 \cdot 10^{-8}$	$3.08 \cdot 10^{21}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$5.07 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1.08 \cdot 10^{23}$
$1 \cdot 10^{-7}$	$1.80 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1.10 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1.53 \cdot 10^{23}$
$5 \cdot 10^{-7}$	$1.43 \cdot 10^{21}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1.55 \cdot 10^{22}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$3.42 \cdot 10^{23}$
$1 \cdot 10^{-6}$	$1.82 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$3.44 \cdot 10^{22}$		

N_H/A_V ratio as a function of the maximum radius of the grain size distribution for a gas to dust ratio of 100, $a_- = 3 \text{nm}$ and $\gamma = -3.5$.

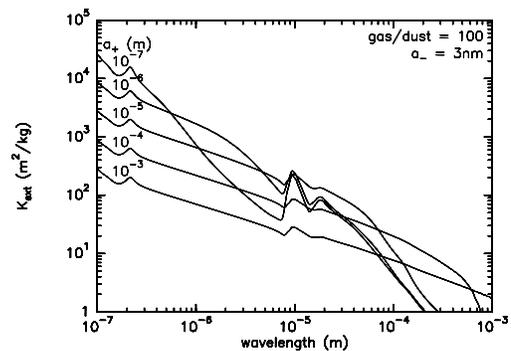


Fig. A.1. Extinction curves as a function of the maximum radius of the grain size distribution for a gas to dust ratio of 100, $a_- = 3 \text{nm}$ and $\gamma = -3.5$.

When the grains are bigger the opacity in the mid-plane is smaller so that the photo-dissociation layer is more extended toward the mid-plane and CO is less abundant (Figure A.2). In the case of relatively big grains ($a_+ = 10 \mu\text{m}$) with a gas to dust ratio of 10C^+ is the dominant form of carbon in the mid-plane for $R \geq 200 \text{AU}$. The radial distribution if the column density are presented on figure A.3.

Appendix B: Effects of UV field

For smaller UV fields, CO is more abundant (figure B.1,B.2). The most important part of the UV spectrum is the one between 900 and 1200 Å where the lines of H_2 and CO are, because the self-shielding of CO is important (see the effect for the two gas to dust ratio figure 4). We perform a calculation with a modified UV field to mimic the shape of the spectrum taken by Jonkheid et al. (2007) (a cut-off below 1200 Å) with the standard scaling factor 10^4 . The H-H₂ transition is dramatically affected: it occurs for a visual opacity less than 10^{-3} magnitude instead of about 10^{-1} for the $\chi = 10^4$ and 10^{-2} magnitude with $\chi = 10^3$ for the Draine field shape. CO is less affected but the transition C-CO is also shifted towards the low opacity region. However the UV excess in Herbig Ae star is important and the spectrum shape

between 912 and 1600 Å (where photodissociation takes place) is quite well represented by a scaled Draine field (see Figure 7).

Appendix C: Turbulence

We present here the effect of a multiplication and division by a factor 2 of the Doppler width of H₂ lines on the surface density. The effect is maximum in the case of big grains with the thermal balance calculated but remain negligible for the C-bearing species (figure C.1).

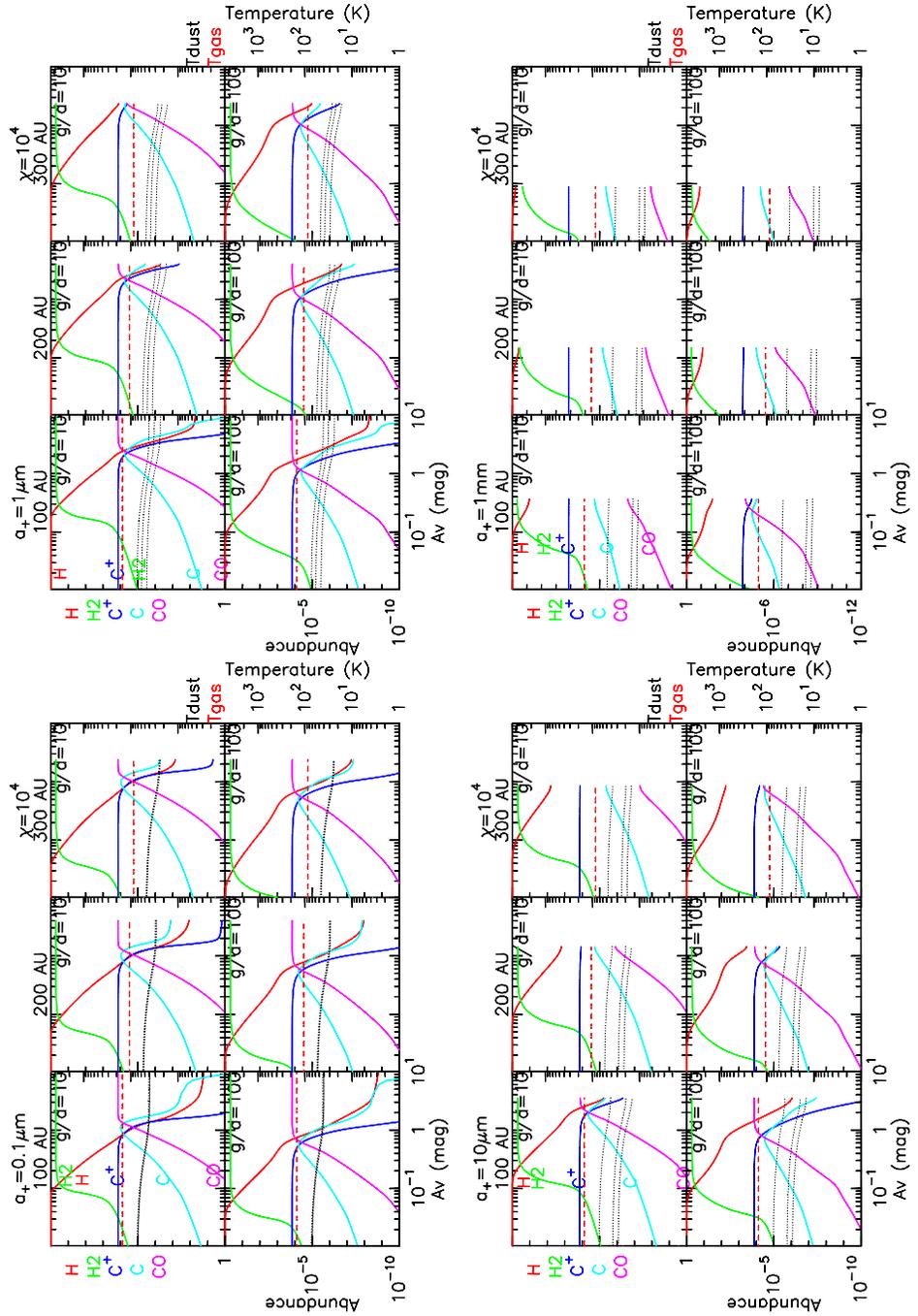


Fig. A.2. Grain size effect on molecular abundances. Vertical distribution through the disk of the abundance of H, H₂, C⁺, C and CO and of the temperature (no thermal balance calculated) at the radii 100, 200 and 300 AU for the models with $a_+ = 0.1, 1, 10 \mu\text{m}$ and 1 mm. In the latter case the dust disk is so optically thin that we never reach $A_v = 1$.

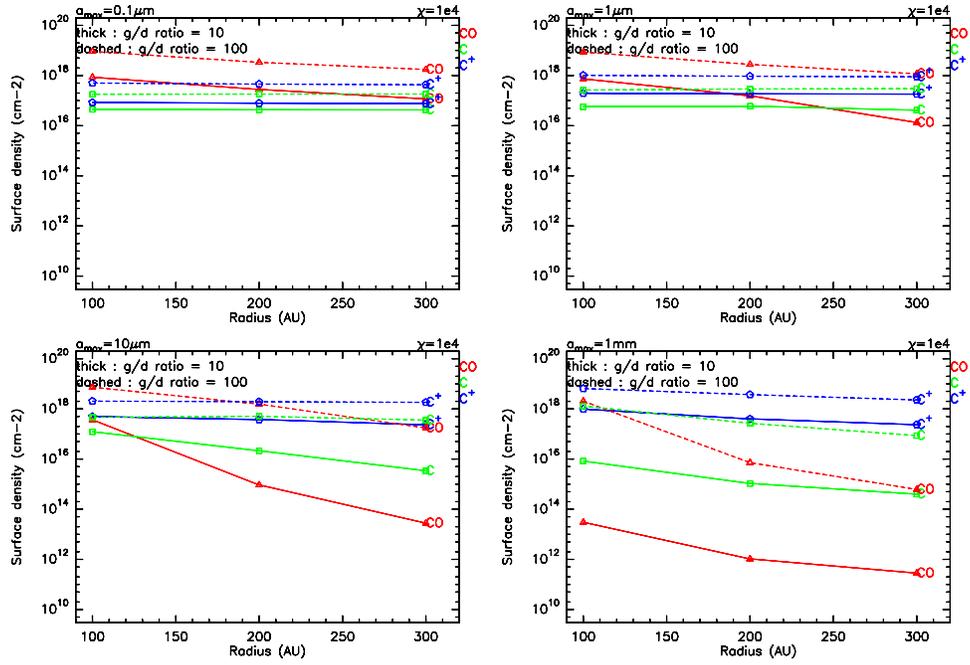


Fig. A.3. Grain size effect on column densities. Radial distribution of the column density of C⁺, C and CO for the model with standard UV field without the thermal balance calculated. $a_{\text{max}} = 0.1, 1, 10 \mu\text{m}$, and 1 mm from left to right and top to bottom

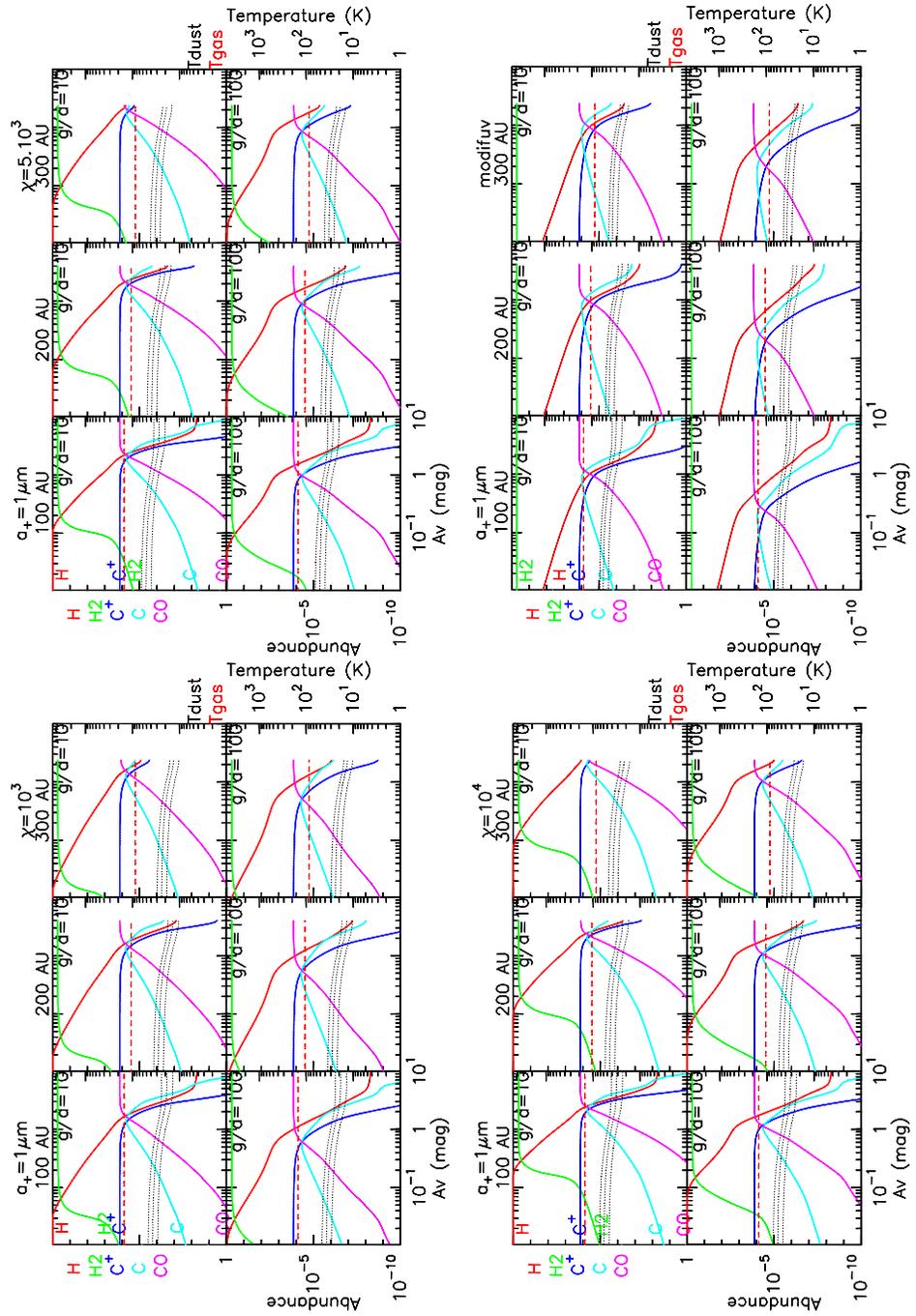


Fig. B.1. UV field effect on abundances. Vertical distribution through the disk of the abundance of H, H₂, C⁺, C and CO and of the temperature (no thermal balance calculated) at the radius 100, 200 and 300 AU for the models with small grains, a scale factor on the Draine field = 10³, 5.10³ and 10⁶ at 100 AU and with the modified UV shape (see text for explanation).

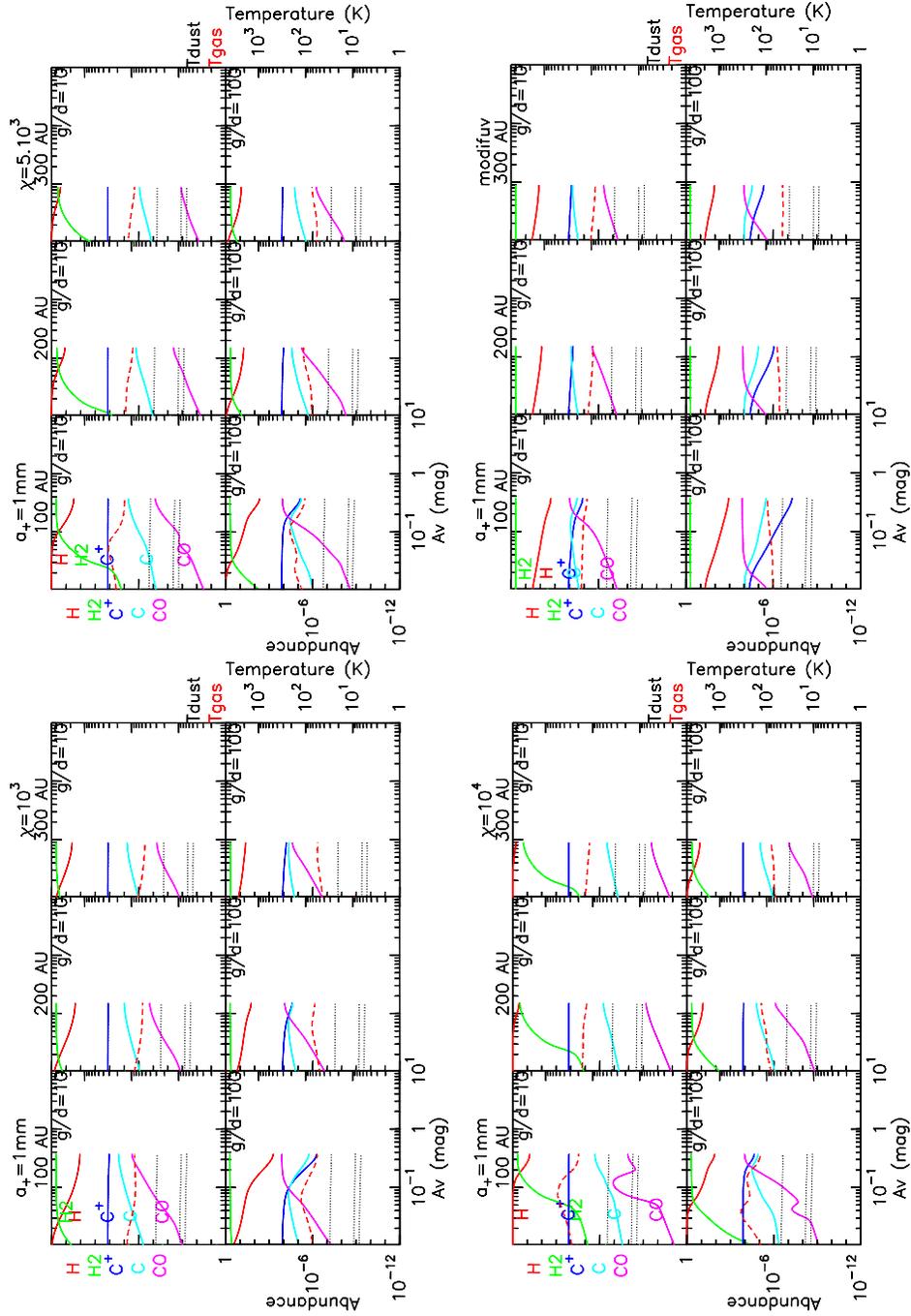


Fig. B.2. UV field effect on abundances. Vertical distribution through the disk of the abundance of H, H₂, C⁺, C and CO and of the temperature (*thermal balance calculated*) at the radius 100, 200 and 300 AU for the models with big grains, a scale factor on the Draine field $\chi = 10^3$, $5 \cdot 10^3$ and 10^4 at 100 AU and with the modified UV shape (see text for explanation). Dust temperatures are plotted for the extreme grain sizes (a_+ and a_-) and an intermediate value ($\frac{a_+ + a_-}{2}$).

20

Chapillon et al.: Disks around CQ Tau and MWC 758

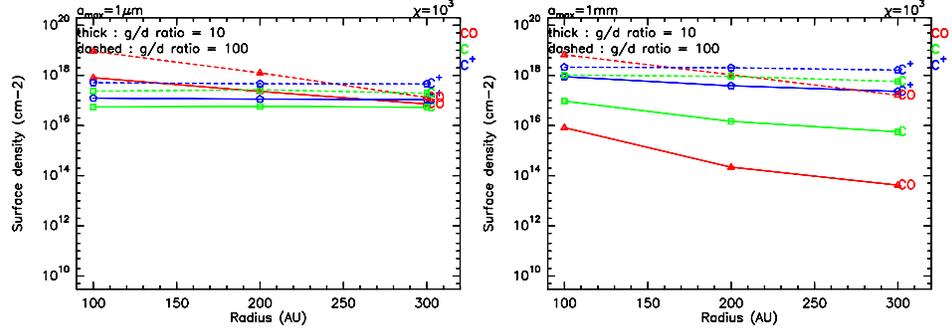


Fig. B.3. Grain size effect on column densities for a weak UV field. Radial distribution of the column density of C^+ , C and CO for the model with weak UV field ($\chi = 10^3$ at 100 AU), $a_+ = 1\mu\text{m}$ (left) and $a_+ = 1\text{mm}$ (right).

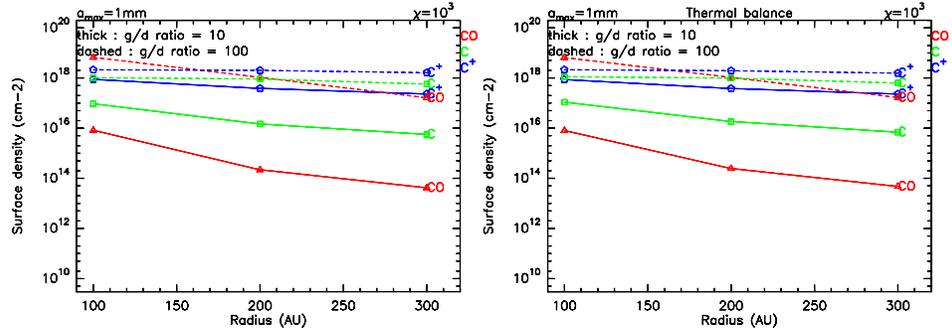


Fig. B.4. Thermal balance effect on column densities. Radial distribution of the column density of C^+ , C and CO for the model with weak UV field ($\chi = 10^3$ at 100 AU), $a_+ = 1\text{mm}$ without (left) and with (right) the thermal balance calculated.

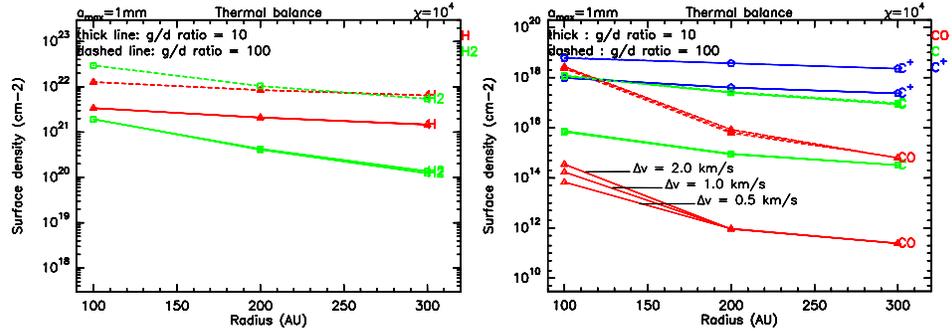


Fig. C.1. Turbulence effect over column density. Radial distribution of the column density of H, H_2 (left), C^+ , C and CO (right) for three values of the Doppler width with the thermal balance calculated. $a_+ = 1\text{mm}$ (bottom)

LETTER TO THE EDITOR

Cavities in inner disks: the GM Aurigae case [★]A. Dutrey¹, S. Guilloteau¹, V. Piétu², E. Chapillon^{1,2}, F. Gueth², T. Henning³, R. Launhardt³, Y. Pavlyuchenkov³,
K. Schreyer⁴, and D. Semenov³¹ LAB, UMR 5804, Observatoire de Bordeaux, 2 rue de l'Observatoire, 33270 Floirac, France.e-mail: Anne.Dutrey@obs.u-bordeaux1.fr, Stephane.Guilloteau@obs.u-bordeaux1.fr,
edwige.chapillon@obs.u-bordeaux1.fr² IRAM, 300 rue de la Piscine, 38400 Saint Martin d'Hères, France.

e-mail: pietu@iram.fr, gueth@iram.fr

³ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany.

e-mail: henning@mpia.de, rl@mpia-hd.mpg.de, pavvyar@mpia.de, semenov@mpia.de

⁴ Astrophysikalisches Institut und Universitäts-Sternwarte, Schillergässchen 2-3, D-07745 Jena, Germany.

e-mail: martin@astro.uni-jena.de

Received, Accepted

ABSTRACT

Context. Recent modeling based on unresolved infrared observations of the spectral energy distribution (SED) of GM Aurigae suggests that the inner disk of this single T Tauri star is truncated at an inner radius of 25 AU.

Aims. We attempt to find evidence of this inner hole in the gas distribution, using spectroscopy with high angular resolution.

Methods. Using the IRAM array, we obtained high angular resolution ($\sim 1.5''$) observations with a high S/N per channel of the ^{13}CO J=2-1 and C^{18}O J=2-1 and of the ^{13}CO J=1-0 lines. A standard parametric disk model is used to fit the line data in the Fourier-plane and to derive the CO disk properties. Our measurement is based on a detailed analysis of the spectroscopic profile from the CO disk rotating in Keplerian velocity. The millimeter continuum, tracing the dust, is also analyzed.

Results. We detect an inner cavity of radius 19 ± 4 AU at the 4.5σ level. The hole manifests itself by a lack of emission beyond the (projected) Keplerian speed at the inner radius. We also constrain the temperature gradient in the disk.

Conclusions. Our data reveal the existence of an inner hole in GM Aur gas disk. Its origin remains unclear, but can be linked to planet formation or to a low mass stellar companion orbiting close to the central star (~ 5 -15 AU). The frequent finding of inner cavities suggests that either binarity is the most common scenario of star formation in Taurus or that giant planet formation starts early.

Key words. Individual: GM Aurigae — stars: formation — stars: circumstellar matter — ISM: molecules radio lines: molecular

1. Introduction

Since the discovery of its rotating disk by Koerner et al. (1993), the T Tauri star GM Auriga has been intensively observed. Located in the Taurus-Auriga cloud, at a distance of 140 pc, this star has a spectral type K7 and its age is estimated to be 3 Myr. Dutrey et al. (1998) (hereafter Paper I) have used the IRAM array to map the disk in ^{12}CO J=2-1 and found that the disk extends up to 550 AU and is in Keplerian rotation. Using these CO data, Simon et al. (2000) have derived a dynamical mass for the star of $0.84 \pm 0.05 M_{\odot}$. In the meantime, several groups have analyzed its spectral energy distribution (SED) in the infrared (IR), around 5 - $20 \mu\text{m}$, which presents a relatively pronounced dip. Koerner et al. (1993) suggested that the dip was due to a lack of dust at a few AU from the star, or a gap created by a proto-planet or a brown dwarf orbiting the star. This first estimate of the hole radius was ~ 0.4 AU and was based on a simple flared accretion disk model fitted to the IR SED. More recently, Rice et al. (2003) used an SPH code to model the IR SED when a planet is migrating in the inner disk. They found that a hole of

4 AU can be created by a planet of about $2 M_J$ orbiting at 2.5 AU from the central star. Bergin et al. (2004) used a refined model (Calvet et al. 2002) which takes into account the wall at the inner radius, illuminated by the star. Their SED modelling implies an inner radius of the order of 6 AU. Finally, taking in consideration new Spitzer data, Calvet et al. (2005) modelled the SED of GM Auriga with a better spectral resolution in the IR and they found a larger cavity of radius of the order of 24 AU.

So far, this is the largest cavity derived from the modelling of IR SEDs. In the case of DM Tau, LkCa15 or TW Hya, Bergin et al. (2004) and Calvet et al. (2002) have derived holes of radii around 3-5 AU. However, SED modeling only constrains the dust content. CO rovibrational emission from the inner AU has been detected by Salyk et al. (2007). This indicates the existence of a low mass gaseous inner disk ($\sim 0.3 M_{\oplus}$ if it extends up to 5 AU). Finding whether the gas follows or not the large scale dust pattern is important to understand the origin of these cavities and mm interferometric observations are well suited for this.

We report here observations of several CO lines in the disk of GM Aur to test the presence of the inner gas hole. Observations and results are described in Sec.2 and the analysis in Sec.3 The implications are discussed in Sec.4 before concluding.

Send offprint requests to: A.Dutrey, e-mail: Anne.Dutrey@obs.u-bordeaux1.fr

* 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. Observation and Results

The first observations of the CO isotopologues were performed in winter 1996/1997. The 4 antennas with dual frequency receivers allowed simultaneous observations of ^{13}CO J=1-0 in the 3 mm band and C^{18}O J=2-1 in the 1.3 mm band. The rms phase noise was around $\sim 20\text{-}25^\circ$ at 2.7 mm and $40\text{-}50^\circ$ at 1.3 mm. The flux calibration was based on the regular monitoring of the flux density of the quasars 0415+379 and 0528+134 and on MWC349 (see IRAM flux report 13). The baseline range was 15 to 280 m.

New simultaneous observations of ^{13}CO J=2-1 and C^{18}O J=2-1 were carried out in the context of the CID (Chemistry In Disks) project with 6 antennas using the new 1.3 mm receivers on Nov 1st, 2007. The source was observed in the C configuration by the interferometer during ~ 8 h (max baseline 100 m). The *total on-source* observing time dedicated to GM Aur was about 6 hrs. The rms phase noise was between 20 and 40° at 1.3 mm.

All data were reduced using the GILDAS¹ software supported at IRAM. All data was calibrated using the latest (2007) version of this reduction package.

As the data are separated by about 10 years, we corrected for the proper motion of GM Aur before combining the data set. The apparent positions (derived from the continuum data) between the 1996/97 data and the 2007 one is $\Delta\alpha = 0.24''$, $\Delta\delta = -0.24''$, with formal errors around $0.03''$, but the astrometric accuracy is only about $0.05''$ in each direction. From Ducourant et al. (2005), the proper motion of GM Aur is $(3 \pm 6, -26 \pm 6)$ mas/yr. Given the uncertainties, and following the arguments of Guilloteau et al. (2008), we thus used the representative value of $(12, -20)$ mas/yr for the proper motion before combining the data, but checked that the exact value has no influence on the results presented in Table 1. Fig.1 presents the final deconvolved images. The CO isotopologues emission follows the pattern of a rotating disk, in very good agreement with the ^{12}CO J=2-1 data from Dutrey et al. (1998).

3. Analysis and Disk Properties

With a linear resolution of about 200 AU, revealing the existence of a hole of ≈ 40 AU diameter cannot be done directly. A hole of radius R manifests itself by a small deficit of emission in the central beam and by a lack of emission at velocities above $\sqrt{GM_* / R} \sin i$ (Dutrey et al. 1994; Goto et al. 2006), i.e. 5.1 km s^{-1} in our case for a 20 AU radius hole. However, with the used integration times, the expected signal above these velocities is only 2σ in each transition. Only a global fit of a parametric disk model to the measured visibilities can use optimally all the available data and reveal the inner hole.

An accurate representation of the mm continuum emission is required, as an improper value would contaminate the line wings and affect the (gas) inner radius determination. We have modeled the disk emission using the same method as Piétu et al. (2007), with simultaneous fitting of the combined data for the two transitions of ^{13}CO , and separate fits for the ^{12}CO and C^{18}O J=2-1 lines. In each case, we used a simultaneous fit of the continuum and line emission, which is the best method to properly estimate the relative contributions of these two emission processes. We also checked that the simplified method of subtracting the continuum from the line emission essentially gave

¹ See <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS> for more information about the GILDAS softwares.

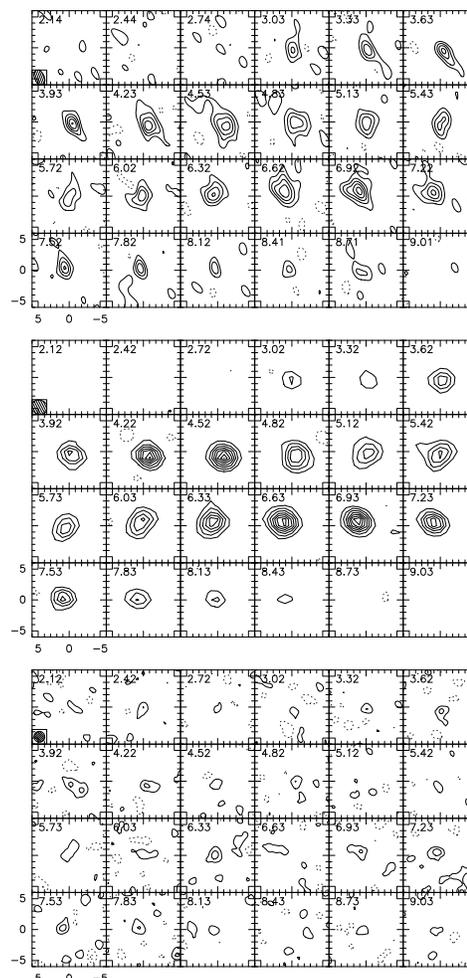


Fig. 1. Top: ^{13}CO J=1-0 data: contours levels are 0.02 Jy/beam (1.6σ or 0.5 K) starting at -0.04 Jy/beam . Beam size is $2.67'' \times 1.56''$, P.A. = 23° - Middle: channel maps of the ^{13}CO J=2-1 data: contours levels are 0.1 Jy/beam (2.8σ or 0.4 K) starting at -0.2 Jy/beam . Beam size is $2.81'' \times 2.25''$, P.A. = 72° . Bottom: channel maps of the C^{18}O J=2-1 data, contours levels are 0.04 Jy/beam (1.7σ or 0.34 K) starting at -0.120 Jy/beam . Beam size is $1.75'' \times 1.74''$, P.A. = -94° .

the same result (see Piétu et al. 2007, for details). We also took care to adapt at best the gridding to the numerical problem by using a pixel size of 0.6 AU in the inner ~ 40 AU of the disks (see Piétu et al. (2007) for a description of the grid). For the lower S/N C^{18}O and ^{12}CO data, we fixed the orientation, the inclination, the systemic velocity and the stellar mass to the best value derived from the ^{13}CO data. The results are presented in Table 1. All three best fits indicate the presence of an inner hole, of radius 13 to 45 AU, but at best at the $3 - 4\sigma$ significance level. At this level, the errorbars are asymmetric and care must be taken in interpreting them. We explored the χ^2 values as a function of inner radius by adjusting all other parameters simultaneously for

Table 1. Best parameters for GM Aurigae

Molecules	¹³ CO	C ¹⁸ O	¹² CO new fits	¹² CO old fits
Transitions	J=1-0 & J=2-1	J=2-1	J=2-1	J=2-1
V_{LSR} (km s ⁻¹)	5.64 ± 0.01	5.64 ± 0.05	5.62 ± 0.02	5.62 ± 0.03
Orientation, PA (°)	144 ± 1	[145]	[145]	141 ± 2
Inclination, i (°)	49.4 ± 1.1	[50]	[51.5]	56 ± 2
Velocity law: $V(r) = V_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-\nu}$				
Velocity, V_{100} (km s ⁻¹)	2.97 ± 0.04	[2.97]	[2.97]	2.78 ± 0.1
Velocity exponent, ν	0.51 ± 0.01	[0.50]	[0.50]	0.5 ± 0.1
Stellar mass, M_* (M_{\odot})	1.00 ± 0.05	[1.00]	[1.00]	0.84 ± 0.05
CO Surface density, (cm ⁻²)	26 ± 4 10 ¹⁵	2.3 ± 0.2 10 ¹⁵	1.6 ± 1.1 10 ¹⁸	2.85 10 ¹⁸
Exponent p	2.3 ± 0.15	2.9 ± 0.3	3.8 ± 0.4	[1.57]
Inner radius R_{in} , (AU)	13 ± 4	31 ± 6	45 ± 15	[1]
Outer radius R_{out} , (AU)	445 ± 15	400 ⁺²⁰⁰ ₋₅₀	630 ± 25	525 ± 20
Temperature, (K)	23 ± 2	[24]	32 ± 2	37 ± 2
Exponent q	0.33 ± 0.07	[0.33]	0.45 ± 0.05	0.64 ± 0.06
dV (km s ⁻¹)	0.31 ± 0.02	[0.30]	0.33 ± 0.03	(0.17 ± 0.04)*
Scale height, (AU)	[16.5]	[16.5]	[16.5]	17
Exponent h	[1.25]	[1.25]	[1.25]	1.18

Column (1) contains the parameter name. Columns (2-3) indicate the parameters derived from ¹³CO(J=1-0 and J=2-1 simultaneous line fit), C¹⁸O and ¹²CO J=2-1 lines. Column 4 is from Dutrey et al. (1998). The values quoted in [] were fixed. Note that the P.A. is that of the disk axis, see Piétu et al. (2007) for a description of the convention for the P.A. and the inclination i .(*) Not including the thermal broadening contrary to the others, see Piétu et al. (2007). The model and its parameters are described in Piétu et al. (2007).

each R_{in} . The curves indicate $R_{\text{in}} < 5$ AU is excluded at 3σ for the ¹³CO and C¹⁸O data, and only at 2σ by the ¹²CO data.

Both the disk inclination and the position angle are in agreement with the previous CO results from Paper I. Besides the existence of an inner hole which was not previously searched for, the new results differ in some ways from the original analysis: i) the stellar mass, ii) the kinetic temperature, iii) the surface density law and outer radius. The stellar mass derived from the new data, $M_* = 1.00 \pm 0.05 M_{\odot}$, is slightly above (3σ) than quoted by Simon et al. (2000), $0.84 \pm 0.05 M_{\odot}$. The newer value is likely more accurate since it takes into account new data and a better data reduction, and, most importantly, the effect of an inner radius. In the earlier analysis, R_{in} was fixed to 1 AU. Due to inner truncation, the high velocity wings were suppressed, and as a consequence the apparent line-width was lower. The inclination was not affected (as it is mostly constrained by the apparent size at the systemic velocity), so this mimicked a slightly lower stellar mass. The only other star in the Simon et al sample which could be affected by a similar effect is LkCa15, which has already been reanalyzed by Piétu et al. (2007).

All other parameters are stable with respect to the value of the inner radius within the range 20 – 45 AU. We find a lower kinetic temperature (T_{100}) with a flatter radial index (q) and a larger outer radius. In the earlier analysis, we assumed a purely hydrostatic scale height. As explained by Piétu et al. (2007), this causes a positive bias on the kinetic temperature. In Paper I, we assumed a shallower surface density law by fixing $p = 1.5$. Here we fitted this dependence and find $p = 3.8$. As a compensation, the disk outer radius was smaller.

Although the three fits give somewhat different values for R_{in} , combining them allows to better constrain the size of the inner hole. Fig.2 shows the global χ^2 distribution as function of the gas inner radius R_{in} . This χ^2 has been obtained by summing up the individual χ^2 obtained on the various isotopologues of CO ($\chi^2 = \chi^2(^{12}\text{CO}) + \chi^2(^{13}\text{CO}) + \chi^2(\text{C}^{18}\text{O})$). This procedure is justi-

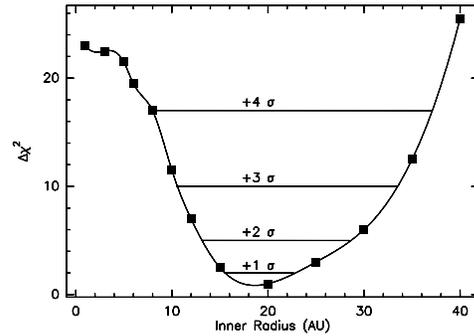


Fig. 2. χ^2 distribution versus inner radius when summing up the individual χ^2 obtained for all the observed isotopologues. The inner radius is truncated at 19 ± 4 AU, the detection being at the 4.5σ level. Note that the error bars are asymmetric.

fied as the common parameters for all transitions (rotation velocity, position angle and inclination) have negligible influence on the determination of R_{in} . The inner disk appears truncated at an inner radius of 19 ± 4 AU. Despite a limited angular resolution of ~ 200 AU, the spectroscopic information allows us to estimate the inner disk truncation. Fig.2 also illustrates the asymmetry of the error bars on R_{in} .

From a combined fit of all continuum data, using the temperature derived from ¹²CO, we find from the dust emission $p = 1.3 \pm 0.2$, $R_{\text{out}} = 250 \pm 20$ AU. The emissivity spectral index is $\beta = 0.80 \pm 0.03$ (to which an 0.1 uncertainty must be added due to calibration precision), typical of such objects. The surface density at 100 AU is about 1 g.cm^{-2} ($\Sigma(\text{H}_2) \approx 3 \cdot 10^{23}$

cm^{-2} , and the disk mass is $\sim 0.017 M_{\odot}$ using a mass absorption coefficient of $0.03 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ (of gas+dust) at 230 GHz.

The disk parameters can be compared to those of other T Tauri disks such as LkCa15 or DM Tau which have been studied in a similar way by Piétu et al. (2007). At 100 AU, the surface density deduced from the optically thinner ^{13}CO data is similar to that of LkCa15, and lower than that of DM Tau by a factor of 10. The ratios $[^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}] \approx 60$ and $[^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}] = 10$ are consistent with standard isotopic abundances, but the fitted slopes p differ between ^{12}CO and ^{13}CO . Comparing to the H_2 surface density of $3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, the CO depletion at 100 AU is of order 20. Both ^{13}CO and ^{12}CO indicate a temperature of 23 – 32 K at 100 AU, and a slope $q \approx 0.40$. The vertical temperature gradient is not strong, a situation reminiscent to that of the LkCa15 disk which also exhibits a large inner cavity. The outer radius in the rarer CO isotopologues appears also significantly smaller than in ^{12}CO ; this is likely due to selective photo-dissociation (Dartois et al. 2003).

4. Discussion

Progress in mm/submm interferometers have allowed to reveal cavities in an increasing number of objects: a 100 AU radius in AB Aur (Piétu et al. 2005), and ~ 40 AU radius in LkCa 15 (Piétu et al. 2006), HH 30 (Guilloteau et al. 2008) and LkH α 330 (Brown et al. 2008).

Among the possible explanation for such cavities, photo-evaporation is very unlikely for GM Aur, as the surface density at the cavity edge is still quite large (Alexander et al. 2006). The most probable explanation is tidal disturbance by a low-mass star or a planet.

The size of the hole put constraints on the distance of the companion, which would be at about 3-8 AU from the primary (Artymowicz et al. 1991). No companion as yet been discovered around GM Aur. The total mass of GM Aur is $1.00 \pm 0.05 M_{\odot}$, and the effective temperature of the star 4060 K. Using the Baraffe et al. (1998) tracks, we find that the primary is too warm to have a mass lower than $0.7 M_{\odot}$, and thus the companion should not exceed $0.3 M_{\odot}$ (H magnitude would be < 9.4 , leading to a $\Delta H > 0.8$). This is somewhat different from the case of Coku Tau/4, a weak line T Tauri star surrounded by a transition disk (D'Alessio et al. 2005) which has been recently found to be an equal mass binary surrounded by a circumbinary disk (Ireland & Kraus 2008).

Another possibility would be an inner planetary system of one or more planets in the cavity, as for TW Hya (Setiawan et al. 2008). Following Takeuchi et al. (1996), the half-width w of a gap can be estimated from: $w = 1.3 a A^{1/3}$ where A is the strength ratio of tidal to viscous effects and is given by $A = (M_p/M_*)^2 / (3\alpha(h/r)^2)$. Table 1 indicates $h/r \approx 0.1$, $M_* \approx 1 M_{\odot}$, and assuming $\alpha \sim 0.01$, a planet of mass $M_p \approx 0.005 M_{\odot}$ at a distance $a \approx 15$ AU, we find $w \approx 8.5$ AU. Hence a $\sim 5 - 10$ Jupiter mass planet orbiting at 15 AU would be sufficient to open the GM Aur cavity.

Contrary to LkCa 15, the hole is clearly observed in the infrared SED as a pronounced dip. This requires a density contrast with an opacity drop by several orders of magnitude. At 10 μm and 20 AU, we can extrapolate a dust opacity of the order of $\sim 20 - 100$, comparing with the value of $\tau \approx 0.002$ derived by Calvet et al. (2005) inside the cavity, we get a contrast of the order $\sim 10^4 - 10^5$. This suggests that the planet is old enough to had time to fully evacuate the dust and gas. Varnière et al. (2006) have modelled the viscous evolution of disk where a Jupiter-like planet is embedded in the inner disk. They find that a density

contrast of order $\sim 10^4 - 10^5$ between the inner hole and the surrounding disk requires about 6000 - 10000 orbits to be reached (see their Fig.1 and Fig.4) assuming a 7 Jupiter mass planet. For GM Aur and an orbit radius of 15 AU, this corresponds to 0.5 - 0.6 Myrs.

This is about one fifth of the assumed age of the disk/star system. Taking in consideration the time needed to form a "massive" core planet of 5-10 Jupiter mass (Lissauer & Stevenson 2006), this suggests that planet formation may have started relatively early, likely in the Class I phase, at least in this system.

5. Summary

We have observed the GM Aur gas disk in ^{13}CO J=1-0 and J=2-1 and C^{18}O J=2-1 with the IRAM array at medium angular resolution. The main results are the following:

- We report the dynamical detection of a central hole of radius 20 AU which is likely due to the formation of a few Jupiter-mass planet ($\sim 5 - 10 M_J$) or a very low mass-star ($\leq 0.3 M_{\odot}$).
- Contrary to the cavity detected in LkCa15, the hole is almost devoid of dust since it is also clearly observed in the IR SED. If the cavity is due to planet formation, this suggests that planet formation should start very early, likely in the Class I phase.
- The disk structure of GM Aur is very similar in surface density and temperature to that of the LkCa15 disk which also exhibits a central cavity. In particular, the vertical temperature gradient at 100 AU is not very strong.

Acknowledgements. We acknowledge the IRAM staff at Plateau de Bure and Grenoble for carrying out the observations. This research was supported by PCMI, the French national program for the Physics and Chemistry of the Interstellar Medium.

References

- Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006, MNRAS, 369, 229
 Artymowicz, P., Clarke, C. J., Lubow, S. H., & Pringle, J. E. 1991, ApJ, 370, L35
 Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, A&A, 337, 403
 Bergin, E., Calvet, N., Sitko, M. L., et al. 2004, ApJ, 614, L133
 Brown, J. M., Blake, G. A., Qi, C., Dullemond, C. P., & Wilner, D. J. 2008, ApJ, 675, L109
 Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., et al. 2002, ApJ, 568, 1008
 Calvet, N., D'Alessio, P., Watson, D. M., et al. 2005, ApJ, 630, L185
 D'Alessio, P., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2005, ApJ, 621, 461
 Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, A&A, 399, 773
 Ducourant, C., Teixeira, R., Périé, J. P., et al. 2005, A&A, 438, 769
 Dutrey, A., Guilloteau, S., Prato, L., et al. 1998, A&A, 338, L63
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, A&A, 286, 149
 Goto, M., Usuda, T., Dullemond, C. P., et al. 2006, ApJ, 652, 758
 Guilloteau, S., Dutrey, A., Pety, J., & Gueth, F. 2008, A&A, 478, L31
 Ireland, M. J. & Kraus, A. L. 2008, ApJ, 678, L59
 Koerner, D. W., Sargent, A. I., & Beckwith, S. V. W. 1993, Icarus, 106, 2
 Lissauer, J. & Stevenson, D. 2006, in Proto-Stars and Planets V, <http://www.ifa.hawaii.edu/UHNAI/ppv.htm>
 Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, A&A, 467, 163
 Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, A&A, 460, L43
 Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, A&A, 443, 945
 Rice, W. K. M., Armitage, P. J., Bonnell, I. A., et al. 2003, MNRAS, 346, L36
 Salyk, C., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., & Brown, J. M. 2007, ApJ, 655, L105
 Setiawan, J., Henning, T., Launhardt, R., et al. 2008, Nature, 451, 38
 Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, ApJ, 545, 1034
 Takeuchi, T., Miyama, S. M., & Lin, D. N. C. 1996, ApJ, 460, 832
 Varnière, P., Blackman, E. G., Frank, A., & Quillen, A. C. 2006, ApJ, 640, 1110

Chemistry in Disks. II. – Poor molecular content of the AB Aur disk. *

Katharina Schreyer¹, Stéphane Guilloteau^{2,3}, Dmitry Semenov⁴, Aurore Bacmann^{2,3}, Edwige Chapillon⁵, Anne Dutrey^{2,3}, Frederic Gueth⁵, Thomas Henning⁴, Frank Hersant^{2,3}, Ralf Launhardt⁴, Jérôme Pety⁵, Vincent Piétu⁵

¹ Astrophysikalisches Institut und Universitäts-Sternwarte, Schillergässchen 2-3 D - 07745 Jena, Germany

² Université Bordeaux I; Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (LAB)

³ CNRS/INSU - UMR5804 ; BP 89, F-33270 Floirac, France

⁴ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

⁵ IRAM, 300 rue de la piscine, F-38406 Saint Martin d'Hères, France

Received 20 December 2007 / Accepted 10 September 2008

ABSTRACT

Aims. We study the molecular content and chemistry of a circumstellar disk surrounding the Herbig Ae star AB Aur at (sub-)millimeter wavelengths. Our aim is to reconstruct the chemical history and composition of the AB Aur disk and to compare it with disks around low-mass, cooler T Tauri stars.

Methods. We observe the AB Aur disk with the IRAM Plateau de Bure Interferometer in the C- and D- configurations in rotational lines of CS, HCN, C₂H, CH₃OH, HCO⁺, and CO isotopes. Using an iterative minimization technique, observed column densities and abundances are derived. These values are further compared with results of an advanced chemical model that is based on a steady-state flared disk structure with a vertical temperature gradient, and gas-grain chemical network with surface reactions.

Results. We firmly detect HCO⁺ in the 1–0 transition, tentatively detect HCN, and do not detect CS, C₂H, and CH₃OH. The observed HCO⁺ and ¹³CO column densities as well as the upper limits to the column densities of HCN, CS, C₂H, and CH₃OH are in good agreement with modeling results and those from previous studies.

Conclusions. The AB Aur disk possesses more CO, but is less abundant in other molecular species compared to the DM Tau disk. This is primarily caused by intense UV irradiation from the central Herbig A0 star, which results in a hotter disk where CO freeze out does not occur and thus surface formation of complex CO-bearing molecules might be inhibited.

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

1. Introduction

The rich variety of the detected exoplanetary systems cannot be fully understood without knowledge about the physical and chemical evolution of their precursors – protoplanetary disks. The question what role chemistry plays during planet formation and how it is coupled to disk dynamics remains loosely constrained.

Nowadays it is widely believed that disk evolution is controlled by redistribution of angular momentum due to turbulent viscosity. A promising source of turbulence is the magnetorotational instability that works if the disk matter is sufficiently ionized (Balbus & Hawley, 1991). The chemistry of ionization fraction in protoplanetary disks was stud-

ied in detail, both theoretically and observationally (see, e.g., Gammie, 1996; Glassgold et al., 1997; Igea & Glassgold, 1999; Semenov, Wiebe, & Henning, 2004; Ilgner & Nelson, 2006; Pascucci et al., 2007). To a large extent it is dominated by stellar radiation in the upper disk region and high-energy cosmic ray particles in their midplanes. For the inner, planet-forming disk regions, X-ray radiation from a young star may play a crucial role. Recently, Turner et al. (2007) investigated the evolution of the ionization degree in the inner region of a protoplanetary disk, using a coupled 3D magneto-hydrodynamical and chemical code and found that dynamic transport increases electron concentration within the dead zone. It has been widely discussed that the interplay between chemical and transport processes must have been important during the formation of our own solar system (e.g., Cyr et al., 1998; Bockelée-Morvan et al., 2002; Wooden et al., 2005).

Due to high computational demands, the studies of disk chemistry coupled to disk dynamics are in their early stages (Ilgner et al., 2004; Willacy et al., 2006; Semenov et al., 2006;

Send offprint requests to: K. Schreyer, e-mail: martin@astro.uni-jena.de

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

Table 1. List of observations using the Plateau de Bure Interferometer. In the column of the configuration, the abbreviation of e.g. “5D” refers to the number of antennas and the used configuration.

Line	transition	frequency [MHz]	configuration	baseline range [m]	integration time (T_{ON}) [h]	synthesized beam size, position angle	1 σ rms [mJy/beam]
HCO ⁺	1–0	89188.523	5D,C2	24–175	5.9+10	5.2'' \times 4.8'', 6°	18
HCN	$J=1-0, F=2-1$	88631.847	6CD	24–175	5.9	6.0'' \times 4.2'', 105°	24
CS	2–1	97980.950	5D	24–160	1.8	9.0'' \times 4.2'', 120°	170
C ₂ H	$N=1-0, J=3/2-1/2, F=2-1$	87316.925	6D	24–113	1	9.8'' \times 3.9'', 110°	37
CH ₃ OH	15 _(3,13) –14 _(4,10) A ⁺	88594.960	6CD	24–175	3.9	6.1'' \times 4.2'', 105°	24
CH ₃ OH	15 _(3,12) –14 _(4,11) A [–]	88940.090	5D	24–175	3.9+2.2	6.3'' \times 4.3'', 105°	24
CH ₃ OH	2 _(1,1) –1 _(1,0) A [–]	97582.830	5D	32–73	1.8	9.4'' \times 4.3'', 148°	170

Tscharnuter & Gail, 2007). Chemical models were successfully applied to study disk chemistry for steady-state accretion disks (e.g., Willacy et al., 1998; van Dishoeck & Blake, 1998; Aikawa & Herbst, 1999; Markwick et al., 2002; Semenov et al., 2005; Dutrey et al., 2007). The most important result is the chemical stratification in such disks, where many molecules are abundant at an intermediate, slightly UV irradiated layer, while being frozen out in the cold and dark midplane and broken apart by unshielded high-energy radiation in disk atmospheres. Bergin et al. (2003) have shown that the non-thermal UV radiation from T Tauri stars may partly come in Ly α photons, which significantly affects abundances of molecules dissociated by these photons. In contrast, Herbig Be/Ae stars emit much stronger thermal UV radiation, with circumstellar disks being hotter and more ionized than the disks around T Tauri stars.

A detailed understanding of physical and chemical conditions of the planet-forming environment requires not only sophisticated models, but also high-resolution observations of protoplanetary disks, both in dust continuum and various molecular lines. Unfortunately, such studies are challenging due to the limited sensitivity and spatial resolution of available observational facilities, and small disk sizes ($\sim 100 - 1000$ AU). Dutrey et al. (1997) and Kastner et al. (1997) have first detected several molecular species towards protoplanetary disks by using the IRAM 30m single-dish telescope, followed by observations of van Zadelhoff et al. (2001); Thi et al. (2004); Semenov et al. (2005). Interferometric observations by Qi (2001); Aikawa et al. (2003); Piétu et al. (2006, 2007) allowed to study disk gas at outer radii ≥ 50 AU in lines of several abundant species (CO, ¹³CO, C¹⁸O, HCO⁺, CS, CN, H₂CO). These studies have confirmed that photochemistry plays an important role even at large disk radii and that abundances of many gas-phase molecules are depleted.

In 2005 a joint Heidelberg-Bordeaux “Chemistry In Disks” (CID) project was established to investigate the spatial distribution of various molecular tracers across well-studied T Tauri and Herbig Ae disks of various age, followed by comprehensive modeling. In the first paper of this series, we have presented the results of a deep search for N₂H⁺ and HCO⁺ towards two T Tauri stars (DM Tau, LkCa 15) and one Herbig Ae star (MWC 480), see Dutrey et al. (2007). The N₂H⁺ emission has been detected in LkCa 15 and DM Tau, with the N₂H⁺ to HCO⁺ ratio similar to that of cold dense cores and the disk ionization degree as predicted by chemi-

cal models. In this second paper, we investigate the molecular content of the well-studied disk around the Herbig Ae star AB Aurigae (van den Ancker et al., 1998; Grady et al., 1999; Roberge et al., 2001; Fukagawa et al., 2004, distance = 145 pc), which is an intermediate-mass analog of the young T Tauri stars and evolutionary precursor of the main-sequence debris disk sources like β Pic, α Lyr, and α PsA. This disk is peculiar in comparison with other known circumstellar disks since it is still embedded in a rather extended envelope and has clumpy density sub-structures (Fukagawa et al., 2004; Corder et al., 2005; Piétu et al., 2005; Lin et al., 2006). This points toward a low-mass companion or a giant planet (Rodríguez et al., 2007), a recent stellar encounter, or imprint of earlier non-steady evolution (see discussion in Piétu et al. (2005), hereafter Paper II). Using the IRAM 30-m telescope, Semenov et al. (2005, hereafter Paper I) have studied the molecular content towards this source at low resolution and derived basic parameters of the envelope. They have derived a low disk inclination of about 17° (face-on orientation) and low disk mass of about 0.013 M_{\odot} . Piétu et al. (2005) have resolved the disk structure in different CO isotopes using the Plateau de Bure Interferometer (PdBI). They have found that the disk is inclined by about 30° and its rotation departs from the Keplerian law, with an exponent for the rotation velocity as low as 0.41. The outer radius of the gaseous disk is close to ~ 1000 AU, its inner hole is at a radius of ≈ 100 AU in the dust emission, and at ≈ 70 AU in CO lines, and the disk mass is $\approx 0.02 M_{\odot}$.

The main aim of the present study is to search for C₂H, CS, HCN, HCO⁺, CH₃OH, and CO isotopes in the disk of AB Aur using compact interferometer configurations of the PdBI, to derive their column densities, and to compare these values with those from a robust chemical model and the disk of a cooler T Tauri star DM Tau.

2. Observations

Observations with the PdBI were carried out between February and August 2002 using the compact C and D configurations and single side band tuning. Table 1 lists the observational parameters for the individual observing runs.

The frequencies are taken from the Cologne Database for Molecular Spectroscopy (Müller et al., 2001, 2005). The phase reference center is RA(2000) = 04^h 55^m 54.8^s DEC(2000) = +30° 33' 04.3". All line observations were performed in the lower side band with a frequency resolution of 39 kHz, lead-

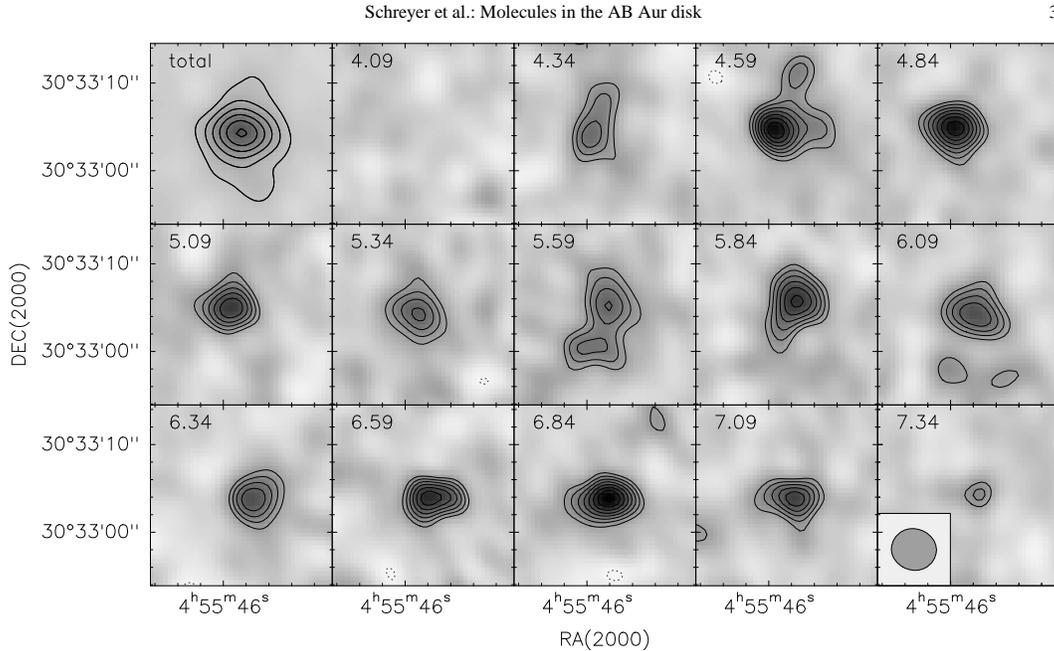


Fig. 1. Mapping results of the combined HCO^+ (1–0) data. Contour levels are: -0.04 to $0.13 \text{ Jy km s}^{-1}$ in step of $0.04 \text{ Jy km s}^{-1}$. The mean velocity of each channel is given in each box top left. In the panel top left, the total integrated HCO^+ map is shown. Contour levels are: -0.015 to $7.010 \text{ Jy km s}^{-1}$ in step of $0.015 \text{ Jy km s}^{-1}$. The area of the HPBW of the synthesized beam is indicated as a grey ellipse in the panel bottom right.

ing to a velocity resolution of 0.14 km s^{-1} . We took advantage of the flexible correlator to observe simultaneously transitions of CH_3OH in the same bandpass as for the observations of HCO^+ , CS, and HCN. The total integration time was rather short, about 2 hours for each line. We combined the HCO^+ (1–0) data obtained during these observations with that from Paper II to reconstruct the final image at $5.34'' \times 4.8''$ spatial resolution.

The bandpass and phase calibration were performed using observations of the objects 3C84, 3C345, MWC349, CRL 618, and 0528+134. The GILDAS software is utilized for the data reduction and final phase calibration. The resulting synthesized half-power beam widths are listed in Table 1.

All listed lines in Table 1 were centered to the systemic velocity of $V_{\text{LSR}} = 5.8 \text{ km s}^{-1}$. The weak underlying continuum was detected, with an integrated $\lambda 3 \text{ mm}$ flux of 3.7 mJy . This is consistent with previous measurements of Piétu et al. (2005). For the final analysis of the observed line spectra this continuum was subtracted.

3. Results

The transition of HCO^+ (1–0) was the only spectral line that was well detected in each observing run. In Figs. 1 and 2 we show the combined spectrum of HCO^+ (1–0). With the beam of $5.34'' \times 4.8''$ that is comparable to the disk size, we do not fully resolve the disk around AB Aur (Fig. 1, upper left panel).

However, the pattern typical for rotating circumstellar disks appears clearly in various channel maps (Fig. 1). The peak intensity of the double line profile of HCO^+ is 0.12 Jy/beam , which is 10 times higher than the noise level. Fig. 2 shows the variation of the line profiles across the spatial extent of the AB Aur disk, which is similar to the spectra presented in Papers I/II. The symmetric double-peaked line profile at the center of the spectral map is a typical feature of barely resolved Keplerian disks. Since deconvolution is a highly non-linear procedure that is prone to errors we perform our analysis in the uv -space, using the χ^2 -minimization technique of Guilloteau & Dutrey (1998).

None of the other attempted species were detected (C_2H , CS, and CH_3OH), but we have a hint of the HCN (1–0) hyperfine line components $F = 1-1$ and $F = 2-1$ at the 2σ noise level. The 1σ rms noise levels for all species are listed in Table 1.

To better quantify the column densities and molecular abundances, we analyze the data by applying the parametric disk model and the χ^2 -minimization method as described in Guilloteau & Dutrey (1998). First, we analyze the HCO^+ data leaving as many free parameters as possible. This allows us to verify the compatibility of the HCO^+ emission with the disk parameters derived from the CO isotopologues in Paper II. The disk parameters derived from Paper II and found from HCO^+ are presented in Table 2.

Although the angular resolution is low, the HCO^+ data confirms one important point: the existence of the inner hole of

$\simeq 75 - 100$ AU radius found in Paper II. This hole manifests itself as a lack of emission at projected velocities beyond ± 1.6 km s $^{-1}$ from the systemic velocity, but the hole is not directly visible in the spectral map. The temperature is not well constrained from HCO $^{+}$, but compatible with that found from CO isotopologues. Overall, the non-Keplerian motion detected in Paper II seems less obvious in the HCO $^{+}$ data: the best fit inclination is slightly lower, giving a rotation velocity more in agreement with the stellar mass. Since our low angular resolution data masks out HCO $^{+}$ emission from inner, highly inhomogeneous disk regions, the corresponding velocity profile seems to be closer to a Keplerian law. However, if the inner radius is fixed to 75 AU, the velocity index derived from HCO $^{+}$ becomes 0.36 ± 0.04 , in agreement with Paper II.

We use derived disk parameters (Col. 2 in Table 2) to determine column densities for all observed molecules. The derived column density of HCO $^{+}$ and upper limits for other species are summarized in Table 4. These column densities scale linearly with the assumed temperature, but are independent from any of the other parameters.

4. Modeling

As a next step, we try to reproduce the measured column densities and the upper limits altogether using an advanced disk physical model and the chemical structure from a robust chemical model, similar to Paper I. The overall iterative fitting is easier than in Paper I since we refrain from comparing deconvolved observed and simulated spectral maps and base our analysis on the observed quantities derived with the χ^2 -minimization method in the $\mu\nu$ -plane. This allows us to exclude computationally expensive radiative transfer modeling with beam convolution from consideration.

To simulate the disk physical structure we utilize a passive flared 2D disk model of Dullemond & Dominik (2004) with a vertical temperature gradient and non-grey dust opacities. Some input disk and stellar parameters are taken as determined by the χ^2 -fitting or found in previous works (van den Ancker et al., 1998; Thi et al., 2004; Piétu et al., 2005; Semenov et al., 2005), see Table 2. Other key parameters, like the radial slope of surface density, the disk mass, and the cosmic ray ionization rate, are found by iterative fitting of the observed data (Table 3).

We assume that the central A0e star has an effective temperature of 10 000 K, a radius of $2.5 R_{\odot}$, and a mass of 2.4 solar masses (van den Ancker et al., 1998, 2000). The dust grains are modeled as compact spheres of uniform $0.12 \mu\text{m}$ radius made of pure amorphous silicates with the optical data taken from Draine & Lee (1984). The standard 1% dust-to-gas mass ratio is used. Utilizing the results of Papers I and II, the disk inner radius is assumed to be ~ 70 AU, the outer radius is 1 100 AU, and the disk age is between 2 and 5 Myr.

The disk is illuminated by the UV radiation from the central star and by the interstellar UV radiation. The intensity of the un-attenuated stellar UV flux is calculated using the Kurucz (1993) ATLAS9 of stellar spectra and converted to the $\chi_{*} = 10^5 \chi$ factor at 100 AU, where the factor χ is the mean interstellar UV field of Draine (1978). The UV intensity at a given

Table 2. List of disk and stellar parameters using the χ^2 minimization in the UV plane

	disk parameters derived from	
	^{13}CO (Paper II)	HCO $^{+}$ (this paper)
V_{LSR} (km s $^{-1}$)	5.87	5.87 ± 0.03
Inclination ($^{\circ}$)	35	21 ± 16
$V \sin(i)$ (km s $^{-1}$)	1.67	1.49 ± 0.07
Velocity exponent	0.40	0.40 ± 0.04
Position angle ($^{\circ}$)	-30	-20 ± 4
Inner radius (AU)	75	110 ± 16
Outer radius (AU)	1000	> 800
Temperature (K)	35	[35]
exponent q	0.1	[0.1]
Column density (cm $^{-2}$)	6.2×10^{22}	$6.2 \pm 1.2 \cdot 10^{12}$
exponent	2.5	3.5 ± 0.5
Line width (km s $^{-1}$)	0.40	0.23 ± 0.10

The fixed parameters are taken from Table I of Paper II, as an average of the results from the ^{13}CO . The column density is for H $_2$ (Col 2) and HCO $^{+}$ (Col 3) at 250 AU.

Table 3. List of disk and stellar parameters used in the best-fit model

Parameter	Dimension	Fixed	Derived
Stellar radius	R_{\odot}	2.5	...
Stellar mass	M_{\odot}	2.4	...
Effective temperature	K	10 000	...
Stellar UV RF at 100 AU	χ_0	100 000	...
CRP ionization rate	s $^{-1}$...	$4 \cdot 10^{-18}$
Inner disk radius	AU	70	...
Outer disk radius	AU	1 100	...
Disk mass	M_{\odot}	...	0.02
Surface density profile	-2.15
Grain size	μm	0.12	...
Dust-to-gas mass ratio	...	0.01	...

The fixed stellar and disk parameters are taken from Piétu et al. (2005).

disk location is calculated as a sum of the stellar and interstellar components that are scaled down by the visual extinction in vertical direction and in direction to the central star (1D plane-parallel approximation). We model the attenuation of cosmic rays (CRP) by Eq. (3) from Semenov, Wiebe, & Henning (2004) and vary the initial value of the ionization rate ζ_{CRP} between about 10^{-18} and 10^{-17} s $^{-1}$ to match the HCO $^{+}$ data. In the disk interior, ionization due to the decay of short-living radionuclides is taken into account, assuming an ionization rate of $6.5 \cdot 10^{-19}$ s $^{-1}$ (Finocchi & Gail, 1997). The stellar X-ray radiation is assumed to be weak in intermediate-mass stars due to a lack of the dynamo mechanism and thus is neglected. Though the observed X-ray luminosity of the AB Aur is non-negligible, its spectrum is dominated by soft photons with energies below ~ 1 keV (Telleschi et al., 2007), which cannot penetrate easily deep into the disk.

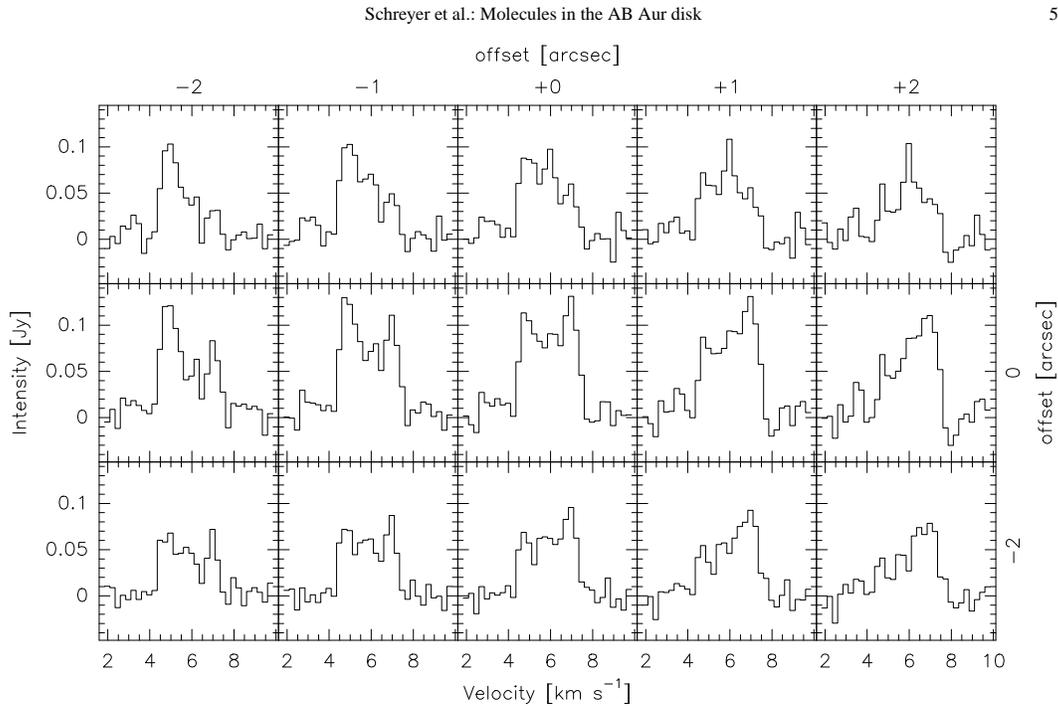


Fig. 2. Spatial variation of the HCO^+ (1–0) line profiles across the AB Aur disk.

The gas-grain time-dependent chemical model adopted in this study is mostly the same as in Paper I, but with two major modifications. First, we now use `osu.2007`, the latest version of the Ohio State University (OSU) database of gas-phase reactions¹ (Smith et al., 2004), with all recent updates to the reaction rates. Second, we utilize a standard rate approach to the surface chemistry modeling but without H and H_2 quantum tunneling (Katz et al., 1999). So, only thermal hopping of surface reactants is allowed. The surface reactions together with desorption energies are taken from Garrod & Herbst (2006), which is mostly based on previous studies of Hasegawa et al. (1992) and Hasegawa & Herbst (1993). Finally, rates of several tens of photodissociation and photoionization reactions are updated according to van Dishoeck et al. (2006), using the UV spectral shape typical of a Herbig Ae star and the ISM-like dust grain optical properties.

Overall, the disk chemical network consists of about 650 species made of 13 elements and 7300 reactions. Using this time-dependent chemical model, distributions of the molecular abundances and column densities for the considered species are simulated over 5 Myr of evolution.

5. Results and Discussion

The Fig. 3 shows the calculated 2D abundance distribution for all observed molecular species. The vertical scale is given

¹ See: <https://www.physics.ohio-state.edu/eric/research.html>

in units of pressure scale height calculated for the midplane temperature (Dartois, Dutrey, & Guilloteau, 2003). The corresponding vertically integrated column densities versus the radius are shown and also listed in Table 4. This best-fit physico-chemical model of the AB Aur disk is obtained after about 20 iterations by varying the cosmic ray ionization rate, total disk mass, and surface density exponent. All values refer to a radius of 250 AU. Upper limits for CS and CH_3OH were derived using the 2σ errors of the χ^2 -minimization. For these estimates, the H_2 column density of $N(\text{H}_2) = 6.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ was adopted from Paper II as a reference. We have adopted an $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ isotopic ratio of 70.

In agreement with previous studies and the observations of T Tauri disks, chemical stratification is apparent in the disk around AB Aur (see Fig. 5 in Dutrey et al., 2007). The disk surrounding the central A0e star is hotter and has a warm midplane ($T \gtrsim 20 \text{ K}$) and, therefore, CO molecules do not freeze out while other molecules do. Due to self-shielding, energetic UV radiation from AB Aur cannot dissociate a large fraction of CO. This leads to a high CO column density of about $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ at 250 AU, with a relative CO abundance of $7 \cdot 10^{-5}$. It seems that such a low surface CO population in the disk of AB Aur may lead to inhibited catalytic formation of complex molecules like methanol via hydrogen addition reactions on dust surfaces. In contrast, in the DM Tau disk a substantial fraction of CO resides on dust grains, so that the averaged relative CO abundance in the gas phase is 6 times lower, $\sim 10^{-6}$. We found that, within adopted disk masses of $0.001 - 0.1 M_{\text{sun}}$, the radial pro-

file of the CO column density obtained by chemical modeling strictly follows the input surface density profile with a scaling factor.

The chemically related molecular ion, HCO^+ , is directly produced from CO by ion-molecule reactions with H_3^+ and gets destroyed by dissociative recombination. In turn, formation of H_3^+ is solely due to interactions of cosmic ray particles with molecular hydrogen (see e.g., Oka, 2006). Thus, the HCO^+ column density is sensitive to adopted cosmic ray ionization rate and, to some extent, temperature structure. Our best-fit model reproduces the observed HCO^+ column density at 250 AU, $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, within a factor of 2.5 ($N_{\text{mod}}(\text{HCO}^+) \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), which is comparable to observational and inherent chemical uncertainties (Vasyunin et al., 2008).

In contrast to the DM Tau disk where HCO^+ is mostly concentrated in the intermediate layer due to freeze out of CO, HCO^+ reaches the highest concentration in the midplane of the AB Aur disk. The HCO^+ ion was found to be very sensitive to the adopted value of the CRP flux and radial density distribution. The acceptable fit to observations was only possible when the CRP ionization rate was lowered by a factor of 3–5 compared to the standard value of $1.3 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$, the surface density profile is ≈ -2.15 , and the disk mass is between $0.008 - 0.012 M_{\text{sun}}$. With lower disk masses, the predicted ^{13}CO column density was lower than the observed value ($4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at 250 AU), while with other density profiles it was impossible to get proper CS, C_2H and HCN column densities. The model results dependent on the adopted inner radius – with radii smaller than about 50 AU and fixed total disk mass the modeled HCO^+ and CO concentrations were lower than the observed values. As we used the newly measured inner radius of ~ 70 AU (see paper II), it is not surprising that the modeled distribution of HCO^+ in the AB Aur disk differs from the results of Paper I (see Fig. 5 therein).

The reason why the CRP ionization rate could be lower in AB Aur than a widely accepted value ($\approx 10^{-17} \text{ s}^{-1}$) is many-fold. First of all, the standard ionization rates of He and H_2 can be uncertain by a factor of 2 (Wakelam et al., 2006). Second, if a self-generation of magnetic fields in protoplanetary disks by a dynamo-like mechanism takes place (Dolginov & Stepinski, 1994), then the cosmic ray particles will be scattered and will not reach disk midplanes – exactly the zone where a significant fraction of HCO^+ exists in the AB Aur disk. Third, the AB Aur disk has a complex and clumpy structure (Fukagawa et al., 2004; Piétu et al., 2005; Lin et al., 2006), and, consequently, efficiency of dissociative recombination of HCO^+ will be different in clumps compared to an inter-clump medium. Our axisymmetric disk model does not take this effect into account. Last, there may be some missed important reaction pathways to HCO^+ or improperly derived reactions rates.

Abundances and column densities of other observed molecules are also explained by this model. The chemically active C_2H radical is only abundant in dilute, irradiated disk surface and quickly converted into heavier, more complex species in the denser region adjacent to the midplane (Fig. 3). On the other hand, HCN and CS are more widely distributed across the AB Aur disk, though both these molecules are underabundant in the midplane where they stick to grains and surface pro-

cessed. Note that the column densities of CO and thus HCO^+ decrease with radius, whereas the column densities of C_2H and HCN slightly increase with radius. The CS column density stays nearly constant for large radii, $r \gtrsim 200$ AU, and is found to be stable against iterative variations of the input parameters. It is HCN that depends on the adopted value of the surface density exponent. As this molecule can be easily photodissociated by stellar UV photons, its abundance is sensitive to details of the disk vertical structure, in particular, shielding by dust. Presumably, all modeled column densities agree well with the observed values or upper limits due to the lack of sensitivity of the measurements. On the other hand, the derived radial profiles are shallower than extracted from observations by the χ^2 -minimization analysis. The surface density is a measure of the total disk mass, which is usually obtained from thermal dust emission and poorly known dust properties (gas-to-dust ratio, opacities), and thus can be rather uncertain (see discussion in Paper I).

It is interesting to compare the molecular contents of the AB Aur disk and of another well-studied disk around the T Tauri star DM Tau. The DM Tau disk has a similar size of ~ 1000 AU with a hole of a few AU in size (Calvet et al., 2005), is more evolved (~ 5 Myr), and more massive ($\sim 0.05 M_{\odot}$) (see Table 2 in Dutrey et al., 2007). In Table 4 the observed column densities rescaled to the ^{13}CO value at 250 AU are listed for the DM Tau disk as well (last column). These rescaled values are less sensitive to possible errors in the estimate of the disk mass and surface density.

It is apparent that relative column densities for all observed species are lower in the disk of AB Aur compared to the values observed in the DM Tau disk. Given that the absolute column density of ^{13}CO at 250 AU is similar in both disks, it implies a poor molecular content of the AB Aur disk (except of CO and H_2). However, the disk around DM Tau is about 4 times more massive than the AB Aur disk. The fact that both disks harbor similar amounts of CO despite significant difference in their masses is likely a direct manifestation of severe freeze out in the cold midplane of the DM Tau source and/or difference in grain properties.

The lower mass of the hotter AB Aur disk is likely the reason for its molecule-deficient gas content. Since the total dust shielding is lower, while the UV luminosity of the Herbig A0 star is orders of magnitude higher than that of DM Tau, the photodissociation of many molecules is more effective in the disk around AB Aur. The age difference between the two sources is a negligible factor for the results of chemical modeling, even though gas-grain models usually do not reach a steady-state within a few Myr. The same is true for surface chemistry, which is not much of importance for most of the observed species, apart from methanol.

6. Conclusions and Summary

The AB Aur environment is clearly dominated by the envelope, as shown by the detections made with the 30-m telescope and the lack of detections with the IRAM array in short (1-3 hours) integrations. The disk has an inner hole in the gas distribution with a radius of ≈ 70 AU. Using a gas-grain chemical model

Table 4. Observed and modeled column densities N in AB Aur and DM Tau.

Molecule	χ^2 -minimization method			Chemical model		DM Tau
	N [cm^{-2}]	1σ error	$N/N(^{13}\text{CO})^{(1*)}$	N [cm^{-2}]	$N/N(^{13}\text{CO})^{(2*)}$	$N/N(^{13}\text{CO})^{(1*)}$
H ₂	$6 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^{22}$	$1.5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{22}$	$1.3 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^7$
¹³ CO ^(3*)	$4 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{15}$	1	$4 \cdot 10^{16}$	1	1
HCO ⁺	$6 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$
HCN	$5 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{11}$	10^{-5}	$7 \cdot 10^{-4}$
CS	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$< 8 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-4}$
C ₂ H	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$	10^{10}	$2.5 \cdot 10^{-7}$	10^{-3}
CH ₃ OH	0	$7 \cdot 10^{15}$	$< 2 \cdot 10^{-1}$	0	0	0

^(1*) Relative to the ¹³CO column density at 250 AU obtained by the χ^2 -minimization method,

^(2*) Relative to the ¹³CO column density at 250 AU obtained by the chemical modeling,

^(3*) see results reported by Pietu et al. (2005).

with surface reactions coupled to a flared passive disk model, we reproduce all observed column densities and upper limits. Note that such a comparison between the advanced chemical model and the interferometric observations are hampered by the lack of knowledge on the H₂ surface density. The surface density of the AB Aur disk is derived from the millimeter dust emission, a procedure prone to uncertainties. Part of the discrepancies between the model and the observations may also be due to inhomogeneous structure of the AB Aur disk and/or grain evolution in central disk regions that is not considered in the calculations. Modeled and observed column densities relative to ¹³CO are both lower for the AB Aur disk than the values measured in DM Tau. The absolute amounts of CO gas are similar in both disks. The poor molecular content of the AB Aur system can be explained by much more intense UV irradiation by the central A0 star and less effective dust shielding in the low-mass disk compared to the more massive disk around the less luminous M1 star DM Tau. The indirectly inferred cosmic ray ionization rate that is needed to fit the HCO⁺ data is a factor of 2–5 lower than the standard value, which can be explained by scattering of CRPs in a magnetized AB Aur disk or a clumpy disk structure.

Acknowledgements. We acknowledge all the Plateau de Bure IRAM staff for their help during the observations. SG, AD, VW, FH, and VP are financially supported by the French Program “Physique Chimie du Milieu Interstellaire” (PCMI).

References

- Aikawa, Y., & Herbst, E. 1999, A&A, 351, 233
Aikawa, Y., Momose, M., Thi, W.-F., van Zadelhoff, G.-J., Qi, C., Blake, G.A., & van Dishoeck, Ewine F. 2003, PASJ 55, 11
Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
Bergin, E., Calvet, N., D’Alessio, P., & Herczeg, G. J. 2003, ApJ, 591, L159
Bockelée-Morvan, D., Gautier, D., Hersant, F., Huré, J.-M., & Robert, F. 2002, A&A 384, 1107
Calvet, N., D’Alessio, P., Watson, D. M., et al. 2005, ApJ, 630, L185
Corder, S., Eisner, J., & Sargent, A. 2005, ApJ, 622, 133
Cyr, K.E., Sears, W.D., & Lunine, J.I. 1998, Icarus 135, 537
D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, ApJ, 527, 893
Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, A&A, 399, 773
Dolginov, A. Z., & Stepinski, T. F. 1994, ApJ, 427, 377
Draine, B.T. 1978 ApJS, 36, 595
Draine, B.T., & Lee, H. 1984, ApJ, 285, 89
Dullemond, C., & Dominik, C. 2004, A&A, 417, 159
Dutrey, A., Henning, Th., Guilloteau, S., Semenov, D., Pietu, V., Schreyer, K., Bacmann, A., Launhardt, R., Pety, J., & Gueth, F. 2007, A&A, 317, L55
Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guelin, M. 1997, A&A, 317, L55
Finocchi, F., & Gail, H.-P. 1997, A&A, 327, 825
Fukagawa, M., Hayashi, M., Tamura, M., et al. 2004, ApJ, 605, L53
Garrod, R. T., & Herbst, E. 2006, A&A 457, 927
Gammie, C. F. 1996, ApJ, 457, 355
Glassgold, A. E., Najita, J., & Igea, J. 1997, ApJ, 480, 344
Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, ApJ, 523, 151
Guilloteau, S., & Dutrey, A. 1998, A&A, 339, 467
Hasegawa, T.I., & Herbst, E. 1993 MNRAS, 263, 223
Hasegawa, T. I., Herbst, E., & Leung, C. M. 1992, ApJS 82, 167
Igea, J., & Glassgold, A. E. 1999, ApJ, 518, 848
Ilgner, M., Henning, Th., Markwick, A. J., Millar, T. J. 2004, A&A, 415, 643
Ilgner, M., Nelson, R. P., 2006, 445, 205
Kastner, J.H., Zuckerman, B., Weintraub, D.A., & Forveille, T. 1997, Science, 277, 67
Katz, N., Furman, I., Biham, O., Pirronello, V., & Vidali, G. 1999, ApJ, 522, 305
Kurucz, R. 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory.
Lin, S.-Y., Ohashi, N., Lim, J., Ho, P.T.P., Fukagawa, M., & Tamura, M., 2006, ApJ, 2006, 645, 1297
Markwick, A. J., Ilgner, M., Millar, T. J., & Henning, T. 2002, A&A, 385, 632
Müller, H.S.P., Schlöder, F., Stutzki, J., & Winnewisser, G. 2005, J. Mol. Struct., 742, 215
Müller, H.S.P., Thorwirth, S., Roth, D.A., & Winnewisser, G. 2001, A&A, 370, L49

8

Schreyer et al.: Molecules in the AB Aur disk

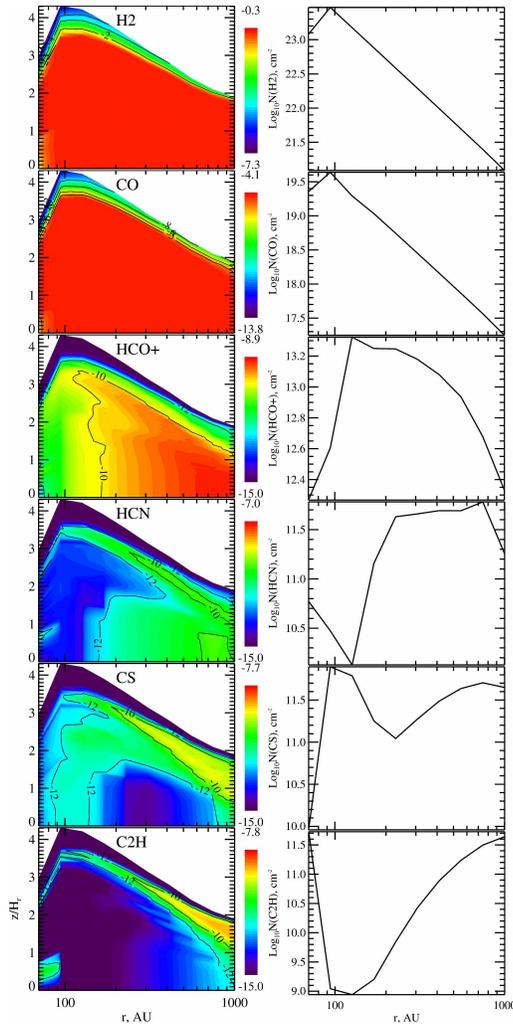


Fig. 3. (Left) Modeled abundance distributions in the disk of AB Aur at 2 Myr (relative to total amount of hydrogen nuclei) for H₂, CO, HCO⁺, HCN, CS, and C₂H. The vertical axis is angle in radians. (Right) The corresponding radial distributions of the column densities (cm⁻²).

- Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163
 Qi, C. PhD Thesis. 2001, California Institute of Technology
 Roberge, A., et al. 2001, *ApJ*, 551, L97
 Rodriguez, L. F., Zapata, L., & Ho, P. T. P. 2007, *RMxAA*, 43, 149
 Semenov, D., Wiebe, D., & Henning, Th. 2004, *A&A*, 417, 93
 Semenov, D., Pavlyuchenkov, Ya., Schreyer, K., Henning, Th., Dullemond, C., & Bacmann, A. 2005, *ApJ*, 621, 853 (Paper I)
 Semenov, D., Wiebe, D., & Henning, T. 2006, *ApJ*, 647, L57
 Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
 Smith, I. W. M., Herbst, E., & Chang, Q. 2004, *MNRAS*, 350, 323
 Telleschi, A., Güdel, M., Briggs, K. R., Skinner, S. L., Audard, M., & Franciosini, E. 2007, *A&A* 468, 541
 Thi, W.-F.; van Zadelhoff, G.-J.; & van Dishoeck, E.F. 2004, *A&A*, 425, 955
 Tscharnuter, W. M., & Gail, H.-P. 2007, *A&A*, 463, 369
 Turner, N. J., Sano, T., & Dziourkevitch, N., 207, *ApJ* 659, 729
 van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djin, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
 van den Ancker, M.E., Bouwman, J., Wesseliuss, P.R., Waters, L.B.F.M., Dougherty, S.M., & van Dishoeck, E.F. 2000, *A&A*, 357, 325
 van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 1998, *ARA&A*, 36, 317
 van Dishoeck, E. F., Jonkheid, B., & van Hemert, M. C. 2006, *Faraday Discussion* 133, 231
 van Zadelhoff, G.-J., van Dishoeck, E.F., Thi, W.-F., & Blake, G.A. 2001, *A&A*, 377, 566
 Vasyunin, A. I., Semenov, D., Henning, T., Wakelam, V., Herbst, E., & Sobolev, A. M. 2008, *ApJ*, 672, 629
 Wakelam, V., Herbst, E., Selsis, F., & Massacrier, G. 2006, *A&A*, 459, 813
 Willacy, K., Klahr, H. H., Millar, T. J., & Henning, Th. 1998, *A&A* 338, 995
 Willacy, K., Langer, W., Allen, M., & Bryden, G. 2006, *ApJ*, 644, 1202
 Wooden, D.H., Harker, D.E., & Brearley, A.J. 2005, In: *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ASP Conference Series, Ed. A.N. Krot, E.R.D. Scott, & B. Reipurth. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 341, 774

- Öberg, K. I., Fuchs, G. W., Awad, Z., Fraser, H. J., Schlemmer, S., van Dishoeck, E. F., & Linnartz, H. 2007, *ApJ*, 662, L23
 Oka, T. 2006, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 103, N. 33, 12235
 Pascucci, I., et al. 2007, *ApJ*, 663, 383
 Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945 (Paper II)
 Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43

Bibliographie

Aikawa, Y. 2007, *ApJ*, 656, L93

Aikawa, Y. & Herbst, E. 1999, *A&A*, 351, 233

Aikawa, Y. & Herbst, E. 2001, *A&A*, 371, 1107

Aikawa, Y. & Nomura, H. 2006, *ApJ*, 642, 1152

Aikawa, Y., van Zadelhoff, G. J., van Dishoeck, E. F., & Herbst, E. 2002, *A&A*, 386, 622

Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006a, *MNRAS*, 369, 216

Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006b, *MNRAS*, 369, 229

Ambartsumian, J. A. 1947, *Stellar Evolution and Astrophysics*

André, P. 2002, in *EAS Publications Series, Vol. 3, EAS Publications Series*, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 1–38

Bachiller, R. 1996, *ARA&A*, 34, 111

Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M. 1994, *ApJ*, 427, 822

Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403

Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924

Benisty, M. 2008, PhD thesis, Université Joseph Fourier — Grenoble 1

Bergin, E., Aikawa, Y., Blake, G., & van Dishoeck, E. 2004a, in *PPV*

Bergin, E., Calvet, N., D'Alessio, P., & Herczeg, G. J. 2003, *ApJ*, 591, L159

Bergin, E., Calvet, N., Sitko, M. L., et al. 2004b, *ApJ*, 614, L133

Bertout, C., Bouvier, J., Duschl, W. J., & Tscharnuter, W. M. 1993, *A&A*, 275, 236

Beskrovnaya, N. G., Pogodin, M. A., Miroshnichenko, A. S., et al. 1999, *A&A*, 343, 163

- Blondel, P. F. C., Talavera, A., & Djie, H. R. E. T. A. 1993, *A&A*, 268, 624
- Boehm, T. & Catala, C. 1994, *A&A*, 290, 167
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Brown, J. M., Blake, G. A., Qi, C., Dullemond, C. P., & Wilner, D. J. 2008, *ApJ*, 675, L109
- Burke, J. R. & Hollenbach, D. J. 1983, *ApJ*, 265, 223
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Burton, M. G., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1990, *ApJ*, 365, 620
- Calvet, N. & Gullbring, E. 1998, *ApJ*, 509, 802
- Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D'Alessio, P. 1991, *ApJ*, 380, 617
- Chapillon, E., Guilloteau, S., Dutrey, A., & Piétu, V. 2008, *A&A*, 488, 565
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1999, *ApJ*, 519, 279
- Clark, B. G. 1980, *A&A*, 89, 377
- Costa, V. M., Lago, M. T. V. T., Norci, L., & Meurs, E. J. A. 2000, *A&A*, 354, 621
- Creech-Eakman, M. J., Chiang, E. I., Joung, R. M. K., Blake, G. A., & van Dishoeck, E. F. 2002, *A&A*, 385, 546
- Crida, A., Morbidelli, A., & Masset, F. 2007, *A&A*, 461, 1173
- D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 553, 321
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R., & Servín, H. 2006, *ApJ*, 638, 314
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *ApJ*, 500, 411
- Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, *A&A*, 399, 773
- Dent, W. R. F., Greaves, J. S., & Coulson, I. M. 2005, *MNRAS*, 359, 663
- Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595

- Draine, B. T. 2006, *ApJ*, 636, 1114
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guelin, M. 1997, *A&A*, 317, L55
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Piétu, V., et al. sous presse, *A&A*
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, *A&A*, 286, 149
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 2003, *A&A*, 402, 1003
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Garcia Lopez, R., Natta, A., Testi, L., & Habart, E. 2006, *A&A*, 459, 837
- Goicoechea, J. R. & Le Bourlot, J. 2007, *A&A*, 467, 1
- Goldreich, P. & Tremaine, S. 1980, *ApJ*, 241, 425
- Grady, C. A., Woodgate, B. E., Bowers, C. W., et al. 2005, *ApJ*, 630, 958
- Guilloteau, S. & Dutrey, A. 1994, *A&A*, 291, L23
- Guilloteau, S. & Dutrey, A. 1998, *A&A*, 339, 467
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Pety, J., & Gueth, F. 2008, *A&A*, 478, L31
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
- Hamann, F. 1994, *ApJS*, 93, 485
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
- Hayashi, C. 1981, in IAU Symposium, Vol. 93, Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution, ed. D. Sugimoto, D. Q. Lamb, & D. N. Schramm, 113–126
- Herbig, G. H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- Herbig, G. H. & Goodrich, R. W. 1986, *ApJ*, 309, 294
- Hily-Blant, P., Dartois, E., Dutrey, A., et al. soumis, *A&A*
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Ireland, M. J. & Kraus, A. L. 2008, *ApJ*, 678, L59
- Isella, A., Tatulli, E., Natta, A., & Testi, L. 2008, *A&A*, 483, L13
- Isella, A., Testi, L., Natta, A., et al. 2007, *A&A*, 469, 213

- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Black, J. H., Spaans, M., & Sosin, C. 1995, *A&A*, 302, 223
- Jonkheid, B., Dullemond, C. P., Hogerheijde, M. R., & van Dishoeck, E. F. 2007, *A&A*, 463, 203
- Jonkheid, B., Faas, F. G. A., van Zadelhoff, G.-J., & van Dishoeck, E. F. 2004, *A&A*, 428, 511
- Joy, A. H. 1945, *ApJ*, 102, 168
- Joy, A. H. 1949, *ApJ*, 110, 424
- Kastner, J. H., Zuckerman, B., Weintraub, D. A., & Forveille, T. 1997, *Science*, 277, 67
- Koerner, D. W., Sargent, A. I., & Beckwith, S. V. W. 1993, *Icarus*, 106, 2
- Kruegel, E. & Siebenmorgen, R. 1994, *A&A*, 288, 929
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symposium*, Vol. 115, *Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Laor, A. & Draine, B. T. 1993, *ApJ*, 402, 441
- Le Bourlot, J. 1991, *A&A*, 242, 235
- Le Bourlot, J., Pineau Des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1993, *A&A*, 267, 233
- Le Petit, F., Nehmé, C., Le Bourlot, J., & Roueff, E. 2006, *ApJS*, 164, 506
- Lequeux, J. 2005, *L'univers dévoilé : une histoire de l'astronomie de 1910 à aujourd'hui* (L'univers dévoilé : une histoire de l'astronomie de 1910 à aujourd'hui, by J. Lequeux. Les Ulis Cedex, France : EDP Sciences, 2005)
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1986, *ApJ*, 309, 846
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Martin-Zaïdi, C. 2005, PhD thesis, Université de Provence — Aix-Marseille I
- Masset, F. S. 2008, in *IAU Symposium*, Vol. 249, *IAU Symposium*, 331–346
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/* (San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.)
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896

- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559
- Natta, A., Grinin, V. P., Mannings, V., & Ungerechts, H. 1997, *ApJ*, 491, 885
- Natta, A., Testi, L., Neri, R., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2004, *A&A*, 416, 179
- Natta, A. & Whitney, B. A. 2000, *A&A*, 364, 633
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Pavlyuchenkov, Y., Semenov, D., Henning, T., et al. 2007, *ApJ*, 669, 1262
- Piétu, V., Dutrey, A., & Kahane, C. 2003, *A&A*, 398, 565
- Piétu, V. 2004, PhD thesis, Université Joseph Fourier — Grenoble 1
- Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2007, *A&A*, 467, 163
- Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43
- Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Röllig, M., Abel, N. P., Bell, T., et al. 2007, *A&A*, 467, 187
- Russell, H. N. 1935, *The solar system and its origin* (New York, The Macmillan company, 1935.)
- Schreyer, K., Guilloteau, S., Semenov, D., et al. 2008, *ArXiv e-prints*, 809
- Semenov, D., Wiebe, D., & Henning, T. 2004, *A&A*, 417, 93
- Semenov, D., Wiebe, D., & Henning, T. 2006, *ApJ*, 647, L57
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, in *IAU Symposium, Vol. 55, X- and Gamma-Ray Astronomy*, ed. H. Bradt & R. Giacconi, 155–+
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Simon, M. & Guilloteau, S. 1992, *ApJ*, 397, L47
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Spitzer, L. J. 1939, *ApJ*, 90, 675
- Stahler, S. W., Palla, F., & Ho, P. T. P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 327
- Sternberg, A. & Dalgarno, A. 1995, *ApJS*, 99, 565
- Takeuchi, T., Miyama, S. M., & Lin, D. N. C. 1996, *ApJ*, 460, 832

- Thé, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- van Dishoeck, E. F., Jonkheid, B., & van Hemert, M. C. 2006, *Faraday Discussions.*, 133, 231
- van Zadelhoff, G.-J., Aikawa, Y., Hogerheijde, M. R., & van Dishoeck, E. F. 2003, *A&A*, 397, 789
- Varnière, P., Blackman, E. G., Frank, A., & Quillen, A. C. 2006, *ApJ*, 640, 1110
- Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C. 1998, *ARA&A*, 36, 233
- Youdin, A. N. & Shu, F. H. 2002, *ApJ*, 580, 494