# Des disques proto-planétaires aux disques de débris : étude des disques hybrides : observations dans le domaine millimétrique

Jessica Pericaud

▶ **To cite this version:**

Jessica Pericaud. Des disques proto-planétaires aux disques de débris : étude des disques hybrides : observations dans le domaine millimétrique. Autre [cond-mat.other]. Université de Bordeaux, 2016. Français. NNT : 2016BORD0113 . tel-01394384

**HAL Id: tel-01394384**

**https://theses.hal.science/tel-01394384**

Submitted on 9 Nov 2016

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

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

université de BORDEAUX

# THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE**
**L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur
Spécialité : Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

Par **Jessica PÉRICAUD**

---

# Des disques proto-planétaires aux disques de débris : étude des disques hybrides

## Observations dans le domaine millimétrique

---

**Soutenue le :** 15 septembre 2016

**Après avis de :** Émilie HABART ..... Rapporteurs
Alain LECAVELIER DES ÉTANGS

**Devant la Commission d'examen formée de :**

| | | |
|---|---|---|
| Émilie HABART | Maitre de conférence, Orsay, IAS ..... | Rapporteur |
| Alain LECAVELIER DES ÉTANGS | Directeur de recherche, Paris, IAP ..... | Rapporteur |
| Jean-Charles AUGEREAU | Astronome adjoint, Grenoble, IPAG ..... | Examinateur |
| Emmanuel DI FOLCO | Astronome adjoint, Bordeaux, LAB ..... | Examinateur |
| Ágnes KÓSPÁL | Senior research fellow, Budapest, Konkoly Observatory | Examinateur |
| Franck SELSIS | Directeur de recherche, Bordeaux, LAB ..... | Examinateur |
| Jean-Marc HURÉ | Professeur, Bordeaux, LAB ..... | Président du jury |
| Anne DUTREY | Directrice de recherche, Bordeaux, LAB ..... | Directrice de thèse |

– 2016 –

Thèse préparée au
**Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (UMR 5804-LAB)**
Université de Bordeaux - Site de Talence
Bâtiment B18
Allée Geoffroy Saint-Hilaire
33 615 PESSAC CEDEX

**Résumé**

L'étude de la transition entre les disques proto-planétaires riches en gaz et les disques de débris, dans lesquels le gaz a disparu au bout de quelques millions d'années, est essentielle pour contraindre les mécanismes de formation planétaire. De plus en plus de disques de débris riches en gaz sont détectés. Certains de ces disques possèdent même des caractéristiques qui laissent présumer que le gaz y est d'origine primordiale à la différence de la poussière.

C'est à ces disques hybrides que je m'intéresse tout particulièrement dans cette thèse. Grâce aux interféromètres *ALMA* et *NOEMA*, j'ai pu observer en détails le disque de débris autour de l'étoile HD 141569, de type spectral A0V, âgée d'une dizaine de millions d'années. Mes observations révèlent un disque de gaz d'origine primordiale en cours de dissipation, ce qui fait de ce disque un système hybride. La poussière millimétrique y a aussi évolué, puisque son émission est faible et possède un indice spectral caractéristique de grains qui ont grossi.

Afin de détecter de nouveaux disques hybrides, j'ai observé le gaz CO dans 25 disques de débris avec *APEX* et le *30 m* de l'IRAM. Autour de HD 23642, le gaz semble être détecté à $4\sigma$ et pourrait correspondre à un disque singulier, puisqu'il entoure une binaire de l'amas Pléiades, dont l'âge est estimé à 125-130 millions d'années.

Pour différents stades d'évolution des disques, l'émission du gaz et de la poussière est corrélée sauf pour les disques hybrides dont le rapport de flux est plus élevé, peut-être à cause une évolution rapide de la poussière. Il reste à savoir si cette phase est généralisable à tous les disques pour comprendre les implications de ce phénomène.

**Mots-clefs** : Disques proto-planétaires, disques de débris, formation planétaire, disques hybrides, interférométrie, ALMA, NOEMA.

---

FROM PROTO-PLANETARY DISKS TO DEBRIS DISKS: STUDY OF HYBRID DISKS.

**Abstract**

The study of the transition between proto-planetary gas-rich disks and debris disks, where gas has disappeared in a few millions years, is crucial to constrain the planet formation mechanisms. More and more gas-rich debris disks are detected. I have studied some of those disks where observations suggest that gas is still primordial.

Thanks to radio interferometers such as *ALMA* and *NOEMA*, I have observed in details the debris disk around the ten millions year old HD 141569 star, of spectral type A0V. My observations reveal the gas disk is primordial and is dissipating, which makes the disk a hybrid system. The millimeter dust has also evolved, since its emission is weak and has a spectral index $\beta$ typical of large grains.

To detect more hybrid disks, I have observed the CO gas in 25 disks with *APEX* and the IRAM *30 m*. Around HD 23642, CO emission is detected at $4\sigma$ and could correspond to a peculiar disk, since it surrounds binary stars in the Pleiades cluster, which age is estimated around 125-130 millions years.

The emission of the gas and the dust is correlated for all types of disks but hybrids, where the high flux ratio might be due to a rapid dust evolution. It remains to know whether this phase is common to all disks to understand the implications of this phenomenon.

**Keywords** : Proto-planetary disks, debris disks, planetary formation, hybrid disks, interferometry, ALMA, NOEMA.

# Remerciements

Je commence ces remerciements en m'adressant à mes deux directeurs de thèse, Anne et Emmanuel. Emmanuel, depuis que nous avons commencé à travailler ensemble lors du stage de ma dernière année de master, tu t'es attaché à me transmettre la rigueur nécessaire à l'exercice de la science. Quant à toi Anne, tu balançais cette rigueur par un enthousiasme constant dans lequel je me retrouvais, et qui j'estime devrait habiter tout chercheur. Je te remercie donc de tous ces moments forts en émotions lorsqu'un résultat tombait, comme s'il pouvait changer le monde.

Parmi l'équipe AMOR dont je faisais partie, en plus de remercier chacun des membres avec qui j'ai eu l'occasion de discuter, je tiens à avoir une pensée spéciale pour Stéphane, qui a toujours été à l'écoute lorsqu'un problème survenait. Merci pour le temps que tu m'as accordée et tes précieuses explications. Je tiens également à remercier Vincent et Edwige, qui m'ont beaucoup aidée à traiter les données obtenues avec l'IRAM et ALMA. Votre expertise m'a permis d'y voir plus clair parmi toutes ces données !

Je ne peux citer tout le monde, mais je suis reconnaissante envers tous ceux qui ont contribué à faire du laboratoire un lieu plein de vie et de bonne humeur. J'espère que cela va continuer, même si désormais il vous faudra le faire dans un cadre moins champêtre.

Merci tout particulièrement à Emeline, Sergi, Audrey, Christophe, Marina et Clément. C'est en grande partie grâce à vous que je me suis sentie si à l'aise à l'observatoire, à travers de nombreuses parties de ping-pong, repas, pauses café, soirées ciné et jeux vidéos.

En dehors de l'observatoire, je remercie tout naturellement mes parents, qui m'ont sans relâche poussée à accomplir mes rêves. Depuis que cette passion pour l'astronomie est née, vous n'avez cessé de m'encourager, en me laissant la liberté de choisir ma propre voie, que j'ai suivie jusqu'au bout. Presque 20 ans après, j'y suis enfin, et je ne sais que trop peu vous dire à quel point vous avez compté tout au long de cette aventure.

Pour terminer, au bout de ce parcours, j'ai trouvé bien plus que ce que j'avais planifié. Heureuse et accomplie en commençant ma thèse, je ne pouvais imaginer l'être plus encore. C'est ainsi que j'ai du mal, Romuald, à décrire tout ce que tu m'as apporté. Tu m'as accompagnée tout au long de cette thèse, en me tirant vers le haut lorsque j'étais en bas et en me faisant m'envoler lorsque j'étais en haut. Merci infiniment.

Praeterea cum materies est multa parata, cum locus est praesto nec
res nec causa moratur ulla, geri debent ni mirum et confieri res.
nunc et seminibus si tanta est copia, quantam enumerare aetas
animantum non queat omnis, quis eadem natura manet, quae semina
rerum conicere in loca quaeque queat simili ratione atque huc sunt
coniecta, necesse est confiteare esse alios aliis terrarum in
partibus orbis et varias hominum gentis et saecla ferarum.

Toutes les fois d'ailleurs qu'une abondante matière se tient prête, qu'un espace l'attend et que rien ne fait obstacle, il est évidemment fatal que les choses prennent forme et s'accomplissent. Et si par surcroît les germes sont en telle quantité que tout le temps de l'existence des êtres ne suffirait à les compter ; si la même force subsiste et la même nature pour les rassembler en tous lieux et dans le même ordre que les atomes de notre monde, il faut admettre que les autres régions de l'espace connaissent aussi leur globe, leurs races d'hommes et leurs espèces sauvages.

Lucrèce, *De natura rerum*, II, v.1067-1075 Traduction d'André Lefèvre.

# Table des matières

**Table des matières** **9**

**Liste des figures** **13**

**Liste des tableaux** **17**

**Introduction** **19**

**1 Observation des disques : méthodes et instruments** **21**

1.1 Méthodes observationnelles . . . . . 22

1.1.1 Densité spectrale d'énergie (SED) et opacité . . . . . 24

1.1.2 Observations de disques dans le domaine radio . . . . . 26

1.2 Instrumentation . . . . . 29

1.2.1 Radioastronomie et radiotélescopes . . . . . 29

1.2.2 Interféromètres . . . . . 34

1.3 Réduction des données et analyse . . . . . 41

1.3.1 Observations spectrales avec une antenne unique . . . . . 42

1.3.2 Observations interférométriques . . . . . 43

**2 De natura discum** **45**

2.1 Naissance des étoiles et évolution de la matière circumstellaire . . . . . 46

2.2 Les disques proto-planétaires . . . . . 46

2.2.1 Interprétation des premières observations . . . . . 47

2.2.2 Emission du gaz : premières propriétés du disque . . . . . 48

2.2.3 Structure du disque et composition . . . . . 49

2.2.4 Paramétrisation du disque . . . 52
2.2.5 Formation des planètes . . . 53
2.2.6 Dissipation des disques . . . 54
2.3 Disques de débris . . . 55
2.3.1 Processus collisionnels . . . 57
2.3.2 Notre disque de débris . . . 58
2.3.3 Systèmes planétaires et disques de débris . . . 59

**3 Etude de cas : HD 141569 61**
3.1 Historique et présentation du système . . . 62
3.1.1 Disque de débris . . . 62
3.1.2 Disque de gaz . . . 66
3.1.3 Statut évolutif et intérêt spécifique de HD 141569 . . . 67
3.2 Observations millimétriques . . . 68
3.2.1 *NOEMA* . . . 69
3.2.2 *ALMA* . . . 70
3.3 Analyse des données . . . 70
3.3.1 Emission des poussières - continuum . . . 70
3.3.2 Analyse dans le plan de Fourier . . . 71
3.3.3 Analyse dans le plan image . . . 73
3.3.4 Mesure de l'indice de la poussière $\beta$ . . . 74
3.3.5 Emission du gaz : raies de CO . . . 75
3.4 Modélisation avec DiskFit . . . 80
3.4.1 Description du code . . . 80
3.4.2 Résultats . . . 80
3.5 Masses des disques . . . 85
3.5.1 Masse de la poussière . . . 85
3.5.2 Masse de gaz . . . 85
3.5.3 Rapport de masses gaz/poussières . . . 86
3.5.4 Limites supérieures sur le contenu moléculaire du disque . . . 87
3.6 Discussion . . . 87
3.6.1 Comparaison optique/mm . . . 87
3.6.2 HD 141569, un disque hybride . . . 89

3.7 En bref . . . . . 91

**4 Les disques hybrides** **93**

4.1 Des disques de débris riches en gaz . . . . . 94
4.2 Recherche de nouveaux disques hybrides . . . . . 94
4.2.1 Observations . . . . . 95
4.2.2 Réduction et analyse des données . . . . . 96
4.2.3 Contraintes sur la masse de gaz dans les disques de débris . . . . . 99
4.2.4 Comparaison aux autres études . . . . . 104
4.2.5 Possible détection autour de HD 23642 . . . . . 107
4.2.6 Corrélation entre la détection de gaz et le flux infrarouge . . . . . 108
4.3 Le rapport de flux CO/continuum . . . . . 109
4.3.1 Compilation bibliographique . . . . . 110
4.3.2 Extrapolation du flux . . . . . 110
4.3.3 Corrélation de l'émission du gaz et de la poussière . . . . . 111
4.3.4 Influence stellaire . . . . . 114
4.3.5 Quelques disques particuliers . . . . . 118
4.4 Origine des disques hybrides . . . . . 121
4.4.1 Origine primordiale ou secondaire du gaz . . . . . 121
4.4.2 Rapide évolution de la poussière . . . . . 122
4.5 Disques hybrides et biais observationnels . . . . . 123
4.6 En bref . . . . . 124

**5 Conclusions et perspectives** **125**

5.1 Morphologie des disques hybrides . . . . . 126
5.1.1 HD 141569 . . . . . 126
5.1.2 Autres disques résolus . . . . . 126
5.1.3 HD 23642 . . . . . 127
5.2 Contraintes physiques sur les disques hybrides . . . . . 127
5.2.1 Evolution de la poussière . . . . . 127
5.2.2 Evolution du gaz et du rapport gaz/poussière . . . . . 128
5.2.3 Phase finale de l'évolution du disque primordial . . . . . 129
5.2.4 Lien avec la formation planétaire . . . . . 129

5.3 Le mot de la fin . . . . . 130

**Bibliographie** **131**

**A Mesures extraites de la littérature pour l'étude du rapport $S_{CO}/F_{cont}$** **157**

**B Liste des publications, communications et demandes d'observations** **167**

B.1 Publications . . . . . 168

B.1.1 Revues à comité de lecture . . . . . 168

B.1.2 Revues de conférences . . . . . 168

B.2 Communications . . . . . 168

B.3 Demandes d'observations . . . . . 168

B.3.1 ALMA . . . . . 168

B.3.2 NOEMA . . . . . 169

B.3.3 30 m (IRAM) . . . . . 169

B.3.4 APEX . . . . . 169

B.3.5 SPHERE . . . . . 169

# Liste des figures


1.1 Spectre de la lumière . . . . . 22
1.2 Opacité de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. . . . . 23
1.3 Densité spectrale d'énergie du Soleil. . . . . 25
1.4 Nuage de Barnard vu en optique et en infrarouge. . . . . 26
1.5 Lien entre le grossissement des grains et le facteur $\beta$. . . . . 27
1.6 Illustration du spectre en énergie d'une molécule. . . . . 28
1.7 Illustration du fonctionnement d'un radiotélescope pour la réception hétérodyne de signaux. . . . . 30
1.8 Diffraction et lobes en radioastronomie. . . . . 31
1.9 Traitement électronique du signal dans les récepteurs radio. . . . . 34
1.10 Schéma explicatif du principe de l'interférométrie. . . . . 35
1.12 Interféromètres NOEMA et *ALMA* . . . . . 39
1.13 Comparaison des performances de NOEMA et *ALMA* . . . . . 40
1.14 Le disque HL Tau vu par les interféromètres CARMA et *ALMA*. . . . . 41
1.15 Analyse dans le plan $uv$ du continuum de GG Tau . . . . . 43

2.1 Evolution de la matière circumstellaire. . . . . 47
2.2 Emission moléculaire pour un disque en rotation képlerienne. . . . . 48
2.3 Représentation et image d'un disque proto-planétaire . . . . . 51
2.4 Grossissement des grains de poussières. . . . . 52
2.5 Fréquence des disques en fonction de l'âge. . . . . 55
2.6 Ceintures d'astéroïdes et de Kuiper, et image de la comètre 67P/C-G. . . . . 59
2.7 Disques de débris de HR 4796 et Fomalhaut. . . . . 60

3.1 Distribution spectrale d'énergie de HD 141569. . . . . 63

3.2 Images du disques de débris de HD 141569. . . . . 64
3.3 Variation de $\beta_{rad}$ en fonction de la taille de grains pour HD 141569. . . . . 65
3.4 Diagramme position/vitesse du CO $v$=2→1 . . . . . 66
3.5 Evolution de la masse de poussière avec l'âge . . . . . 68
3.6 Premières observations PdBI du CO autour de HD 141569. . . . . 69
3.7 Visualisation dans le plan $uv$ des données continuum de HD 141569 . . . . 72
3.8 Résidus de l'ajustement des données continuum de HD 141569 dans le plan $uv$ . . . . . 73
3.10 Cartes de l'émission des raies de CO observées. . . . . 76
3.12 Gradient de vitesse des raies de CO observées. . . . . 79
3.13 Spectre des raies modélisées avec DiskFit . . . . . 81
3.14 Cartes canal à canal des raies de CO modélisées avec DiskFit. . . . . 83
3.15 Superposition de la poussière millimétrique à la poussière sub-micronique 88
3.16 Superposition du résidu $^{12}$CO J=3→2 à la poussière sub-micronique . . . . . 89
3.17 Evolution des quantités de gaz et de poussières en fonction du rayon. . . . . 90
3.18 Schéma des distributions de gaz et de poussières dans le disque autour de HD 141569. . . . . 92

4.1 Contamination autour de HD 166191 . . . . . 99
4.2 Correction de la ligne de base. . . . . 100
4.3 Spectres à 230 GHz obtenus avec le télescope de *30 m* de l'IRAM. . . . . 100
4.4 Spectres à 345 GHz obtenus avec le télescope *APEX*. . . . . 101
4.5 Spectres à 230 GHz de l'étoile HD 23642. . . . . 101
4.6 Comparaison des limites supérieures sur les masses de $H_2$. . . . . 104
4.7 Flux intégré de CO en fonction de la luminosité infrarouge des disques de débris, non corrigé de la distance. . . . . 105
4.8 Flux intégré de CO normalisé à 100 pc en fonction de la luminosité infrarouge des disques de débris. . . . . 106
4.9 Masse de $H_2$ en fonction de la luminosité infrarouge des disques de débris. 107
4.10 Corrélation entre le flux à 0,87 mm et 1,3 mm. . . . . 111
4.11 Emission du gaz en fonction du flux continuum à 1,3 mm et 0,87 mm. . . . 113
4.12 Illustration schématique de la corrélation entre le flux de CO et celui du continuum. . . . . 114
4.13 $S_{CO}/F_{cont}$ tracé en fonction du type spectral de l'étoile. . . . . 115

4.14 $S_{CO}/F_{cont}$ tracé en fonction de la masse de l'étoile. . . . . 115
4.15 $S_{CO}/F_{cont}$ tracé en fonction de la luminosité de l'étoile. . . . . 116
4.16 $S_{CO}/F_{cont}$ tracé en fonction du taux d'accrétion de l'étoile. . . . . 117
4.17 $S_{CO}/F_{cont}$ tracé en fonction de l'âge de l'étoile. . . . . 118

# Liste des tableaux


1.1 Fréquences et longueurs d'onde d'émission des raies rotationnelles de CO et de ses isotopes. . . . . 29

1.2 Taille de télescope requise pour résoudre les sources à $\lambda = 1.3$ mm . . . . . 32

3.1 Paramètres stellaires de HD 141569A . . . . . 62

3.2 Ajustement dans le plan $uv$ du continuum . . . . . 71

3.3 Flux continuum millimétrique et mesures de $\beta$ dans HD 141569. . . . . 75

3.4 Emission des raies de CO autour de HD 141569 (poids naturels). Les limites supérieures sont à $3\sigma$. . . . . 77

3.5 Paramètres pour le meilleur modèle DiskFit déterminé pour les raies de CO. 81

4.1 Propriétés des sources et résultats des observations pour la recherche de gaz dans les disques de débris. . . . . 97

4.2 Paramètres pour la molécule CO, utiles pour l'équation 4.6. . . . . 102

4.3 Rapports de flux aux deux transitions et masses de $H_2$ dérivées pour les sources où le CO est détecté. . . . . 106

A.1 Mesures de l'émission intégrée du $^{12}$CO J=2→1 et du $^{12}$CO J=3→2, ainsi que de l'émission du continuum associée dans la littérature. . . . . 158

A.1 suite. . . . . 159

A.1 suite. . . . . 160

A.1 suite. . . . . 161

A.2 Paramètres stellaires associés aux étoiles de la table A . . . . . 162

A.2 suite. . . . . 163

A.2 suite. . . . . 164

A.2 suite. . . . . 165

# Acronymes, unités et symboles

| | | |
|---|---|---|
| *ACA* | ..... | Atacama Compact Array |
| *AD* | ..... | Ascension Droite |
| *ALMA* | ..... | Atacama Large Millimeter Array |
| *CARMA* | ..... | Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy |
| *CASA* | ..... | Common Astronomy Software Applications |
| *CIVA* | ..... | Comet Infrared and Visible Analyser |
| *CLASS* | ..... | Continuum and Line Analysis Single-dish Software |
| *CTTS* | ..... | Classical T-Tauri Star |
| *DEC* | ..... | Déclinaison |
| *E-ELT* | ..... | European Extremely Large Telescope |
| *EMIR* | ..... | Eight MIxer Receiver |
| *ESO* | ..... | European Southern Observatory |
| *FEB* | ..... | Falling Evaporating Bodies |
| *GILDAS* | ..... | Grenoble Image and Line Data Analysis Software |
| *HPBW* | ..... | Half Primary Beam Width |
| *HST* | ..... | Hubble Space Telescope |
| *IRAM* | ..... | Institut de RadioAstronomie Millimétrique |
| *ISM* | ..... | InterStellar Medium |
| *JCMT* | ..... | James Clerk Maxwell Telescope |
| *JWST* | ..... | James Webb Space Telescope |
| $L_\odot$ | ..... | Luminosité solaire |
| $L_\star$ | ..... | Luminosité stellaire |
| $L_{\rm IR}$ | ..... | Luminosité infrarouge |
| *LABOCA* | ..... | Large Apex BOlometer CAmera |
| *LHB* | ..... | Late Heavy Bombardment |
| $M_\odot$ | ..... | Masse solaire |
| $M_\star$ | ..... | Masse stellaire |
| $M_\oplus$ | ..... | Masse terrestre |
| $M_{\rm Jup}$ | ..... | Masse jovienne |
| *MCMC* | ..... | Monte-Carlo Markov Chain |
| *NAOJ* | ..... | National Astronomical Observatory of Japan |
| *NICI* | ..... | Near-Infrared Coronagraphic Imager |
| *NICMOS* | ..... | Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer |
| *NIRC* | ..... | Near-InfraRed Camera |
| *NOEMA* | ..... | NOrthern Exttended Millimeter Array |
| *NRAO* | ..... | National RadioAstronomy Observatory |
| *PAH* | ..... | Polycyclic Aromatic Hydrocarbons |
| *pc* | ..... | Parsec |
| *PWV* | ..... | Precipitable Water Vapor |
| *SCUBA* | ..... | Submillimetre Common-User Bolometer Array |
| *SED* | ..... | Spectral Energy Distribution |
| *SMA* | ..... | Sub-Millimeter Array |
| *SPHERE* | ..... | Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch instrument |
| *ua* | ..... | Unité astronomique |
| *VISIR* | ..... | VLT Imager and Spectrometer for mid InfraRed |
| *VLA* | ..... | Very Large Array |
| *VLT* | ..... | Very Large Telescope |
| *WTTS* | ..... | Weak T-tauri Star |

# Introduction

## Des disques pour comprendre d'où l'on vient

Allongé par une belle nuit d'été à admirer le ciel, avec pour seule mélodie le souffle du vent dans les arbres et les derniers chants des grillons, qui ne s'est jamais pris à rêver d'autres mondes, autour de chaque étoile que nos yeux nous donnent à contempler ? Qui n'a jamais songé à tous les mystères que pouvait contenir l'immensité du ciel ? Qui n'a jamais été envahi l'espace d'une seconde par la peur dévorante de penser que nous, si petits êtres humains, pouvions être seuls dans cet univers ? Qui n'a jamais eu envie de savoir ? Cette soif de réponses m'a toujours façonnée et m'a emmenée jusqu'ici, jusqu'à moi-même contribuer à cette quête.

La science d'aujourd'hui est tellement spécialisée qu'il est souvent bien difficile d'obtenir des réponses à nos questions, tant elles ont d'implications. Comprendre comment la vie est apparue sur Terre il y a quelques milliards d'années nécessite de comprendre les résultats scientifiques les plus récents de la biologie, la microbiologie, la génomique, la chimie, la biochimie, la géochimie, la géologie, la paléontologie, la paléoclimatologie, l'astronomie, l'astrophysique et tellement d'autres encore !

Il fallait donc faire un choix parmi toutes ces disciplines, et le mien s'est porté sur l'astrophysique, pour me rapprocher de ces mondes lointains dont j'ai toujours rêvé. Pour être plus précise, je m'intéresse dans cette thèse aux disques dans lesquels naissent les planètes. Toute l'architecture des systèmes planétaires, et donc celle du système solaire, provient de cette étape cruciale de la matière dans l'univers. Rassemblées sous la forme d'un disque riche en gaz et en poussières, toutes les briques nécessaires à l'apparition des planètes et de la vie vont se mettre en place. Il est donc important de connaître les conditions physiques qui existent dans ces disques pour comprendre les étapes qui permettent à la matière de passer des grains de poussières aux planètes, puis de l'état inerte au vivant.

Je consacre le premier chapitre de cette thèse aux techniques d'observation que j'ai utilisées pour observer les disques autour des jeunes étoiles. Détecter et étudier le gaz et la poussière nécessite par exemple d'utiliser des instruments différents, qui observent à plusieurs longueurs d'onde. Je détaille également la technique d'interférométrie dans le domaine radio, qui nous permet de faire un bond en terme de résolution et d'observer des objets plus petits et plus lointains.

Dans le second chapitre, je remets en contexte les disques en détaillant l'histoire de la matière autour des jeunes étoiles, depuis la formation des étoiles, en m'attardant plus particulièrement sur les processus physiques en jeu dans les disques proto-planétaires qui donneront naissance aux systèmes planétaires. Je finis par décrire les disques de débris, dernière phase de l'évolution des jeunes systèmes.

Je dédie le troisième chapitre à l'étude détaillée des observations que j'ai obtenues d'un système en particulier, HD 141569. Le disque autour de cette étoile montre des signes d'évolution, et semble en transition entre la phase protoplanétaire et disque de débris. Il représente donc un objet test pour les théories de dissipation des disques et de formation planétaire.

Peu d'objets hybrides ressemblant à HD 141569 ont été découverts, mais ces objets ont des particularités qui méritent d'être étudiées. Dans ce but, nous avons cherché à détecter de nouveaux objets, et je présente les résultats de ces recherches dans le quatrième chapitre, accompagnés d'une mise en contexte de ces disques afin de comprendre leur spécificité.

Les perspectives qu'engage l'étude de ces disques sont nombreuses et sont présentées dans le dernier chapitre, afin de montrer l'étendue du travail qu'il reste à mener pour mieux saisir les origines des systèmes planétaires, et peut-être de la vie.

`Sic itur ad astra`
— *C'est ainsi que l'on s'élève vers les étoiles*, Virgile, *l'Enéide*, IX, 641

Chapitre 1

# Observation des disques : méthodes et instruments

## Sommaire


**1.1 Méthodes observationnelles . . . . . 22**
1.1.1 Densité spectrale d'énergie (SED) et opacité . . . . . 24
1.1.2 Observations de disques dans le domaine radio . . . . . 26
Émission du continuum . . . . . 26
Etudes du gaz : spectroscopie . . . . . 28
**1.2 Instrumentation . . . . . 29**
1.2.1 Radioastronomie et radiotélescopes . . . . . 29
Signal reçu par une antenne . . . . . 30
Traitement électronique : bolomètres et spectromètres . . . . . 32
1.2.2 Interféromètres . . . . . 34
Principe de l'interférométrie . . . . . 35
Couverture du plan $uv$ et lobe sale . . . . . 37
Interféromètre du Plateau de Bure et NOEMA . . . . . 39
Atacama Large Millimiter Array . . . . . 40
**1.3 Réduction des données et analyse . . . . . 41**
1.3.1 Observations spectrales avec une antenne unique . . . . . 42
1.3.2 Observations interférométriques . . . . . 43

## 1.1 Méthodes observationnelles

Que ce soit pour observer les disques circumstellaires qui nous intéressent ou tout autre objet sur Terre ou dans l'univers, notre principal outil est la lumière. Pendant des siècles, l'être humain n'a eu accès qu'à une infime partie du monde qui l'entourait, limité par les capacités de son œil. Instrument évolutif formidable, l'œil n'est pourtant pas adapté à l'observation des phénomènes au-delà de la Terre.

**Limitations spectrales** Premièrement, nous ne percevons à l'œil nu qu'une infime partie de notre monde : ce que l'on appelle la lumière, ou lumière visible, ne correspond qu'à une fraction de la gamme de rayonnements que les objets émettent. D'autres instruments sont donc nécessaires pour accéder à tout ce que l'œil ne voit pas.

La figure 1.1 permet de replacer le domaine du visible parmi toute la gamme d'ondes électromagnétiques qui existent : plus la longueur d'onde du rayonnement est courte (ou la fréquence grande), plus le rayonnement correspond à des phénomènes énergétiques et chauds (rayons $\gamma$ produits par les trous noirs, les supernovæ). Les phénomènes moins énergétiques, et donc moins chauds, vont produire un rayonnement à plus grande longueur d'onde, comme les rayons X, les rayons ultra-violets, jusqu'au visible (longueurs d'onde $\lambda$ comprises entre $\sim$ 400 et 800 nm). Les longueurs d'ondes plus grandes que celles du visible, de l'infrarouge aux ondes radio ($\lambda > 500$ $\mu$m), permettent quant à elles d'avoir accès en particulier à l'émission de l'univers froid (émission des grains de poussière).

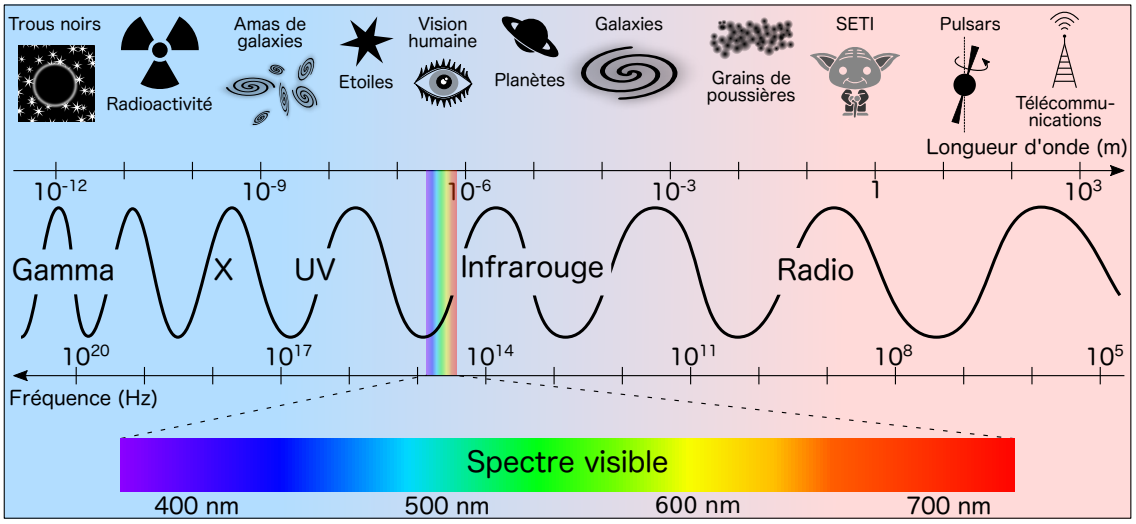


FIGURE 1.1 – Illustration du spectre de rayonnement, des ondes $\gamma$ aux ondes radio. Des exemples d'objets émetteurs ou d'utilisation sont représentés pour les différents domaines.

L'observation de l'univers dans le domaine visible ne donne donc accès qu'à une infime partie de ce qu'il contient. Ce n'est qu'à partir du XX$^e$ siècle que le champ d'étude s'est étendu, vers les ondes radio dans un premier temps. En effet, la découverte par Karl Jansky de la première source radio extra-terrestre en 1933 fut le début d'une longue liste, comprenant entre autres le fond diffus cosmologique, la détection de molécules dans l'espace ou encore les pulsars. Les autres domaines du spectre électromagnétique durent attendre le début de l'ère spatiale pour être étudiés. En effet, seules la lumière visible et les ondes radio sont facilement observables depuis le sol (voir la figure 1.2). Les rayons $\gamma$, X,

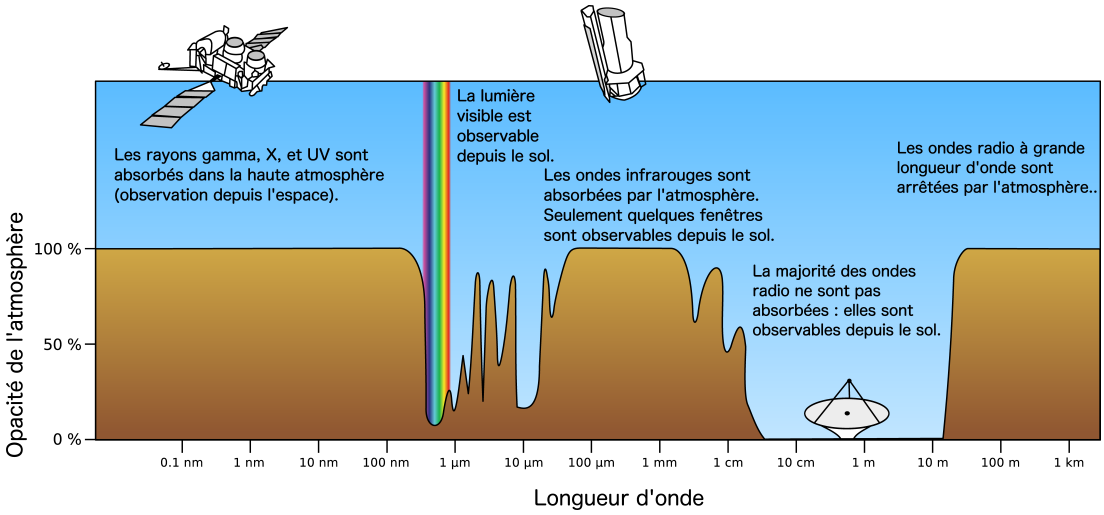


FIGURE 1.2 – Représentation des fenêtres d'observation depuis le sol. Pour certaines longueurs d'onde, l'atmosphère est opaque, et seuls les instruments spatiaux peuvent capter les ondes électromagnétiques venues de l'espace. © Wikipedia commons.

UV et infrarouges sont absorbés par les molécules de l'atmosphère, et les ondes radio à très grande longueur d'onde sont réfléchies par l'ionosphère. Ces domaines ne sont donc observables qu'en dehors de l'atmosphère, grâce aux télescopes spatiaux.

**Limitations de performance** Avant même de comprendre l'étendue du spectre électromagnétique que l'œil ne pouvait percevoir, les hommes se sont rendus compte que l'œil seul ne pouvait suffire pour observer l'espace. La sensibilité de l'œil ne nous permet de voir que les étoiles suffisamment brillantes, de magnitude inférieure à 6 (plus la magnitude est faible, plus l'objet est brillant). De plus, le pouvoir de résolution de l'œil, à savoir sa capacité à distinguer de petits détails, est d'environ une minute d'arc (1'). On ne peut par exemple pas voir de détail plus petit que 100 km sur la Lune. C'est en 1609 que Galilée fut le premier à avoir l'idée de pointer un instrument grossissant vers le ciel, sa fameuse lunette, afin de dépasser les limitations de l'œil. Il fit ainsi rapidement de nombreuses découvertes, parmi lesquelles les quatre plus gros satellites de Jupiter, désignés pour lui rendre hommage satellites galiléens :

> `‘‘ Verum, quod omnem admirationem longe superat, quodve ad Monitos faciendos cunctos Astronomos atque Philosophos nos apprime impulit, illud est, quod scilicet quatuor Erraticas Stellas, nemini eorum qui ante nos cognitas aut observatas, adinvenimus [...]. Quê omnia ope Perspicilli a me excogitati, divina prius illuminante gratia, paucis abhinc diebus, reperta atque observata fuerunt. ’’`
>
> Sidereus nuncius, Galileo Galilei, mars 1610.

> “ Mais, c'est avec une admiration surpassant toutes les autres, qui nous a déterminés à informer tous les astronomes et philosophes, que nous avons trouvé quatre astres errants, qu'aucun n'avait auparavant observé ni ne

> connaissait [...]. Et c'est à l'aide d'une lunette de mon invention, et en premier lieu par la lumière de Dieu, que j'ai pu il y a quelques jours les repérer et les observer. "

Pour voir toujours plus loin, les instruments se sont au fil des siècles améliorés et agrandis. En effet, le critère de Rayleigh montre qu'à une longueur d'onde donnée, le pouvoir de résolution d'un instrument dépend de son diamètre :

$$\theta \approx 1,22\frac{\lambda}{D} \tag{1.1}$$

avec $\theta$ la taille angulaire minimale observable, $\lambda$ la longueur d'onde observée et $D$ le diamètre de l'instrument.

Plus l'instrument est grand, plus sa résolution angulaire augmente et permet d'étudier des objets plus petits, ou plus lointains. De plus, l'augmentation du diamètre améliore la sensibilité de l'instrument. Ce sont ainsi ces propriétés qui motivent actuellement la construction d'instruments de très grande taille, tels l'interféromètre mm/sub-mm *ALMA* opérationnel au Chili ou encore le projet optique de télescope de 39 m de diamètre *E-ELT* de l'ESO.

Nous disposons actuellement de très nombreux instruments, de toute taille et observant à différentes longueurs d'onde. Ils donnent accès à de nouveaux astres, plus différents les uns que les autres, qui nous permettent progressivement d'assembler les pièces du puzzle que constitue notre univers. Parmi ces pièces, certaines nous aident à comprendre d'où l'on vient : c'est le cas par exemple des disques circumstellaires que nous allons étudier par la suite.

### 1.1.1 Densité spectrale d'énergie (SED) et opacité

Comme on l'a vu précédemment, le spectre de la lumière ne se réduit pas aux longueurs d'onde du visible. Le flux lumineux émis par un corps aux différentes longueurs d'onde, que l'on appelle densité spectrale d'énergie (SED), est propre à chaque source et résulte de processus bien connus. Dans l'univers, beaucoup de sources se comportent comme des corps noirs : leur densité spectrale d'énergie est entièrement déterminée par leur température. La plupart des étoiles peuvent être assimilées à des corps noirs, ce qui signifie qu'il est possible de mesurer la température d'une étoile directement à partir de sa SED, grâce à la loi de Wien :

$$T = \frac{hc}{4,965k\lambda_{\max}} = \frac{2,898.10^{-3}}{\lambda_{\max}} \tag{1.2}$$

avec $h$ la constante de Planck, $c$ la vitesse de la lumière dans le vide, $k$ la constante de Boltzmann et $\lambda_{\max}$ la longueur d'onde du maximum d'émission de la SED. En appliquant cette formule au spectre du Soleil visible en jaune sur la figure 1.3, la température du Soleil peut être estimée à 5800 K, avec $\lambda_{\max}$ 500 nm. L'axe des ordonnées de la figure 1.3, la luminance spectrale, quantifie la puissance émise par le Soleil que l'on capte par unité de surface (ce que l'on appelle un flux), de fréquence, et d'angle solide. En intégrant sur

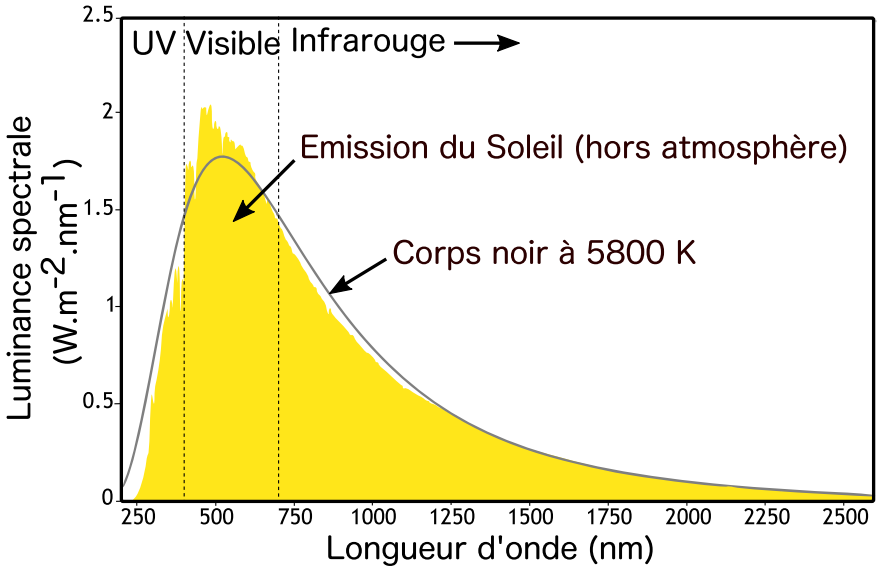


FIGURE 1.3 – Densité spectrale d'énergie du Soleil.

l'angle solide sous-tendu par le Soleil, on obtient la densité spectrale de flux, $S_\nu$. Il est important de remarquer que cette quantité dépend de la distance de la source, puisqu'elle caractérise la puissance reçue par unité de surface. Or l'énergie est dispersée dans toutes les directions, sur une surface égale à $4\pi D^2$ (D étant la distance). Plus on s'éloigne de la source, plus la surface s'agrandit, et plus l'énergie est diluée : $S_\nu \propto D^{-2}$. Ce phénomène a eu pour conséquence de définir une unité spécifique de flux, le jansky (Jy), pour permettre de manipuler plus facilement les très faibles densités de flux qu'impliquent les distances astronomiques dans les domaines infrarouge et radio :

$$1\,\mathrm{Jy} = 10^{-26}\,\mathrm{W.m^{-2}.Hz^{-1}}. \tag{1.3}$$

Lorsque de la poussière est présente autour d'une étoile, la densité spectrale d'énergie de l'étoile est modifiée. La poussière absorbe l'énergie de l'étoile dans le domaine UV, ce qui chauffe les grains à des températures de $\sim 10$ à $\sim 1000$ K ; les grains chauffés émettent alors à leur tour un rayonnement thermique de type corps noir, dans les domaines radio et infrarouge (1.2).

L'absorption du rayonnement par la matière sur un petit intervalle de distance $\Delta s$ , que ce soit la poussière ou le gaz, est caractérisée par la variable $\tau(\nu)$, ou opacité :

$$\Delta\tau(\nu) \propto \kappa(\nu)\Delta s \tag{1.4}$$

avec $\kappa(\nu)$ est le coefficient d'absorption massique du milieu. Il dépend notamment de la fréquence et de la composition du milieu (voir par exemple son évolution pour différentes tailles de grains de poussière sur la figure 2.4). On parle de milieu optiquement mince lorsque $\tau \ll 1$ et que l'intensité lumineuse $I$ en sortie du milieu est similaire à l'intensité initiale $I_0$ ($I \sim I_0$). En revanche, lorsqu'une grande quantité de matière s'interpose sur le trajet du rayonnement, $\tau \gg 1$ et $I \sim 0$, le milieu est dit optiquement épais.

C'est ce qui se passe notamment au tout début de la formation des étoiles, au stade que l'on qualifie de classe 0 (voir schéma 2.1), lorsque l'étoile est entourée d'une épaisse

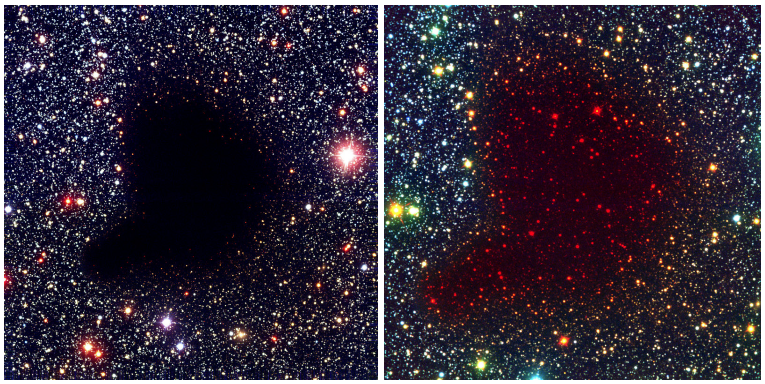

FIGURE 1.4 – Les deux images montrent le nuage moléculaire de Barnard, situé à 153 pc dans la région d'Ophiuchus. L'image de gauche a été prise dans le domaine du visible avec le *VLT*. L'image de droite en fausses couleurs est composée de l'image en visible (bleu), en infrarouge proche (vert) et en infrarouge lointain (rouge). La partie observée en infrarouge révèle les étoiles d'arrière-plan dont la lumière est absorbée par le nuage de poussières en visible. © ESO.

enveloppe de gaz et de poussières, ou lorsqu'un disque épais est vu par la tranche : le rayonnement de l'étoile n'est pas visible, et l'émission provient seulement de l'émission thermique de la poussière. Avec le temps, la quantité de poussière décroît et l'étoile devient visible, la densité spectrale devient progressivement dominée par le rayonnement stellaire (classes I, II et III).

### 1.1.2 Observations de disques dans le domaine radio

Bien que le domaine visible soit le plus naturel pour observer l'univers, il est rapidement inadapté lorsqu'on veut étudier des milieux riches en poussière. L'opacité de la poussière à ces longueurs d'onde ne permet pas de sonder la matière. Cependant, le coefficient d'absorption croît avec la fréquence, avec pour approximation :

$$\kappa(\nu) \propto \nu^{\beta} \, (\beta > 0) \tag{1.5}$$

La conséquence directe de cette formule est la possibilité d'étudier dans l'infrarouge ou le domaine radio des objets qui apparaissent opaques en optique (voir figure 1.4).

Une autre raison nous pousse à observer dans le domaine radio : les disques autour des étoiles sont des objets globalement froids. La température moyenne du disque est de l'ordre de 20 K, avec des grains peut-être même encore plus froids d'après une récente étude du disque "Flying Saucer" [Guilloteau et al., 2016]. L'émission thermique n'est donc visible qu'aux grandes longueurs d'onde.

#### Émission du continuum

L'observation de la poussière passe par ce que l'on appelle le continuum : chaque grain étant différent de son voisin, la gamme de longueur d'onde à laquelle il rayonne le sera aussi, en fonction de sa température, sa taille et sa composition. Le rayonnement reçu par un instrument n'est donc pas discret, mais continu.

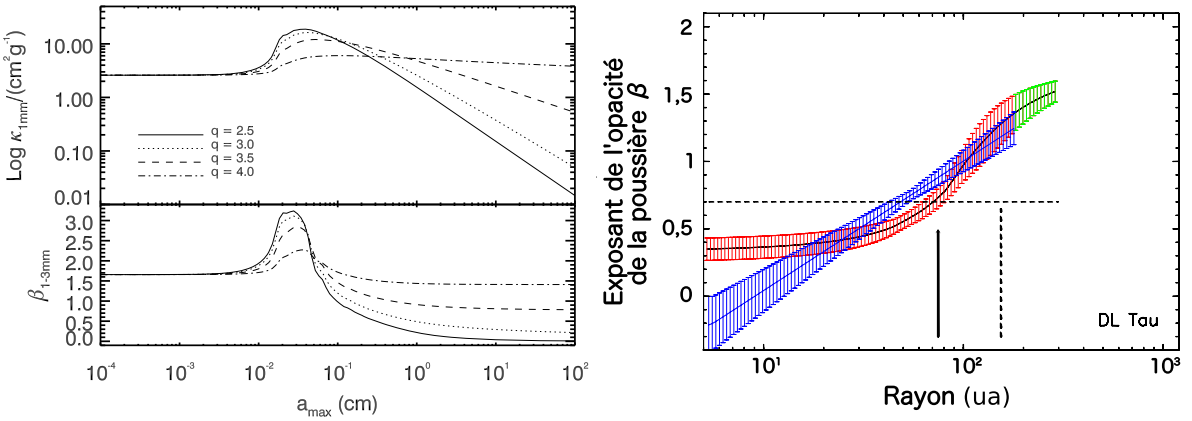


FIGURE 1.5 – Gauche : Variation de $\beta$ en fonction de la distance des grains par rapport à l'étoiles dans le disque DL Tau, d'après Guilloteau et al. [2011]. Les couleurs se rapportent à différents modèles de disque, avec des rayons caractéristiques repérés par les traits verticaux.
Droite : Figure extraite de Ricci et al. [2010]. La variation de $\beta$ est représentée en fonction de la taille maximale des poussières $a_{\max}$. Les grains considérés sont sphériques et composés principalement de silicates, composés carbonés et de glace d'eau. Leur taille varie entre $a_{\min} = 0,1\mu$m et $a_{\max}$, selon une distribution en loi de puissance $\mathrm{d}n(a)/\mathrm{d}a \propto a^{-q}$. L'indice $\beta$ suit le comportement du coefficient d'absorption $\kappa$, qui admet une valeur constante $a \ll \lambda$, et un maximum lorsque $a \sim \lambda$. Le coefficient décroît ensuite rapidement lorsque $a > \lambda$.

Ainsi, observer à une longueur d'onde donnée ne permet pas d'avoir une vue d'ensemble de la poussière, mais seulement de capter l'émission d'un type de grains : les grains de taille $a$ émettent essentiellement autour de $\lambda \sim 2\pi a$. Afin de comprendre la physique dans les disques, les observations doivent donc être faites à plusieurs longueurs d'onde, de l'infrarouge jusqu'au dans le domaine radio.

La loi de Planck s'écrit :

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\exp(h\nu/kT_d)-1} \approx \frac{2k\nu^2 T_d}{c^2} \tag{1.6}$$

où la deuxième partie de la formule est l'approximation Rayleigh-Jeans, valable aux grandes longueurs d'onde lorsque $h\nu \ll kT_d$. $k$ est la constante de Boltzmann et $T_d$ la température des grains. Lorsque l'émission est optiquement mince, la densité de flux est reliée au coefficient d'absorption massique de la poussière $\kappa(\nu)$ (m$^2$.kg$^{-1}$) de la manière suivante :

$$F_\nu \propto \frac{2k}{c^2}\nu^2\kappa(\nu)\frac{M_d T_d}{D^2} \tag{1.7}$$

où $M_d$ est la masse de poussières et $D$ la distance de la source. L'opacité étant dépendante de la fréquence avec un exposant $\beta$ (1.5), on obtient

$$F_\nu \propto \nu^{2+\beta}. \tag{1.8}$$

On s'aperçoit donc que l'émission d'une source dépend directement de $\beta$, qui témoigne du grossissement des grains. Le premier graphe de la figure 2.4 montre en effet la dépendance de $\beta$ avec la taille de la poussière : pour les petits grains de taille submicronique, comme ceux qui composent le milieu interstellaire, $\beta \sim 1,7$. Les grains plus

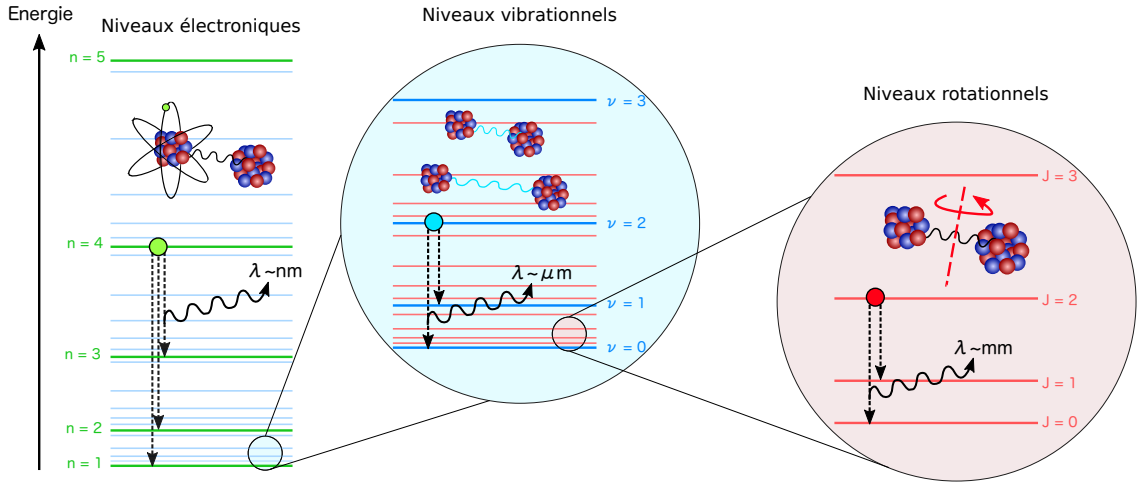


FIGURE 1.6 – Illustration du spectre en énergie d'une molécule. Les niveaux d'excitation électronique sont représentés en vert, ceux d'excitation vibrationnelle en bleu, et les niveaux d'excitation rotationnelle sont présentés en rouge.

gros ont un indice plus petit, jusqu'à atteindre 0 lorsque leur rayonnement ne dépend plus de la longueur d'onde. Le cas $\beta = 0$ peut également correspondre à une émission optiquement épaisse. Afin de distinguer les deux cas, il est nécessaire d'obtenir des observations résolues afin de lever les dégénérescences, en comparant notamment la température de brillance et la température des grains. Grâce à l'interférométrie, il est désormais possible de déterminer $\beta$ comme le montre l'exemple de droite de la figure 1.5, qui présente la détermination de $\beta$ en fonction du rayon dans le disque DL Tau résolu grâce à l'interféromètre du Plateau de Bure [Guilloteau et al., 2011]. La variation de $\beta$ prouve le grossissement des grains dans les parties internes du disque, alors que les parties externes sont composées principalement de petits grains.

### Etudes du gaz : spectroscopie

L'émission du gaz est discrète, c'est-à-dire caractérisée par une longueur d'onde bien précise, sous la forme d'une raie. L'étude de ces raies est appelée spectroscopie. Lorsqu'une molécule (ou un atome) est excitée, elle quitte son état fondamental et transite par un niveau d'énergie supérieur. Après un certain temps, la molécule se désexcite en perdant de l'énergie sous forme de rayonnement, et retombe vers son état fondamental. Le rayonnement émis par le passage d'un niveau supérieur à un niveau inférieur correspond à une quantité d'énergie fixe, et donc à une fréquence discrète bien précise, repérable sous la forme d'une raie dans le spectre. La figure 1.6 représente les différentes transitions possibles pour une molécule : les niveaux rotationnels sont excités à faible énergie (longueurs d'onde de l'ordre du mm/cm), alors que les niveaux vibrationnels et électroniques nécessitent des énergies plus élevées (infrarouge et optique/UV). Ainsi, dans les milieux froids, tels que les nuages moléculaires ou les disques circumstellaires, seule l'émission des transitions rotationnelles des molécules pourra être observée.

Cependant, pour qu'une molécule puisse émettre au niveau rotationnel, il faut qu'elle possède un moment dipolaire non nul, ce qui n'est possible que pour des molécules hétéronucléaires ou non-symétriques. Cette condition représente la principale difficulté à observer le gaz dans l'univers, puisque sa composante majoritaire est le dihydrogène, $H_2$,

TABLE 1.1 – Fréquences et longueurs d'onde d'émission des raies rotationnelles de CO et de ses isotopes.

| Molecule | Transition | $\nu$ (GHz) | $\lambda$ (mm) |
|---|---|---|---|
| $^{12}$CO | J=1→0 | 115.271 | 2.6 |
| $^{12}$CO | J=2→1 | 230.538 | 1.3 |
| $^{12}$CO | J=3→2 | 345.796 | 0.87 |
| $^{13}$CO | J=1→0 | 110.201 | 2.7 |
| $^{13}$CO | J=2→1 | 220.399 | 1.4 |
| $^{13}$CO | J=3→2 | 330.588 | 0.91 |
| C$^{18}$O | J=1→0 | 109.782 | 2.7 |
| C$^{18}$O | J=2→1 | 219.560 | 1.4 |
| C$^{18}$O | J=3→2 | 329.331 | 0.91 |

Notes. Rapports d'abondances :
$^{12}CO/H_2 = 8.10^{-5}$ [Ohishi et al., 1992]
$^{12}C/^{13}C = 77 \pm 7$ [Wilson and Rood, 1994]
$^{16}C/^{18}C = 560 \pm 25$ [Wilson and Rood, 1994]

qui est homonucléaire et ne possède donc pas de moment dipolaire permanent. L'observation du gaz se fait donc principalement grâce à la deuxième molécule la plus abondante, le monoxyde de carbone CO. De plus, les transitions rotationnelles du CO ont lieu dans le domaine radio (voir table 1.1), ce qui permet de les observer directement depuis le sol. Il est également possible de sonder le gaz grâce à la version deutérée du dihydrogène, HD, comme fait récemment dans le disque TW Hya [Bergin et al., 2013]. L'émission de HD à 100 $\mu m$ est cependant plus difficile puisque seuls des télescopes spatiaux comme *Herschel* peuvent observer cette gamme de longueurs d'onde.

Que ce soit pour observer la poussière ou le gaz, il est donc nécessaire d'observer l'univers, et plus particulièrement les disques circumstellaires, dans le domaine radio. A ces longueurs d'onde, l'approximation de Rayleigh-Jeans permet de mesurer directement le grossissement des grains, et le gaz est facilement observable. Nous allons dans la partie suivante aborder des notions plus concrètes sur les outils et techniques qu'utilise la radioastronomie.

## 1.2 Instrumentation

### 1.2.1 Radioastronomie et radiotélescopes

L'histoire de la radioastronomie débute par une découverte inattendue. Afin d'améliorer les transmissions radio, les laboratoires Bell chargent Karl Jansky à la fin des années 1920 d'étudier les sources pouvant parasiter les signaux. Jansky construit alors une antenne afin de collecter les ondes radio et la pointe dans toutes les directions. Parmi les parasites qu'il détecte, un seul reste de nature inconnue ; après plusieurs mois d'observations, Jansky identifie en 1933 que la source de l'émission radio inconnue provient d'un objet du Sagittaire, que l'on sait aujourd'hui être le trou noir central de notre galaxie ; ce fut la première observation astronomique dans le domaine radio.

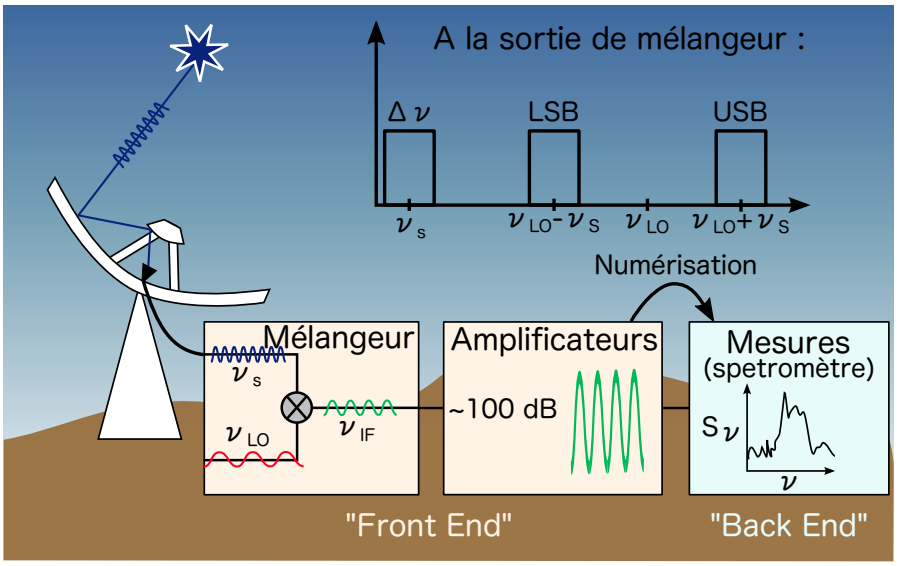


FIGURE 1.7 – Illustration du fonctionnement d'un radiotélescope pour la réception hétérodyne de signaux.

La plupart des radiotélescopes utilisés pour détecter les ondes radio fonctionne de la même façon que les télescopes optiques, avec une monture de type Cassegrain. Ils sont composés d'une première surface collectrice concave, qui réfléchit les ondes radio vers une deuxième surface redirigeant les ondes vers la chaîne de traitement électronique (voir figure 1.7). De la même façon que les miroirs dans le domaine du visible, les matériaux composant la surface collectrice d'un radiotélescope doivent être réfléchissants. Mais pour qu'un matériau soit un bon réflecteur, il faut que les irrégularités à sa surface soient inférieures au dixième de la longueur d'onde. Contrairement au domaine optique où des irrégularités de plus de quelques dizaines de nanomètres dégradent l'image, la surface des antennes radio nécessite beaucoup moins de précision. Pour les longueurs d'onde centimétriques un simple maillage diélectrique suffit même à réfléchir les ondes.

### Signal reçu par une antenne

Le signal émis par une source est perturbé par les milieux qu'il traverse au cours de son chemin, en particulier l'atmosphère. Bien qu'elle soit globalement transparente aux longueurs d'onde radio, l'eau qu'elle contient absorbe une partie du rayonnement. Ainsi, le signal peut être fortement atténué selon les conditions météorologiques. Durant les observations, la quantité de vapeur d'eau précipitable (PWV, en mm) est mesurée afin de déterminer en direct l'état de l'atmosphère. D'autres molécules atmosphériques, telles $O_2$ ou $O_3$, présentent des raies d'absorption dans le domaine radio et peuvent également réduire la transmission du signal. Les variations locales du taux de concentration de l'eau peuvent aussi produire des phénomènes de réfraction anormale, ce qui fait bouger artificiellement la source et provoque des dépointages. La réfraction apparaît principalement lorsque l'atmosphère est instable, quand l'humidité et la température sont élevées. L'observation de nuit ou en hiver est donc préférable afin d'éviter ces phénomènes.

En plus des perturbations atmosphériques qu'il subit, le signal émis ne correspond jamais à celui que l'on observe : chaque instrument d'observation, que ce soit l'œil ou un radiotélescope, modifie le signal d'origine. En optique, lorsque la lumière passe par une

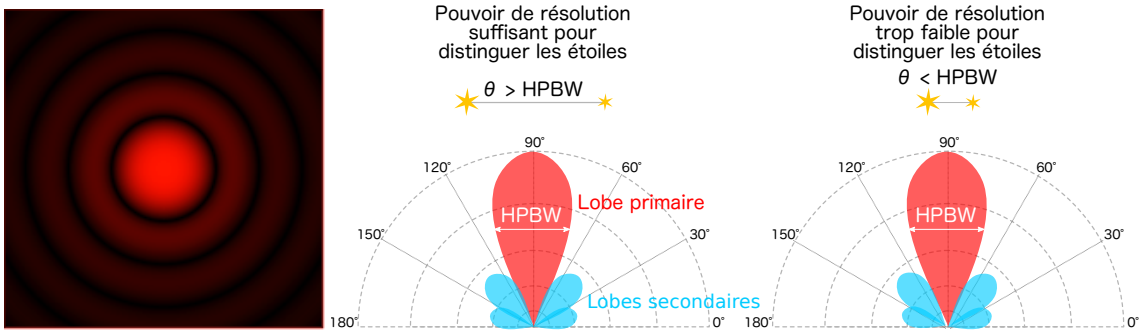


FIGURE 1.8 – L'image de gauche représente la tache d'Airy créée par la diffraction d'un faisceau de lumière lors du passage à travers une ouverture circulaire. La réception d'une onde sur une antenne provoque un phénomène de diffraction similaire, illustré sur les deux schémas de droite : le signal se répartit entre les lobes primaire et secondaires. La taille du lobe primaire détermine notamment le pouvoir de résolution de l'instrument.

ouverture circulaire, il se produit un phénomène de diffraction : l'intensité lumineuse en sortie de l'ouverture est spatialement modulée et forme une tache d'Airy (figure 1.8). Lorsque le signal est capté par l'antenne primaire, le même phénomène se produit : la puissance de l'onde électromagnétique est modulée par la forme de l'antenne qui recueille le signal. Le maximum de puissance est contenu dans ce qu'on appelle le lobe primaire, mais une partie du signal est répartie dans les lobes secondaires (figure 1.8).

S'ajoutent à cela les imperfections de l'antenne et les déformations mécaniques ou thermiques auxquelles elle est soumise, qui viennent modifier la forme du signal reçu. Avant chaque observation, il est donc nécessaire de connaître parfaitement tous ces facteurs en faisant un diagramme d'antenne. Il suffit pour cela d'observer une source ponctuelle : on obtient alors une image non ponctuelle constituée de taches, qui représentent la forme des différents lobes. La caractérisation des lobes, notamment celle du lobe primaire, est importante puisqu'elle conditionne le pouvoir de résolution de l'instrument. En effet, prenant l'exemple de deux étoiles séparées par une distance angulaire $\theta$, on ne peut distinguer ces étoiles l'une de l'autre que si cette distance est plus grande que la largeur à mi-hauteur du lobe primaire (HPBW). Dans le cas contraire, les taches produites par les deux étoiles se superposent, et ne peuvent donc pas être distinguées (voir les schémas de la figure 1.8).

Lorsque le lobe primaire est gaussien, ce qui est vérifié dans la plupart des cas, les lois de l'optique géométrique, et notamment celle de la diffraction, permettent de déterminer facilement la largeur à mi-hauteur HPBW grâce au critère de Rayleigh (1.1).

Ainsi, en radioastronomie, pour des longueurs d'onde supérieures à 500 $\mu m$, les antennes doivent mesurer plusieurs dizaines de mètres pour atteindre un pouvoir de résolution suffisant. Le tableau 1.2 donne une idée des tailles angulaires de différents objets en parallèle de la taille d'antenne nécessaire pour les résoudre. Les capacités d'une seule antenne sont donc rapidement limitantes, et seule la technique de l'interférométrie permet d'observer des objets plus petits (1.2.2).

Pour résumer toutes les caractéristiques de l'antenne, on définit en général trois termes d'efficacité, qui caractérisent la réponse de l'antenne de manière globale : l'efficacité de surface, $\eta_A$, qui mesure le rapport entre la surface utile à la réception du signal et la surface géométrique réelle, l'efficacité vers l'avant $\eta_{\text{eff}}$ mesurant le rapport entre la

TABLE 1.2 – Taille de télescope requise pour résoudre les sources à $\lambda = 1.3$ mm

| Source | Diamètre angulaire $\theta$ [1] | Taille de télescope |
|---|---|---|
| Lune | 34’ | 16 cm |
| Jupiter | 32” | 10 m |
| Disque autour de $\beta$ Pictoris (19 pc) | 16” | 21 m |
| Mars | 6,3” | 52 m |
| Disque autour de HD 141569 (116 pc) | 4,3” | 76 m |

puissance détectée vers l’avant et la puissance totale détectée, et $\eta_{\mathrm{mb}}$, l’efficacité du lobe primaire, qui représente le pourcentage de la puissance captée par le lobe primaire. Ces trois facteurs permettent de corriger les atténuations qu’a subies le signal une fois capté par l’antenne.

### Traitement électronique : bolomètres et spectromètres

L’amplitude d’une onde électromagnétique plane et monochromatique peut être décrite par l’expression suivante :

$$u(x,t) = A\mathrm{e}^{i(kx+\omega t)} = A\mathrm{e}^{i\phi} \tag{1.9}$$

avec $x$ et $t$ les coordonnées spatiales et temporelles, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d’onde, la pulsation $\omega = 2\pi\nu$ ($\nu$ étant la fréquence) et $\phi$ la phase de l’onde. Une fois réfléchie par les antennes primaire et secondaire du radiotélescope, le signal est transmis aux récepteurs électroniques par un cornet qui sert de guide d’onde. Les récepteurs sont des composants électroniques qui vont mettre en forme le signal afin qu’il puisse être analysé.

Lorsque l’on souhaite faire une mesure du continuum d’une source, seule l’information sur la quantité d’énergie émise à la fréquence d’observation est importante. Cette information n’est contenue que dans le facteur $A$ de l’équation (1.9). Des récepteurs incohérents, c’est-à-dire qui ne conservent pas la phase de l’onde, suffisent pour récupérer l’information sur l’intensité du signal. Les récepteurs en question sont des bolomètres. Leur principe de fonctionnement est très simple : lors du passage de l’onde à travers le récepteur, la température augmente et induit une modification de la résistance du matériau, que l’on peut mesurer. Plus l’intensité du signal est élevée, plus la résistance change. Cet effet est peu sensible à la fréquence de l’onde, ce qui signifie donc que les bolomètres ne peuvent pas distinguer les fréquences les unes des autres ; on dit que la résolution spectrale est faible.

Pour faire de la spectroscopie, il faut en revanche utiliser des récepteurs cohérents, qui préservent la phase de l’onde. Les instruments sont appelés des récepteurs hétérodynes, car ils nécessitent une modulation de la fréquence du signal. En effet, les composants électroniques fonctionnent mal à hautes fréquences, alors que la plupart des signaux astronomiques nous parviennent à des fréquences supérieures au gigahertz. La diminution de la fréquence de l’onde est réalisée grâce à un mélangeur, qui multiplie

1. Le diamètre angulaire $\theta$ est une mesure de l’angle sous-tendu par un objet de diamètre $d$ à une distance $D$. Lorsque $D \gg d$, $\theta = d/D$ rad. $\theta$ s’exprime en degrés, minutes d’arc (’) ou secondes d’arc (”).

le signal d'intérêt de fréquence $\nu_S$ à un signal provenant d'un oscillateur local, de plus basse fréquence $\nu_{LO}$, pour donner un signal de fréquence intermédiaire $\nu_{IF}$. En sortie du mélangeur, plusieurs composantes à différentes fréquences existent, mais seules les composantes situées aux fréquences $\nu_S - \nu_{LO}$ et $\nu_S + \nu_{LO}$ ont la même amplitude que le signal d'origine. Ces deux bandes de fréquences sont appelées bande latérale inférieure (LSB pour Lower Side Band) et bande latérale supérieure (USB pour Upper Side Band). Ce principe est le même que la modulation de fréquence utilisée pour la transmission des émissions radiophoniques (radio "FM" pour Frequency Modulation). Le signal doit également être amplifié pour pouvoir être analysé. Bien que certaines amplifications soient parfois faites avant le passage dans le mélangeur, il est beaucoup plus facile d'amplifier un signal à basse fréquence, c'est pourquoi les amplificateurs sont généralement situés après le mélangeur dans la chaîne de traitement. Le signal d'origine doit être amplifié d'un facteur $\sim 10^{10}$ (100 dB), pour pouvoir être analysé. Les étapes d'amplification et de mixage constituent ce que l'on appelle la partie "front end" d'un récepteur hétérodyne (voir schéma 1.7).

La partie "back end" du récepteur désigne les instruments permettant d'analyser le signal. Pour mesurer la polarisation du signal, des polarimètres peuvent être connectés à la partie "front end", afin de déterminer les paramètres de Stokes du signal. Si l'on veut récupérer l'information spectrale, il faut connecter un spectromètre. Il en existe de plusieurs sortes, mais tous ont le même but : mesurer la densité spectrale de puissance du signal. Dans ce cadre, la notion de transformée de Fourier (TF) est essentielle, puisque cette opération mathématique permet de déterminer la densité spectrale de puissance d'un signal à partir de ses variations temporelles. La transformée de Fourier se fait de manière numérique, il est donc nécessaire de convertir le signal jusqu'ici analogique en signal numérique (une représentation du phénomène est donnée en figure 1.9). Une première méthode pour déterminer la densité spectrale de puissance du signal $S(\nu)$ est de calculer la transformée de Fourier de l'autocorrélation du signal, $R(\tau)$, obtenue en multipliant le signal (noté ici u) par lui-même décalé d'un temps $\tau$.

$$S(\nu) = \mathrm{TF}\{R(\tau)\} = \mathrm{TF}\{\langle u(t) \times u(t-\tau)^* \rangle\} \tag{1.10}$$

C'est le principe qui est utilisé dans les spectromètres à autocorrélation. Une deuxième méthode consiste à faire directement la transformée de Fourier du signal u(t), la densité spectrale de puissance étant alors obtenue en prenant le module au carré de la transformée de Fourier.

$$S(\nu) = |U(\nu)|^2 = |\mathrm{TF}\{u(t)\}|^2 \tag{1.11}$$

Cette méthode est utilisée dans les spectromètres dits FFTS, pour Fast Fourier Transform Spectrometer.

Tout au long de la chaîne de traitement, chaque opération augmente le bruit sur le signal : la puissance totale du bruit du système de réception permet d'évaluer la qualité des observations. Elle est exprimée en unité de température, $T_{\mathrm{sys}}$, déterminée à partir de la relation $P = kT\Delta\nu$ (où $k$ est la constante de Boltzmann et $\Delta\nu$ la largeur de bande de fréquence). $T_{\mathrm{sys}}$ représente la somme de toutes les sources de bruit : celui de la source, de l'atmosphère, du sol et du récepteur, et est de l'ordre de 200 K. Le bruit du système

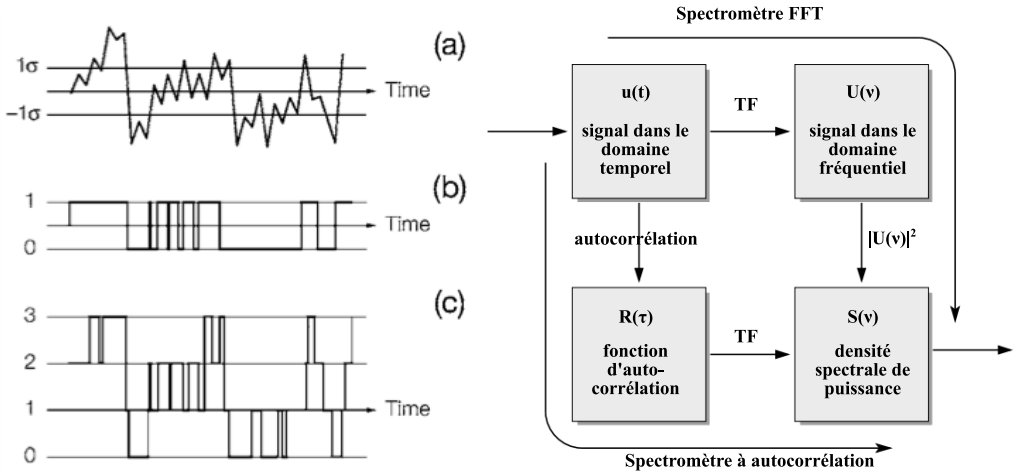


FIGURE 1.9 – Gauche : schéma extrait de T. L. Wilson [2013], illustrant la conversion du signal analogique a) en signal numérique b) et c). Plusieurs types de numérisation peuvent être appliqués : le signal numérique b a été converti avec 2 niveaux (1 bit), et le c avec 4 niveaux (2 bits). Droite : représentation des deux types de spectromètres utilisant la transformée de Fourier (TF), adaptée de Klein et al. [2006].

se répercute donc dans la dispersion du signal de sortie ; l'erreur sur la mesure $\Delta T$ peut finalement être calculée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{sys}}} = \frac{K}{\sqrt{\Delta \nu \tau}} \tag{1.12}$$

où $\tau$ est le temps d'intégration de l'observation et $K$ un coefficient dépendant du télescope.

### 1.2.2 Interféromètres

L'utilisation de radiotélescopes a considérablement augmenté notre connaissance de l'univers. Cependant, à des longueurs d'onde si grandes, nous avons vu que le pouvoir de résolution est très limité, puisqu'on ne peut pas indéfiniment augmenter la taille des antennes : le radiotélescope de Green Bank, avec 100 m de diamètre, représente la limite en termes de contraintes mécaniques pour qu'un télescope puisse être mobile. Il existe des radiotélescopes plus grands, comme celui d'Arecibo (305 m), mais dans ce cas l'antenne primaire est immobile. Sur le même principe, le plus grand télescope du monde devrait être inauguré en Chine en septembre 2016, avec un diamètre de 500 m.

Pour pallier les contraintes imposées par la taille des télescopes, les radioastronomes ont rapidement, dès les années 1940, développé une technique permettant de simuler de très grandes antennes à l'aide de plusieurs télescopes : l'interférométrie (déjà expérimentée dans le domaine optique pour mesurer les diamètres stellaires et la éparation des étoiles binaires).

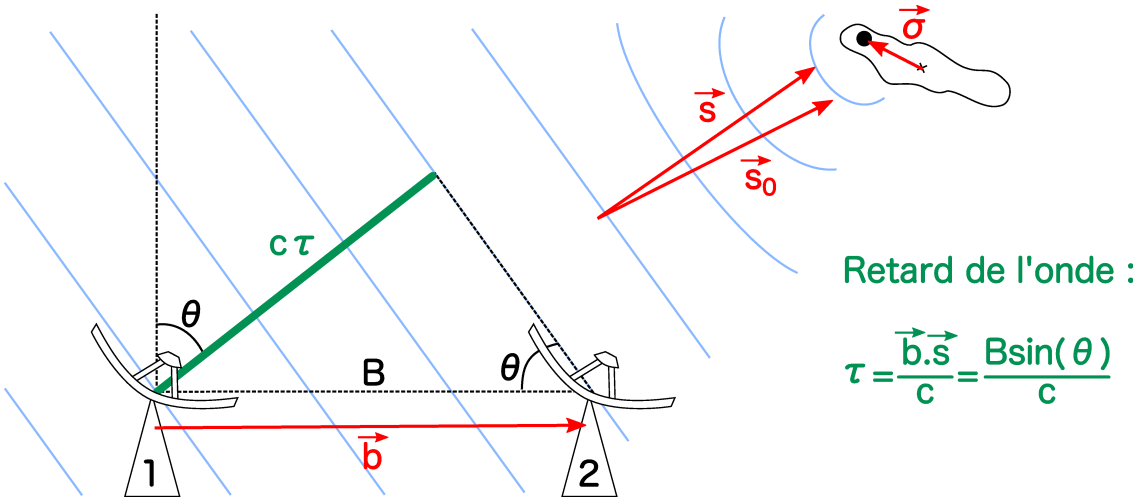


FIGURE 1.10 – Schéma explicatif du principe de l'interférométrie.

**Principe de l'interférométrie**

Le principe de l'interférométrie repose sur le fait qu'on peut retrouver la distribution de brillance d'une source, I, grâce à la corrélation des signaux provenant des antennes qui observent en même temps la source. Lorsque deux antennes observent une source S très éloignée, les ondes provenant de la source peuvent être considérées comme planes, et l'on voit sur la figure 1.10 qu'elles n'arrivent pas en même temps sur les deux antennes : l'antenne 2 reçoit l'onde à un instant donné, alors que l'antenne 1 reçoit l'onde avec un décalage en temps $\tau$. Ce décalage est fonction de la séparation $B$ des antennes, représentée par le vecteur ligne de base $\overrightarrow{b}$, et de la position de la source, repérée par le vecteur $\overrightarrow{s}$ :

$$\tau = \frac{\overrightarrow{b} . \overrightarrow{s}}{c} \tag{1.13}$$

avec $c$ la vitesse de la lumière.

Les deux ondes électromagnétiques reçues par les antennes 1 et 2 peuvent donc s'écrire

$$u_1(t) = U_1 \mathrm{e}^{i2\pi\nu t} \tag{1.14}$$

et

$$u_2(t) = U_2 \mathrm{e}^{i2\pi\nu(t-\tau)} \tag{1.15}$$

Afin de retrouver les caractéristiques de la source, il faut combiner ces ondes à l'aide d'un corrélateur. La fonction de corrélation $R(\tau)$ résultante représente simplement la moyenne de la multiplication des deux ondes sur un temps T caractéristique du corrélateur :

$$R(\tau) = \frac{U_1 U_2}{T} \int_0^T \mathrm{e}^{i2\pi\nu t} \mathrm{e}^{i2\pi\nu(t-\tau)} \mathrm{d}t \tag{1.16}$$

A cause de la rotation de la Terre, la direction de la source par rapport aux antennes, $\overrightarrow{s}$, varie dans le temps, ce qui implique que le facteur $\tau$ varie aussi dans le temps. Cependant, la variation temporelle de $\tau$ est lente par rapport au temps d'intégration du corrélateur : <15 Hz pour une fréquence d'observation de 100 GHz et une ligne de base de 100 m. Ainsi, la fonction de corrélation peut s'écrire :

$$R(\tau) \propto U_1 U_2 \mathrm{e}^{i2\pi\nu\tau} \tag{1.17}$$

Le corrélateur en sortie produit donc une onde variant sinusoïdalement en fonction du retard : ce sont les franges d'interférence.

L'amplitude de l'onde est ici $U_1 U_2$, mais c'est la puissance de l'onde qui est mesurée à la sortie du corrélateur. La fonction de corrélation est donc fonction de la brillance de la source, $I(\overrightarrow{s})$, de la surface de l'antenne $A(\overrightarrow{s})$, ainsi que de la largeur de la bande de fréquence $\Delta\nu$ et de l'angle solide $\mathrm{d}\Omega$ sous-tendu par une région élémentaire de la source dans la direction $\overrightarrow{s}$ :

$$R(\tau) = I(\overrightarrow{s}) A(\overrightarrow{s}) \mathrm{e}^{i2\pi\nu\tau} \mathrm{d}\Omega \Delta\nu \tag{1.18}$$

Si la source est étendue, on peut définir un vecteur de référence $\overrightarrow{s_0}$ pointant vers le centre de la source, et repérer les autres positions de la source par un vecteur $\overrightarrow{\sigma}$, tel que $\overrightarrow{s} = \overrightarrow{s_0} + \overrightarrow{\sigma}$.

Ainsi, la réponse du corrélateur s'écrit comme l'intégrale sur toute la source de la fonction de corrélation :

$$R = \mathrm{e}^{i2\pi\nu\left(\frac{\overrightarrow{b}.\overrightarrow{s_0}}{c}\right)} \Delta\nu \int\int_S I(\overrightarrow{\sigma}) A(\overrightarrow{\sigma}) \mathrm{e}^{i2\pi\nu\frac{\overrightarrow{b}.\overrightarrow{\sigma}}{c}} \mathrm{d}\Omega \tag{1.19}$$

L'intégrale de l'équation précédente est appelée visibilité complexe $V$ :

$$V = \int\int_S I(\overrightarrow{\sigma}) A(\overrightarrow{\sigma}) \mathrm{e}^{i2\pi\nu\frac{\overrightarrow{b}.\overrightarrow{\sigma}}{c}} \mathrm{d}\Omega. \tag{1.20}$$

L'équation 1.19 fait donc le lien entre une quantité que l'on peut mesurer, $R$, avec la distribution d'intensité de la source que l'on cherche à obtenir, $I$.

La visibilité $V$ est repérée par les coordonnées $(u, v, w)$ du vecteur ligne de base $\overrightarrow{b}$ : les coordonnées $x$ et $y$ définissent un plan tangent à la voûte céleste, et le vecteur $w$ pointe dans la direction du centre de la source. On peut ainsi écrire les relations suivantes :

$$\nu\frac{\overrightarrow{b}.\overrightarrow{s}}{c} = ux + vy + wz \tag{1.21}$$

$$\nu \frac{\overrightarrow{b}.\overrightarrow{s_0}}{c} = w \tag{1.22}$$

$$\nu \frac{\overrightarrow{b}.\overrightarrow{\sigma}}{c} = ux + vy + w\sqrt{1-x^2-y^2}. \tag{1.23}$$

Les régions observées sont souvent peu étendues, la courbure de la voûte est donc très faible, le plan du ciel peut donc être confondu avec le plan $(u,v)$. Pour les mêmes raisons, le terme $\sqrt{1-x^2-y^2}$ possède une valeur proche de 1. La visibilité complexe peut donc être réécrite :

$$V(u,v) = \int_x \int_y I(x,y) A(x,y) \mathrm{e}^{i2\pi(ux+vy)} \mathrm{d}x \mathrm{d}y\,. \tag{1.24}$$

On s'aperçoit alors que $V$ représente la transformée de Fourier à deux dimensions de $I(\overrightarrow{\sigma})A(\overrightarrow{\sigma})$. Ainsi, comme $I$ est une distribution de brillance dans un repère spatial $(x,y,z)$, les coordonnées $(u,\ v,\ w)$ représentent des fréquences spatiales (et sont donc mesurée en unités de longueur d'onde). Pour retrouver $I(x,y)$, il suffit ensuite d'appliquer une transformée de Fourier inverse, pour passer du plan $uv$ au plan image :

$$I(x,y) = \frac{1}{A(x,y)} \int_u \int_v V(u,v) \mathrm{e}^{-i2\pi(ux+vy)} \mathrm{d}u \mathrm{d}v\,. \tag{1.25}$$

**Couverture du plan $uv$ et lobe sale**

Si chaque point du plan $uv$ est connu, l'intensité du rayonnement de la source peut alors être calculée en chaque point $(x,y)$. En utilisant deux antennes, il n'existe qu'une seule ligne de base et donc qu'une seule valeur de $u$ et de $v$, ce qui ne permet pas de retrouver complètement la répartition spatiale de la source. Une des grandes problématiques de l'interférométrie consiste à augmenter le nombre d'antennes et donc de lignes de base, afin d'obtenir une meilleure couverture du plan $uv$, et donc une meilleure détermination de la brillance de la source. Mais la principale motivation des interféromètres est de fournir une plus grande résolution grâce à la distance entre les antennes. En les éloignant les unes des autres, le pouvoir de résolution est certes meilleur, puisque $\theta \propto \lambda/B$, mais cela entraîne une diminution de la sensibilité. En effet, le motif de franges d'interférences agit comme un filtre : si la taille angulaire de la source est plus grande que celle des franges, le flux est atténué. D'après l'équation 1.17, la largeur des franges est d'autant plus faible que le retard $\tau$ est grand, ou que la ligne de base est grande. Afin d'obtenir le flux manquant, il faut donc des lignes de base plus courtes pour que le flux ne soit pas diminué. C'est le problème des espacements courts manquants.

Quelques exemples de couvertures $uv$ sont donnés dans la figure 1.11, afin de mettre en évidence leur influence sur le plan image.

La rotation de la Terre améliore encore l'échantillonnage du plan $uv$ (ou plan de Fourier) en couvrant des zones de forme elliptique. Cependant, la couverture du plan

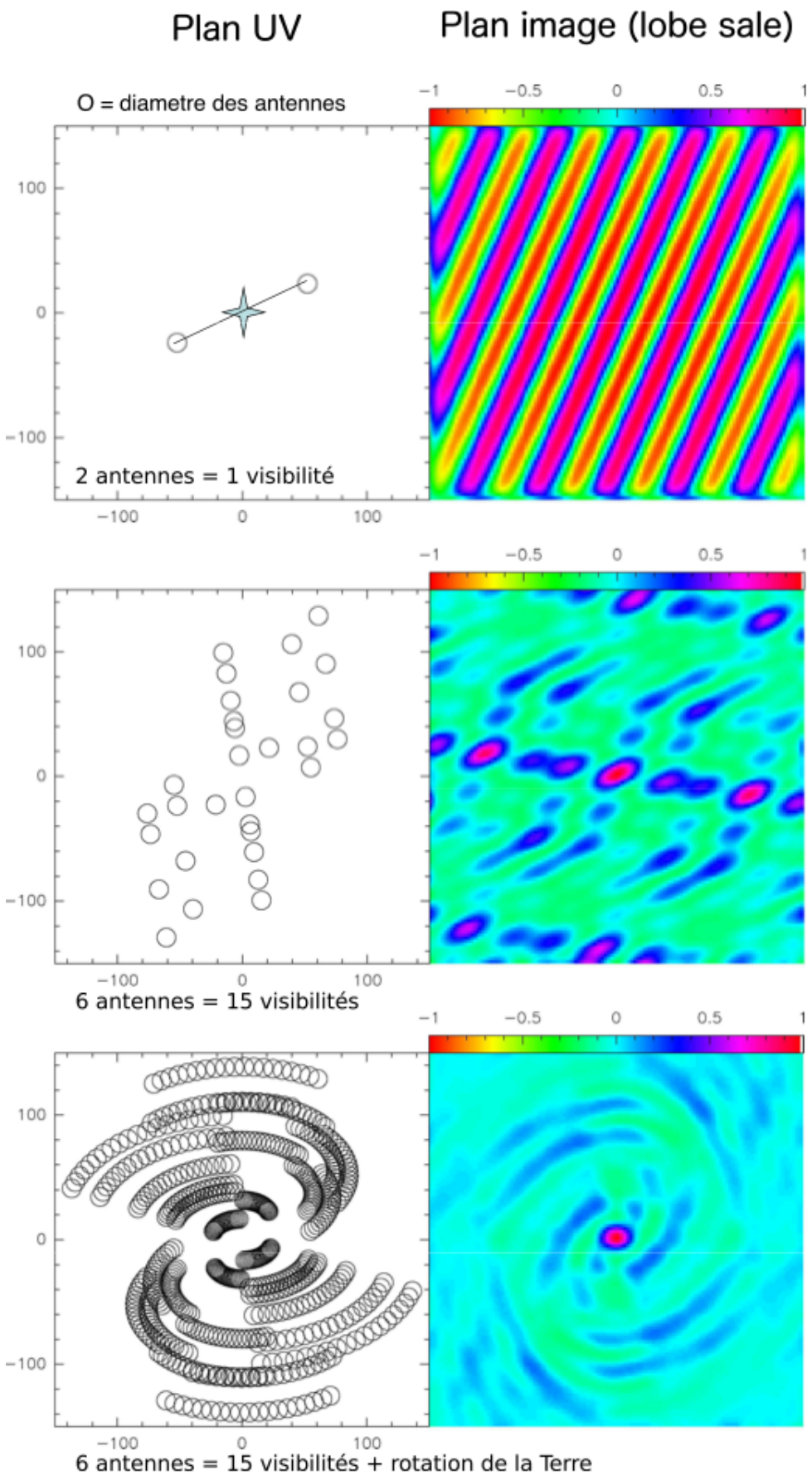


FIGURE 1.11 – Illustration de l'influence du nombre d'antennes et de la rotation de la Terre sur la couverture du plan $uv$ et l'allure du lobe sale dans le plan image. (Crédits : A. Dutrey)

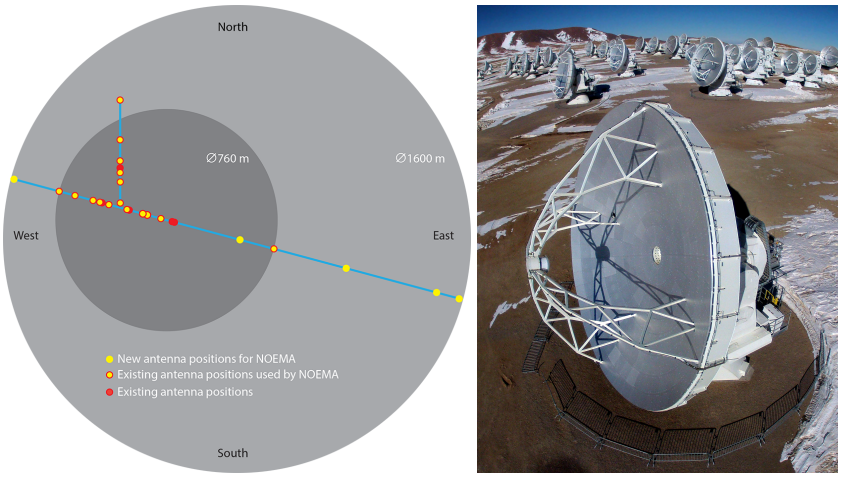


FIGURE 1.12 – Gauche : Positions des antennes de l'interféromètre NOEMA situé dans les Alpes françaises (crédits : IRAM). Droite : antennes de l'interféromètre *ALMA* (crédits : EFE/Ariel Marinkovic).

$uv$ reste discrète. Pour tenir compte de cet effet, on peut définir une fonction de poids, $W(u,v)$, prenant la valeur 0 dans les zones où le plan $uv$ n'est pas échantillonné :

$$I'(x,y) \propto \int_u \int_v W(u,v) V(u,v) \mathrm{e}^{-i2\pi(ux+vy)} \mathrm{d}u\mathrm{d}v\,. \tag{1.26}$$

Différentes valeurs peuvent être choisies pour la fonction de poids. La fonction de poids naturelle consiste à donner la valeur 1 à chaque poids. Cette méthode est la plus intuitive ; elle favorise les lignes de base les plus courtes, ce qui permet d'avoir un bon rapport signal à bruit, au détriment de la résolution. La fonction de poids uniforme permet quant à elle de donner plus d'importance aux grandes lignes de base, ce qui augmente la résolution des données, mais dégrade le rapport signal à bruit. De manière analogue aux lobes d'une antenne unique, cette fonction de poids permet d'obtenir le lobe sale de l'interféromètre, $B(x,y)$ :

$$B(x,y) = \int_u \int_v W(u,v) \mathrm{e}^{-i2\pi(ux+vy)} \mathrm{d}u\mathrm{d}v\,. \tag{1.27}$$

La distribution d'intensité que l'on mesure réellement, $I'(x,y)$ est donc la convolution de la distribution réelle $I(x,y)$ et du lobe :

$$I'(x,y) = I(x,y) \otimes B(x,y) \tag{1.28}$$

Afin de retrouver l'image de la source $I(x,y)$, il est nécessaire d'appliquer des algorithmes de déconvolution que l'on décrira dans la section 1.3.2.

### Interféromètre du Plateau de Bure et NOEMA

Le principal réseau d'antennes que j'ai utilisé pendant ma thèse pour observer est l'interféromètre du Plateau de Bure dans les Alpes françaises (44°38' Nord, 05°54' Est),

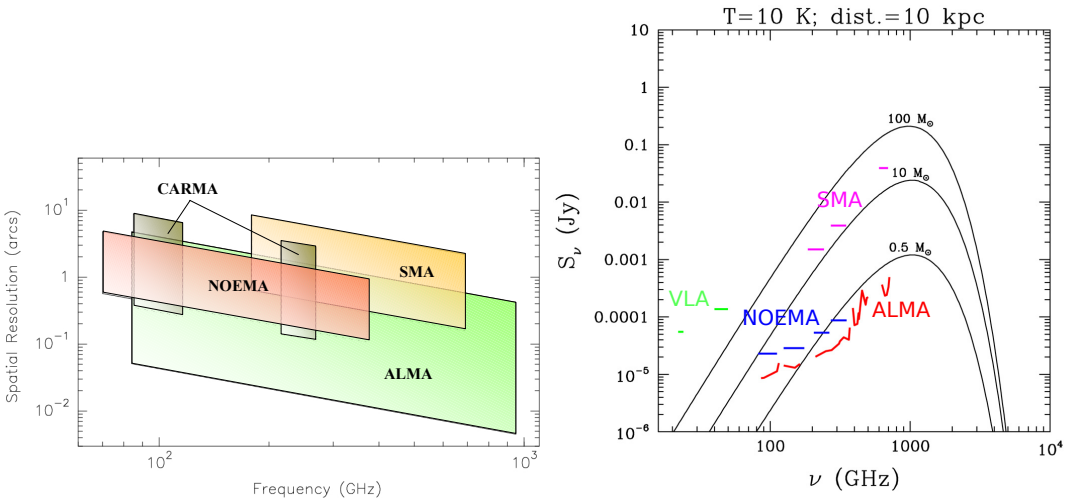


FIGURE 1.13 – Gauche : Pouvoir de résolution des interféromètres en fonction de la fréquence. Droite : spectre de l'émission de la poussière dans des nuages moléculaires situés à 10 kpc à 10 K, pour différentes masses. La sensibilité à $3\sigma$ d'ALMA, de NOEMA, du SMA et du VLA sont représentées pour 5 h d'observations sur la source (crédits : IRAM [2]).

géré par l'Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM). Il permet d'observer dans le domaine radio à des longueurs d'onde comprises entre 0,8 et 3 mm. Jusqu'en 2014, 6 antennes de 15 m de diamètre situées à 2550 m d'altitude étaient utilisées, avec des lignes de base dans les directions est-ouest et nord-sud. En septembre 2014, l'inauguration d'une septième antenne a ouvert la voie à l'évolution de l'installation : l'interféromètre du Plateau de Bure devient NOEMA, pour NOrthern Extended Millimeter Array. A terme, 12 antennes et des récepteurs de dernière génération constitueront l'interféromètre le plus puissant de l'hémisphère nord dans le domaine mm/sub-mm, avec des lignes de base pouvant atteindre 2 km pour fournir une résolution allant jusqu'à 0.1". L'objectif du projet est de pouvoir rivaliser avec le plus grand interféromètre connecté du monde, *ALMA*, afin de permettre d'observer avec une sensibilité et une résolution similaires les sources de l'hémisphère nord inaccessibles depuis le Chili (voir figure 1.13).

### Atacama Large Millimiter Array

L'interféromètre *ALMA* est le plus grand réseau d'antennes du monde. Ce projet colossal est une coopération internationale regroupant principalement 4 centres : l'observatoire européen ESO, l'observatoire nord-américain NRAO, l'observatoire du Japon NAOJ et le Chili, où est construit l'interféromètre. Les antennes sont situées sur le plateau de Chajnantor dans les Andes chiliennes (23°18' sud, 67°45' ouest), à 5000 m d'altitude. Ce haut plateau garantit un climat sec et froid la plupart du temps, idéal pour observer. L'interféromètre observe depuis septembre 2011, mais est toujours en cours de finition. Le quatrième cycle d'observations (octobre 2016) prévoit l'utilisation d'au moins 40 antennes de 12 m pour le réseau étendu, et 3 antennes de 12 m et 10 de 7 m pour le réseau compact (ACA) pour récupérer les espacements courts du plan $uv$, nécessaires pour l'observation des sources étendues. La plus longue ligne de base en cycle 4 atteindra 12,6 km.

Les récepteurs permettront d'observer dans une large gamme de longueurs d'onde radio, que l'on sépare en bandes d'observation, allant de 0,3 à 3 mm. A terme, *ALMA* com-

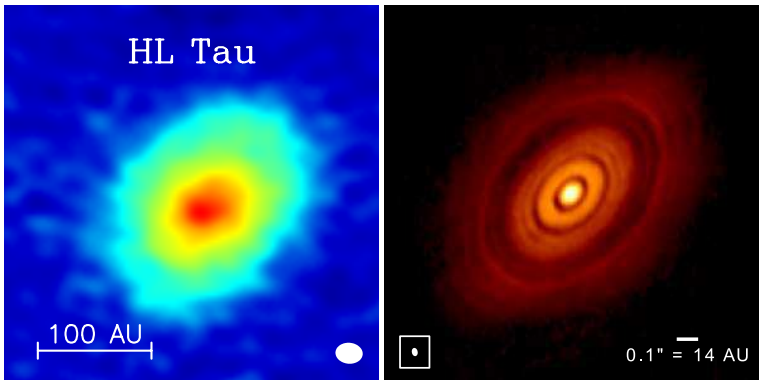


FIGURE 1.14 – Gauche : Observation de la poussière dans le disque proto-planétaire HL Tau avec l'interféromètre américain CARMA, à $\lambda$ =1.3 mm [Kwon et al., 2015]. L'ellipse dans le coin inférieur droit représente le lobe synthétisé, et donc la résolution de l'image. Droite : Image du même disque obtenue avec l'interféromètre *ALMA*, à la même longueur d'onde. L'ellipse en bas à gauche témoigne de la résolution supérieure obtenue avec *ALMA*, permettant de distinguer de anneaux sombres et brillants du disque [ALMA Partnership et al., 2015].

portera 54 antennes de 12 m de diamètre et 12 de 7 m, avec une ligne de base maximale de 16 km qui permettra d'atteindre une résolution de 0,01" pour les longueurs d'onde les plus courtes. L'image du disque proto-planétaire HL Tau, relayée par de nombreux médias, montre les perspectives de découvertes qu'un tel instrument peut apporter. Les observations faites en 2014 ont permis de tester les grandes lignes de base : les images de la figure 1.14 permettent de voir que seules des lignes de bases aussi longues que celle d'ALMA (15,2 km pour cette observation) révèlent les anneaux de poussière de HL Tau. Les capacités d'imagerie d'ALMA font désormais tomber certaines frontières de la radio-astronomie, en particulier dans l'étude des disques autour des étoiles : les observations de plus en plus nombreuses de structures fines dans ces disques, telles des anneaux, des spirales, ou des planètes en formation, sont une étape clé pour comprendre les processus qui gouvernent la formation des systèmes planétaires et leur évolution.

## 1.3 Réduction des données et analyse

Une fois les observations acquises, tout un processus de traitement et d'analyse est nécessaire avant de pouvoir en tirer des informations d'intérêt astrophysique. Selon l'instrument utilisé, une seule antenne ou un réseau d'antennes, les étapes pourront être différentes. Les deux paragraphes qui suivent décrivent la réduction des données de manière spécifique aux observations que j'ai conduites pendant ma thèse. Je ne parlerai par exemple pas du traitement qu'implique une mosaïque d'images, qui concerne des sources très étendues telles les galaxies. Les disques circumstellaires ayant une taille angulaire de quelques dizaines de secondes d'arc tout au plus, le champ de vue des antennes est suffisant pour capter toute leur émission.

### 1.3.1 Observations spectrales avec une antenne unique

Avec une seule antenne, il est difficile de résoudre les disques circumstellaires qui nous intéressent (cf table 1.2). En revanche, les antennes peuvent être équipées de très bon récepteurs hétérodynes, avec un grand pouvoir de résolution spectrale. En effet, les instruments de mesure imposent une discrétisation de la fréquence ; c'est la largeur de ces canaux de fréquence qui est appelée résolution spectrale. La résolution spectrale peut être exprimée en termes de fréquence $\Delta\nu$, de longueur d'onde $\Delta\lambda$, ou de vitesse ($\Delta v$), grâce à la relation suivante :

$$\Delta v = c\frac{\Delta\nu}{\nu} = c\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \tag{1.29}$$

Les récepteurs installés sur les antennes permettent actuellement d'obtenir une résolution de quelques dizaines à quelques centaines de m.s$^{-1}$, ce qui suffit amplement pour résoudre les raies de CO émises dans les disques circumstellaires, d'une largeur typique de quelques km.s$^{-1}$ (un canal de 60 kHz correspond par exemple à 50 m.s$^{-1}$ $s$).

Les observations peuvent également être exprimées en termes de densité spectrale de puissance, $S_\nu$, ou bien de température de brillance $T_B$. La température de brillance d'une source correspond à la température qu'aurait un corps noir dont la densité spectrale d'énergie serait $S_\nu$. Les deux quantités sont reliées par l'approximation de Rayleigh-Jeans (1.6).

La puissance du rayonnement reçue lors des observations est enregistrée en fonction de la fréquence/vitesse, et s'exprime sous forme d'une température, $T_a^\star$, qui ne correspond pas à la température de brillance réelle de la source à cause du chemin parcouru par le signal à travers l'atmosphère, l'antenne et les récepteurs. $T_a^\star$ est toutefois corrigée de l'absorption atmosphérique. Cette température est soit convertie directement en densité de flux grâce à un facteur correctif Jy/K propre à chaque antenne, soit en une autre température, $T_{\rm mb}$, captée par le lobe principal ("main beam") et qui s'exprime en fonction de l'efficacité vers l'avant, $\eta_{eff}$ et l'efficacité du lobe primaire $\eta_{\rm mb}$ :

$$T_{\rm mb} = \frac{\eta_{\rm eff}}{\eta_{\rm mb}} T_A^\star . \tag{1.30}$$

Au cours des observations, des objets brillants autres que la source scientifique sont observés pour étalonner les instruments. Ce sont le plus souvent des planètes ou des quasars brillants. Leur flux étant connu ou modélisable, il sert de référence pour déterminer le flux de la source d'intérêt. Ils sont également utilisés pour ajuster le pointage du télescope. En parallèle, la température du système est mesurée afin d'estimer le bruit (1.12). Grâce à ces mesures, les spectres peuvent donc être étalonnées, généralement automatiquement juste après l'acquisition des données.

Le logiciel CLASS du programme GILDAS [3] permet ensuite de traiter les spectres obtenus. Une des premières étapes consiste à corriger les données pour que leur ligne de base soit uniformément à zéro. Il arrive souvent que ce ne soit pas le cas, mais un ajustement polynomial suffit à y remédier. Il peut également être utile de réduire la résolution

3. Pour plus de renseignements sur GILDAS : https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/

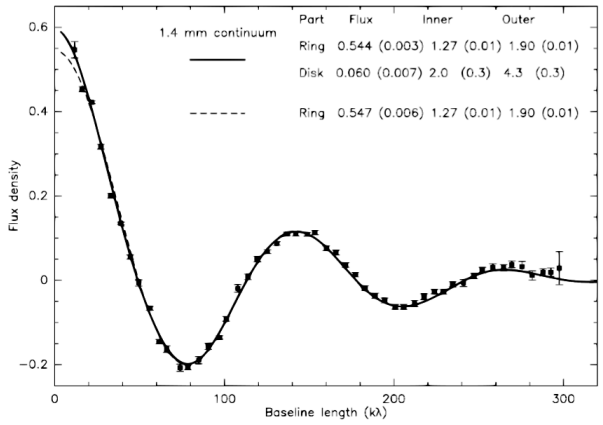


FIGURE 1.15 – Représentation du flux des visibilités du plan $uv$ en fonction de la ligne de base (en unités de longueur d'onde) de l'observation du continuum à 1,4 mm autour du système GG Tau. Les courbes montrent l'ajustement d'un modèle d'anneau (trait discontinu) et d'un modèle anneau+disque (trait continu) [Guilloteau et al., 1999].

des données, afin de réduire l'effet du bruit aléatoire. Ce bruit est d'ailleurs une caractéristique essentielle d'un spectre, puisqu'il quantifie la qualité des observations. Mesuré grâce à l'écart-type des données, $\sigma$, il définit un critère pour la détection d'un signal : si l'intensité du signal est supérieure à $3\sigma$, la probabilité que le signal ne soit pas du bruit est supérieure à 99,73%.

### 1.3.2 Observations interférométriques

Tout comme pour des observations avec une seule antenne, les premières étapes après les observations sont les étapes de calibration. Les antennes observent en plus de la source d'intérêt scientifique des sources brillantes et ponctuelles qui servent à étalonner le flux, l'amplitude, la phase et la bande passante de la source.

Les données contiennent les informations spectrale et spatiale de la source : à chaque point de la source correspond un spectre, et à chaque canal de fréquence correspond une carte à deux dimensions de brillance de la source. Ces informations sont stockées dans une table $uv$.

Une première façon d'analyser des données interférométriques consiste à déterminer la variation du flux en fonction de la longueur de ligne de base $B$. Si le flux mesuré est constant avec $B$, la source n'est pas résolue. Dans ce cas on récupère tout le flux de la source, mais on n'a aucune information sur sa géométrie. En revanche, si la largeur des franges d'interférence est plus petite que celle de la source ($\theta_S$), le flux est diminué en fonction de la longueur de ligne de base comme $\sin(x)/x$, avec $x = \frac{2\pi\theta_S}{B}$. L'ajustement du flux en fonction de B permet alors de déterminer la taille de la source. La source est complètement résolue si on observe au moins le premier zéro de la fonction cardinal (un exemple est donné sur la figure 1.15).

Pour aller plus loin dans l'analyse, il est possible à partir de l'équation 1.28 de déduire la brillance de la source $I(x, y)$ par une méthode de déconvolution : on cherche à retirer le lobe sale de l'image. La déconvolution est une opération non-linéaire, et plusieurs solutions peuvent exister. Il existe une méthode, dite MEM (pour Maximum Entropy Decon-

volution), qui repose sur la détermination d'une image dont les visibilités sont ajustées pour correspondre au mieux aux visibilités réelles. Cependant les algorithmes les plus utilisés pour effectuer cette déconvolution reposent sur la méthode itérative CLEAN [Högbom, 1974]. Son principe consiste à considérer que l'image est un ensemble de sources ponctuelles $i$, chacune ayant une intensité $F_i$. Appelons $F_1$ l'intensité du point le plus brillant de l'image sale lors de la première itération, situé aux coordonnées $(x_1, y_1)$. La première étape consiste à retirer de l'image sale la convolution d'un point d'intensité $\gamma F_1$ avec le lobe sale. On stocke en parallèle dans une nouvelle carte vierge un point d'intensité $\gamma F_1$ à la position $(x_1, y_1)$ ; on appelle cette carte la carte des composantes "clean". Si dans la nouvelle image sale il reste un point dont l'intensité $F_2$ est supérieure à un certain seuil $F_{\text{seuil}}$, on recommence l'opération, autant de fois que nécessaire afin qu'il ne reste plus de point dans la carte d'intensité supérieure à $F_{\text{seuil}}$ (ou jusqu'à atteindre un nombre d'itération prédéfini). La carte des composantes "clean" contient en fait l'information spatiale de tous les points de la carte sale qui ont été sélectionnés par le processus. Un choix adéquat de $\gamma$ (en général de l'ordre de 0,1–0,2) et de $F_{\text{seuil}}$ (de l'ordre de grandeur du bruit dans la carte) garantit l'élimination des artefacts liés à la technique d'interférométrie. L'étape suivante consiste donc à convoluer la carte des composantes "clean" par un lobe "clean" ou synthétisé, choisi pour correspondre à la partie centrale du lobe sale. C'est en général une gaussienne à deux dimensions, dont les petit et grand axes indiquent la résolution de l'observation. La carte des résidus est ensuite rajoutée afin de ne pas perdre de flux, et la somme constitue la carte "clean", censée représenter au mieux l'image réelle de la source. Des exemples de résultats avant et après déconvolution seront donnés au chapitre 3. Il existe des variantes de cette méthode, CLARK, MX ou MRC, qui peuvent améliorer les temps de calcul, mais toutes reposent sur le même principe.

`Major e longinquo reverentia` - *De loin, l'admiration est plus grande*
Tacite, *Annales*, 1, 47

Chapitre 2

# De natura discum

## Sommaire


**2.1 Naissance des étoiles et évolution de la matière circumstellaire . . . . . 46**
**2.2 Les disques proto-planétaires . . . . . 46**
2.2.1 Interprétation des premières observations . . . . . 47
2.2.2 Emission du gaz : premières propriétés du disque . . . . . 48
2.2.3 Structure du disque et composition . . . . . 49
Disque de poussières . . . . . 50
Disque de gaz . . . . . 50
2.2.4 Paramétrisation du disque . . . . . 52
Structure verticale . . . . . 52
Structure radiale . . . . . 53
2.2.5 Formation des planètes . . . . . 53
2.2.6 Dissipation des disques . . . . . 54
**2.3 Disques de débris . . . . . 55**
2.3.1 Processus collisionnels . . . . . 57
2.3.2 Notre disque de débris . . . . . 58
2.3.3 Systèmes planétaires et disques de débris . . . . . 59

## 2.1 Naissance des étoiles et évolution de la matière circumstellaire

Dans l'histoire des disques circumstellaires auxquels nous allons nous intéresser, tout commence lors de la formation des étoiles, dont voici les grandes lignes pour les étoiles $<3$ $M_\odot$ (voir par exemple Shu et al. [1987] pour plus de détails). Les principales phases sont résumées dans la figure 2.1.

Le milieu interstellaire regorge de nuages sombres, denses et froids, dont la masse est comprise entre $10^2$ et $10^7$ $M_\odot$ pour les nuages moléculaires géants. Lorsque perturbé, par exemple par les ondes de choc d'une supernova voisine, le nuage s'effondre gravitationnellement sur lui-même. La pression et la température dans le cœur pré-stellaire augmentent, et la taille de l'objet diminue pour former une protoétoile. On ne parlera véritablement d'étoile que lorsque les réactions de fusion de l'hydrogène s'enclencheront, au bout de quelques millions d'années pour les étoiles de masse solaire.

Revenons au stade de proto-étoile : le cœur proto-stellaire accrète de la matière depuis l'enveloppe de gaz et de poussières, ce qui amplifie la rotation du nuage par conservation du moment cinétique, et provoque la formation d'un disque autour de la proto-étoile. La masse de l'objet central augmente et se contracte sous l'influence de la force de gravitation. Cela entraîne une augmentation du moment cinétique au niveau de l'étoile, qui est évacué sous forme de deux jets bipolaires. La phase proto-étoile est usuellement séparée en deux classes, selon la masse relative de l'étoile et de l'enveloppe : tant que la masse de l'enveloppe est supérieure à celle de l'étoile, l'objet fait partie de la classe 0. Lorsque la masse de l'étoile devient supérieure à celle de son enveloppe, le système bascule dans la classe I. Une enveloppe résiduelle subsiste mais la majorité de la matière est contenue sous la forme de disque.

Après $\sim$1 million d'années d'évolution, l'enveloppe a quasiment disparu, ce qui rend le rayonnement de l'étoile visible : le système est qualifié de classe II. L'étoile a quasiment atteint sa masse définitive et est entourée d'un disque massif de gaz et de poussières dans lequel se forment les planètes, appelé par conséquent disque proto-planétaire. Cette phase est aussi appelée T-Tauri (CTTS pour "Classical T-Tauri Star") ou Herbig pour les étoiles $\geq$2 $M_\odot$, en référence aux premières découvertes de ces objets (voir section 2.2.1).

Enfin, le disque proto-planétaire se dissipe et le système est qualifié de classe III ou WTTS pour "Weak line T-Tauri Star", à cause de l'observation de raies étroites de $H_\alpha$ en particulier, qui indiquent que l'étoile n'accrète plus de matière. Au-delà, l'étoile n'est plus entourée que d'un disque de débris, où la poussière est produite par collisions des grains et planétésimaux.

## 2.2 Les disques proto-planétaires

Deux caractéristiques des systèmes planétaires permettent de situer la formation des planètes au cours de la phase de disque proto-planétaire : 1 – les planètes orbitent dans un même plan autour du Soleil, ce qui suggère que les planètes se sont formées dans un environnement globalement "plat" ; 2 – les planètes géantes sont principalement composées de gaz, elles ont donc été formées avant que le gaz ne se dissipe. La compréhension

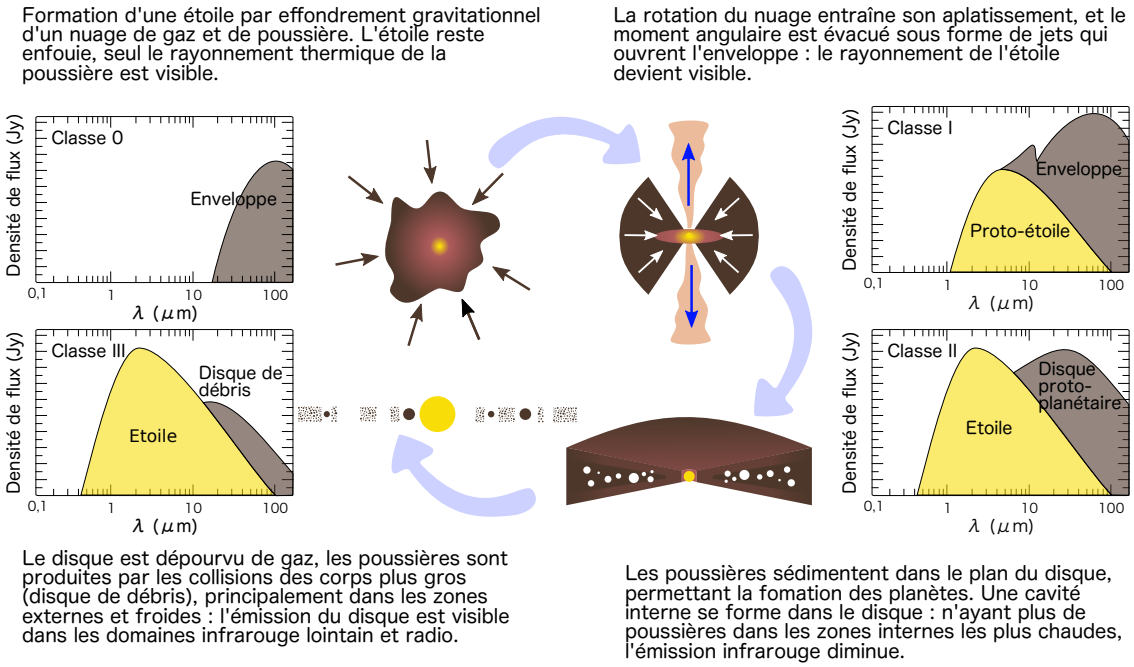


FIGURE 2.1 – Représentation des différentes phases d'évolution de la matière circumstellaire. Pour chaque étape, la densité spectrale d'énergie de l'objet est illustrée (d'après la description de Shu et al. [1987]).

des mécanismes en jeu dans ces disques est donc essentielle pour aborder la formation des systèmes planétaires, et par anthropocentrisme, l'origine du système solaire.

### 2.2.1 Interprétation des premières observations

Les premières observations des disques proto-planétaires remontent au milieu du siècle dernier, lorsque Joy [1945] a identifié des étoiles variables présentant des caractéristiques différentes des autres, notamment de fortes variations de luminosité et la présence de nébulosités brillantes ou sombres autour de ces étoiles. Il a appelé ces objets étoiles de type T-Tauri, faisant référence à l'étoile la plus brillante des 11 sources qu'il a identifiées. Des critères similaires ont été utilisés par Herbig [1960] pour classer les objets autour des étoiles de type spectral A et B. Ambartsumian [1947] identifia que les nébulosités des étoiles T-Tauri pouvaient avoir un lien avec la naissance des étoiles. Une fois acquise l'origine primordiale des T-Tauri et étoiles de Herbig, l'application des modèles de disques d'accrétion de Shakura and Sunyaev [1973] et Lynden-Bell and Pringle [1974] (initalement élaborés pour les disques d'accrétion autour de trous noirs) ont permis d'interpréter les propriétés des étoiles de type T-Tauri et Herbig et de leur environnement. Les nombreuses observations leur donneront par la suite raison, à commencer par la détection de lumière polarisée autour de plusieurs étoiles, interprétée par Elsasser and Staude [1978] comme provenant d'une structure non sphérique et pouvant être un disque.

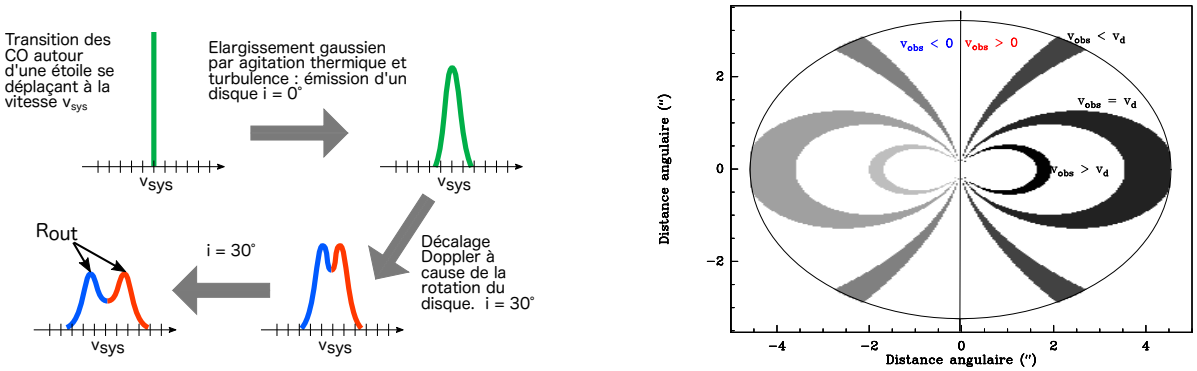


FIGURE 2.2 – Gauche : illustration de l'élargissement des raies par agitation moléculaire et turbulence, et rotation képlerienne d'un disque incliné. Droite : représentation des isovitesses projetées pour différentes fréquences ou vitesses d'observation $v_{\rm obs}$. $v_d$ est la vitesse projetée des particules situées au rayon externe du disque, matérialisé par l'ellipse. Image extraite de la thèse de Piétu [2004].

### 2.2.2 Emission du gaz : premières propriétés du disque

Dans le domaine millimétrique, une des premières études des disques circumstellaires par Beckwith et al. [1990] montre que ces disques sont nombreux et que la formation planétaire doit être un processus courant. Par la suite, les observations résolues des disques ont permis de les imager et de montrer que la vitesse des particules y est képlérienne [Koerner et al., 1993, Dutrey et al., 1994], signe que les disques sont peu massifs par rapport à l'étoile centrale :

$$V(r) = \sqrt{\frac{GM_\star}{r}}. \tag{2.1}$$

Les raies observées proviennent des transitions rotationnelles des molécules, CO étant la molécule observable la plus abondante. Lorsque la densité du gaz est supérieure à la densité critique ( $10^3$-$10^4$ cm$^{-3}$ pour les premières transitions rotationnelles), les raies de CO sont thermalisées par collisions : la température mesurée correspond à la température cinétique du milieu. Si la densité critique n'est pas atteinte, la température correspond en revanche à la température d'excitation du gaz, qui définit la population des deux niveaux de la transition (voir par exemple l'équation 12.40 de T. L. Wilson [2013]). D'autres molécules que CO peuvent être observées dans le disque, comme $HCO^+$, CN, HCN, CS, $H_2CO$, $N_2H^+$, etc [Dutrey et al., 1997, Öberg et al., 2010, Guilloteau et al., 2013] et permettent de sonder la complexité chimique et physique du disque, avec moins de confusion par les nuages interstellaires que le CO.

En pratique, les raies sont élargies à cause de l'agitation thermique des molécules et de la turbulence du milieu. Le profil d'une raie en fonction de la vitesse $v$ est donc gaussien, et s'écrit

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta v}\exp\left[-\left(\frac{v}{\Delta v}\right)^2\right] \tag{2.2}$$

avec $\Delta v = \sqrt{\delta v_{\rm therm}^2 + \delta v_{\rm turb}^2}$. Les termes $\delta v_{\rm therm}$ et $\delta v_{\rm turb}$ représentent respectivement

les élargissements dus à l'agitation thermique et à la turbulence.

De plus, comme le gaz est en rotation autour de l'étoile, si le disque possède une inclinaison $i$ par rapport à un disque vu de face, certaines parties du disque s'éloignent de nous et d'autres se rapprochent. L'émission des régions du disque qui s'éloignent de nous est donc décalée vers les grandes longueurs d'onde par effet Doppler, alors que l'émission des régions qui se rapprochent de nous est décalée vers les courtes longueurs d'ondes. La raie est donc double-piquée, les deux ailes de raies traçant les parties du disque qui s'éloignent et se rapprochent de nous, comme illustré sur la figure 2.2 (voir aussi Beckwith and Sargent [1993]). La vitesse des particules correspond à une vitesse projetée sur la ligne de visée et s'écrit $v.\sin(i)$, ce qui implique que plus le disque est incliné, plus la raie est large. Si le disque est vu de face, la rotation n'a pas d'influence sur la raie.

Lorsque les observations sont résolues, elles permettent de distinguer les différentes régions du disque, qui tournent à des vitesses différentes : les régions internes tournent plus vite que les régions externes, et ont donc une vitesse projetée plus grande. Ainsi, les régions internes sont tracées par les vitesses les plus grandes par rapport à la vitesse de l'étoile, à l'extérieur des pics de la raie. L'émission du centre de la raie, à faible vitesse, provient des régions externes du disque. Les deux pics repèrent donc la vitesse du rayon externe du disque, $v_d = v_{\rm pic} \pm v_{\rm sys}$, qui permet d'estimer le rayon externe $R_{\rm out}$ grâce à la loi de Kepler :

$$R_{\rm out} = \frac{G M_\star}{v_d^2} \tag{2.3}$$

en rappelant que $G$ est la constante gravitationnelle et $M_\star$ la masse de l'étoile centrale. Ainsi, en prenant l'exemple d'un disque proto-planétaire autour d'une étoile de 1 $M_\odot$, des pics écartés de 2 km.s$^{-1}$ de la vitesse systémique correspondent à un rayon externe de 220 ua.

La rotation d'une particule de gaz n'est cependant pas tout à fait képlerienne à cause des forces de pression des autres particules de gaz qui s'ajoutent à la gravitation de l'étoile. La densité de particules étant supérieure à l'intérieur du disque par rapport à l'extérieur, cette force de pression est en général dirigée vers l'extérieur et s'oppose à la force de gravitation : la rotation des particules est donc sub-képlerienne et ralentie de 1% à 500 au, pour T = 30 K [Armitage, 2009]. Cet effet est donc très faible sur le mouvement du gaz, mais a une importance cruciale dans celui des grains solides (voir section 2.2.3).

### 2.2.3 Structure du disque et composition

Un schéma extrait de Henning and Semenov [2013] est présenté sur la figure 2.3 et permet d'illustrer la structure et la composition des disques. Ils sont principalement composés de gaz, sous forme de $H_2$ et He (99%) et de poussières (1%), dont une partie continue d'être accrétée sur l'étoile, à raison d'environ $10^{-9}$ à $10^{-5}$ $M_\odot$/an pour des étoiles de masse <3 $M_\odot$ [Hartigan et al., 1995, Gullbring et al., 1998, Mendigutía et al., 2011]. Les disques ont une masse qui s'échelonne entre 1 $M_\odot$ et $10^{-3}$ $M_\odot$ [Beckwith et al., 1990, Andre and Montmerle, 1994], avec une masse médiane de $10^{-2}$ $M_\odot$ (5 $M_{\rm Jup}$) [Williams and Best, 2014], et s'étendent sur plusieurs centaines d'unités astronomiques. Il est cependant possible que les statistiques soient biaisées par des effets de résolution et de sensibilité. C'est ce

que suggèrent les observations de Piétu et al. [2014] dans la région de formation du Taureau, dont 25% des disques pourraient être compacts avec des rayons <15 ua comme ceux qu'ils ont étudiés.

### Disque de poussières

Bien que la poussière ne compte que pour environ un centième de la masse du disque, elle représente une part importante dans la vie du disque, puisqu'elle va servir de base à la formation des planètes, contenant la plupart des éléments lourds. Avec une fonction de catalyseur de certaines réactions (par exemple la formation de $H_2$), la poussière est également un élément essentiel de la chimie des disques. Aux courtes longueurs d'onde, les grains de poussières dominent l'opacité du disque (voir figure 2.3). Aux longueurs d'onde millimétriques, l'émission de la poussière est en revanche optiquement mince, et permet ainsi d'étudier les conditions physiques du disque et d'évaluer sa masse. La poussière joue notamment un rôle essentiel dans le chauffage du gaz. En effet, elle absorbe le rayonnement stellaire ($\sim$1 $\mu$m) et réémet un rayonnement thermique à plus grande longueur d'onde. Le gaz est également chauffé par l'effet photoélectrique, produit par l'interaction des radiations UV et de la surface des petits grains. Lorsque la densité du milieu est importante, les nombreuses collisions entre les grains et les molécules représentent la principale source de chauffage du gaz dans la couche moléculaire. Composés principalement de carbone et de silicates, les grains de poussière ont une taille inférieure à 0,1 $\mu$m dans les objets les plus jeunes et le milieu interstellaire [Draine, 2003]. Dans les régions froides du disque, les grains sont entourés d'un manteau de glaces, provenant de la condensation des gaz.

De nombreuses preuves montrent que les grains grossissent dans les disques, la plus flagrante étant l'existence des planètes (voir aussi la section 1.1.2). Grâce aux observations dans le domaine millimétrique, qui permettent de sonder le plan du disque riche en poussières et aux expériences en laboratoires, les processus de grossissement des grains peuvent être examinés (voir par exemple la revue de Testi et al. [2014]). Des modèles tentent également de reproduire ces processus (en ne considérant que des grains sphériques ou poreux pour l'instant), et se basent principalement sur les étapes suivantes. Le grossissement commence dans les nuages interstellaires par la collision des grains submicrométriques les uns avec les autres. Les grains ont une faible vitesse qui leur permet de se coller les uns aux autres lors d'une collision, et de former un agglomérat poreux de macromolécules (voir figure 2.4). Ces nouveaux grains sont ensuite compactés par les collisions successives et la pression du gaz [Kataoka et al., 2013]. Le rapport surface/masse diminue donc, et les grains se découplent peu à peu du gaz et sédimentent dans le plan du disque. Cela a pour effet d'augmenter la densité des grains de poussières et de faciliter encore leur grossissement.

### Disque de gaz

La partie droite du disque représenté sur le schéma de la figure 2.3 délimite les trois couches verticales principales : la couche dite "PDR" (pour "PhotoDissociation Region") en surface qui subissent les effets des rayonnements stellaires, la couche moléculaire et le plan médian froid. Le disque possède un gradient vertical de température, comme le ré-

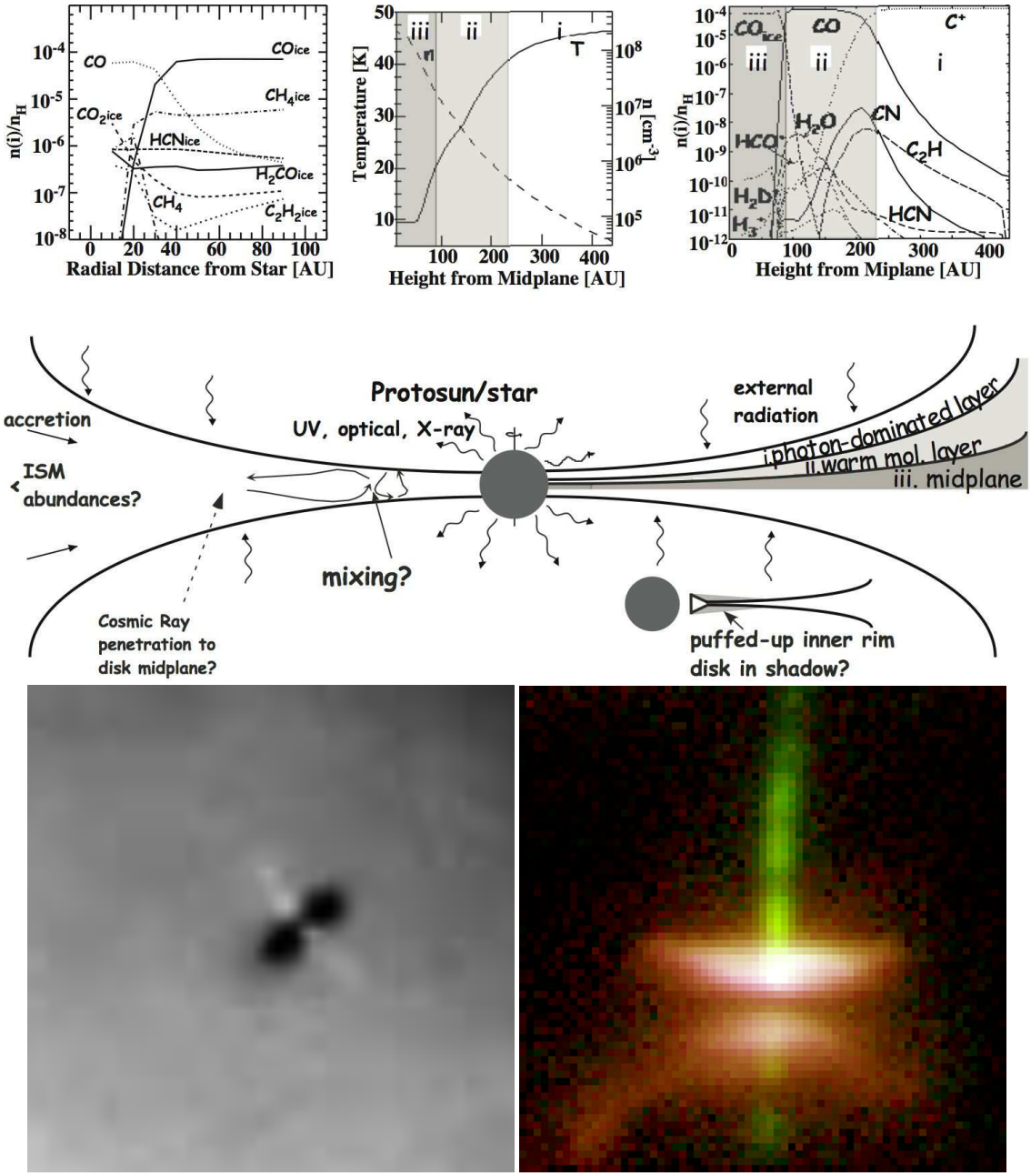


FIGURE 2.3 – Haut : schéma représentant la structure et les principaux mécanismes d'un disque proto-planétaire, extrait de Bergin et al. [2007]. Sont aussi représentées les courbes de température et de densité de quelques molécules en fonction de la distance de l'étoile et/ou de la hauteur dans le disque. Bas gauche : Image *HST* d'un disque circumstellaire vu de profil, dans la région d'Orion [Smith et al., 2005]. On y observe notamment l'évasement du disque dans les parties externes. Bas droite : Image *HST* du disque HH30 vu par la tranche. Le plan du disque est opaque, alors que la surface est illuminée par l'étoile centrale. L'image révèle également bien l'évasement des parties externes du disque. Credits : Chris Burrows (STScI), the WFPC2 Science Team and NASA/ESA.

FIGURE 2.4 – Illustration du grossissement des grains à partir de particules de 0,6 $\mu$m. © 2012 Alexander Seizinger

vèlent les observations de différentes transition de CO et de ses isotopes (voir par exemple Dartois et al. [2003]).

La zone située dans le plan du disque est la plus froide, car le rayonnement stellaire ne peut pas traverser et chauffer le disque jusqu'à ces zones. Les zones les plus externes du plan du disque sont les plus froides, avec des températures de l'ordre de 10-15 K à 100 ua dans les disques T-Tauri, si bien que la majorité des molécules se trouvent condensées sous forme de glaces à la surface des grains de poussière (la température de condensation de CO est de l'ordre de 17-19 K). C'est dans la couche moléculaire (à z∼1 à 3H, voir section 2.2.4) que l'on trouve de nombreuses espèces chimiques en phase gazeuse. Pour finir, la couche en surface du disque est directement exposée aux radiations stellaires et interstellaires, elle est donc très chaude et peu dense. Les molécules ne survivent pas et sont dissociées en atomes, ions ou radicaux.

### 2.2.4 Paramétrisation du disque

Un système pratique pour étudier un disque est un système cylindrique centré sur l'étoile, décrit par un rayon $r$ et l'axe vertical $z$ perpendiculaire au disque. Je décris donc par la suite la structure du disque selon ces deux axes, vertical et radial. Le disque est considéré axisymétrique, en équilibre hydrostatique et isotherme verticalement.

#### Structure verticale

Le disque de gaz est considéré en équilibre hydrostatique, c'est-à-dire que les forces de gravitation et de pression sont en équilibre. Si le disque est verticalement isotherme, il a montré [e.g. Pringle, 1981] que la densité des molécules en un point donné peut s'écrire

$$n(r,z) = n(r,0).\exp\left(-\frac{z^2}{2H(r)^2}\right). \tag{2.4}$$

Le disque est d'autant plus évasé que le rayon est grand. La formule précédente montre que la structure verticale n'est régie que par le terme $H$, appelé échelle de hauteur hydrostatique, qui ne dépend en fait que de la température $T(r)$ :

$$H(r) = \sqrt{\frac{2kr^3T(r)}{GM_\star m_0}}. \tag{2.5}$$

où k est la constante de Boltzmann, G la constante gravitationnelle, $M_\star$ la masse de l'étoile et $m_0 = 2{,}5 m_H$ le poids moléculaire moyen du gaz en unité de masse de l'hydrogène [Beckwith and Sargent, 1993]. Les observations ont confirmé que les disques sont effectivement évasés dans les parties externes (voir les images prises par *Hubble*, figure 2.3).

Nous avons vu dans la partie 2.2.3 que le disque réel n'est pas isotherme, comme illustré sur le schéma de la figure 2.3. Ainsi, on ne peut pas modéliser de manière aussi simple à la fois les observations du [CI] situé en surface du disque et les observations du CO dans les couches plus profondes. Il est cependant possible de modéliser individuellement les observations, sensibles à des zones bien précises du disque. Dans le domaine radio, l'émission provient de couches dans lesquelles le gradient de température est faible. la température peut être considérée comme isotherme, ce qui permet d'utiliser la description de Pringle [1981].

#### Structure radiale

Dans les modélisations les plus simples, les paramètres physiques dépendent de la distance à l'étoile : la hauteur d'échelle $H(r)$ définie précédemment, la température $T(r)$, la vitesse de rotation $V(r)$ et la densité de particules par unité de surface, ou plus simplement densité de surface $\Sigma(r)$. En pratique, d'autres paramètres varient avec le rayon : les abondances chimiques, la turbulence, la viscosité, l'indice de grossissement des grains $\beta$, le coefficient d'absorption $\kappa$, etc.

La vitesse de rotation peut par exemple s'écrire $V(r) \propto r^{-\nu}$, où $\nu = 0{,}5$ dans le cadre de la loi de Kepler. Les observations ont permis de déterminer que cet indice était bien égal à 0,5 et permet alors de déterminer la masse de l'étoile centrale [Simon et al., 2000]. [Beckwith et al., 1990] modélisent également la température et la densité de surface (et donc la hauteur d'échelle) par des lois de puissance en fonction du rayon, une paramétrisation dont les observations ont démontré la validité dans le domaine radio (par exemple Dutrey et al. [1994], Hughes et al. [2008b]). Nous utiliserons donc cette paramétrisation dans nos modélisations (voir section 3.4).

### 2.2.5 Formation des planètes

Notre compréhension du grossissement des grains jusqu'à la formation de planétésimaux se heurte cependant à des barrières théoriques. Par exemple, plus les grains grossissent, plus leur vitesse est élevée et au-delà de $\sim$1 m.s$^{-1}$, sont détruits en grains plus petits [Güttler et al., 2010]) : c'est la barrière de fragmentation. Le deuxième obstacle au grossissement des grains est la barrière de migration radiale : au-delà d'une taille critique de 1 m, les grains migrent et sont accrétés sur l'étoile dans un temps plus court que la durée de vie des disques. L'observation de nombreuses planètes prouve que ces barrières peuvent être dépassées. Une densité de surface plus pentue pourrait augmenter les forces de frottements dans les régions internes, ce qui pourrait stopper la migration [Laibe, 2014]. Des instabilités dans le disque pourraient également favoriser les interactions entre les grains pour former les planétésimaux comme on le verra dans le paragraphe suivant.

Une fois ces barrières dépassées, les particules grossissent par collisions jusqu'à former des planétésimaux de ∼10 km de diamètre en quelques centaines de milliers d'années. A partir de là, la gravitation entre en jeu et accélère les interactions, jusqu'à former des proto-planètes, dont la masse est suffisante pour accréter le gaz alentour et former des planètes géantes gazeuses. Ce scénario appelé, "core accretion" [Pollack et al., 1996], part d'une petite échelle de taille pour construire des blocs de la taille de planètes ("bottom-top"). Une autre approche existe, et consiste à prendre comme point de départ de larges structures dans le disque, pour former des objets plus petits de la taille des planètes ("top-bottom"). Cette théorie invoque l'effondrement gravitationnel d'une surdensité dans la distribution de poussières pour former des planétésimaux. Cette théorie est en particulier justifiée par le nombre croissant d'observations de surdensités dans les disques de poussières [van der Marel et al., 2013, Pérez et al., 2014, Casassus et al., 2015, Marino et al., 2015a]. De plus, dans le cas du système solaire, les simulations de Morbidelli et al. [2009] ne permettent pas de reproduire la distribution de la taille des astéroïdes avec la collision de corps de taille kilométrique. Cela suggère que les particules solides sont rapidement passées de l'échelle sub-métrique à des planétésimaux >100 km sans intermédiaire.

### 2.2.6 Dissipation des disques

En observant des amas de jeunes étoiles âgés de 0,3 à 30 millions d'années, Haisch et al. [2001] ont montré que le nombre de disques détectés dans l'infrarouge dans un amas diminue avec l'âge, ce qui leur a permis d'estimer que l'échelle de temps de dissipation des disques est de ∼6 millions d'années (figure 2.5). Si des proto-planètes se sont formées dans le disque, elles peuvent participer à la dispersion du disque en accrétant le gaz et la poussière. Dans le système solaire, la masse des planètes représenterait moins de 10% de la masse initiale du disque (voir Weidenschilling [1977b] et Desch [2007] pour une discussion sur la masse minimum de la nébuleuse solaire).

Les principaux mécanismes qui dissipent le disque, et notamment le gaz, sont l'accrétion de la matière sur l'étoile et la photoévaporation par le rayonnement stellaire. Dans le premier cas, à cause de la conservation du moment angulaire dans un disque à étalement visqueux, la masse qui est accrétée sur l'étoile transfère son moment angulaire à la masse plus éloignée. Cette masse est alors contrainte de circuler sur des orbites plus lointaines. En d'autres termes, les parties internes d'un disque visqueux sont accrétés vers l'étoile, alors que les parties externes s'étalent vers l'extérieur. Le mécanisme de photoévaporation provient du chauffage de la surface des disques par les rayonnements stellaire et interstellaires (voir par exemple Alexander et al. [2006]). Le gaz s'échappe donc du disque sous forme de "vents". La dissipation du gaz par ce mécanisme a un impact sur tout le disque. En effet, Gorti et al. [2015] ont montré que les poussières suffisamment grosses ne sont pas couplées au gaz qui s'échappe et subsistent dans le milieu : il reste environ 30% des particules solides à la fin de la dissipation des disques, alors que la moitié du gaz serait photoévaporée. Cela entraînerait une augmentation locale du rapport de la masse de poussière par rapport à la masse du gaz et faciliterait la concentration des particules de poussière par instabilités [Johansen et al., 2015].

Les disques dont le gaz est en cours de dissipation, comme HD 141569 étudié au chapitre 3, sont donc essentiels pour poser des contraintes sur les conditions physiques de

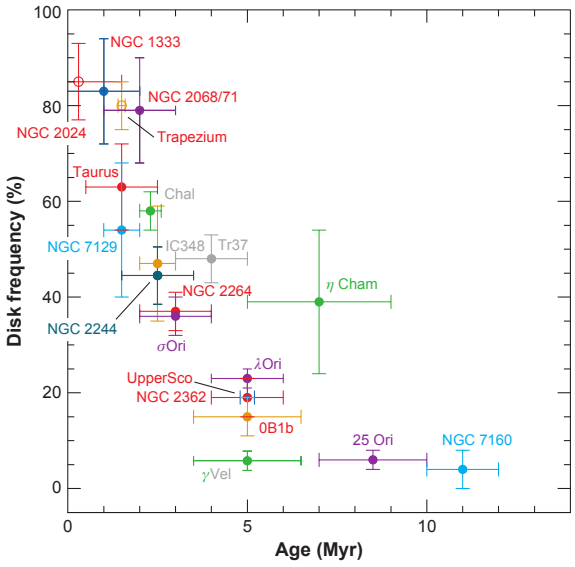


FIGURE 2.5 – La figure extraite de Wyatt [2008] montre que la fraction des disques dans les amas d'étoiles diminue avec l'âge, sur une échelle de temps de l'ordre de 6 millions d'années [Haisch et al., 2001].

la phase de dissipation des disques et progresser dans notre compréhension les mécanismes de la formation planétaire.

## 2.3 Disques de débris

Après quelques millions d'années, le gaz est dissipé et le système bascule vers la classe III (figure 2.1), à savoir un disque de débris optiquement mince, composé principalement de grains de poussières.

Selon la taille des particules, les grains migrent vers l'intérieur ou l'extérieur du disque. Dans un disque de débris, *a priori* dépourvu de gaz, le mouvement des grains est dominé par la pression de radiation de l'étoile ($F_{\text{rad}}$), la gravité ($F_{\text{grav}}$), de direction radiale et de sens opposés. Le facteur $\beta_{\text{rad}}$ de l'équation (2.6) mesure le rapport de ces deux forces :

$$\beta_{\text{rad}} = \frac{F_{\text{rad}}}{F_{\text{grav}}} \propto \frac{1}{\rho\, a} \frac{L_\star}{M_\star} \tag{2.6}$$

avec $\rho$ la masse volumique du grain, $a$ son diamètre, $L_\star$ et $M_\star$ les luminosité et masse de l'étoile centrale.

Deux comportements apparaissent donc :

— le rapport étant inversement proportionnel à la taille et à la densité du grain, les petits grains (typiquement a $\leq 1\ \mu m$) sont dominés par la force de radiation : ils sont éjectés du système lorsque $\beta_{\text{rad}} > 0{,}5$, sur une échelle de temps comparable à leur période de révolution autour de l'étoile ;
— les grains plus gros (<100 $\mu$m) et plus denses sont retenus dans le système par la force de gravitation. Ils sont tout de même sensibles à la pression de radiation de

l'étoile, qui entraîne l'effet Poynting-Robertson. Il agit sur la composante tangentielle de la vitesse de la particule : le rayonnement stellaire arrive avec une composante opposée à la vitesse du grain de poussière, ce qui réduit cette vitesse et donc son moment angulaire, le grain spirale vers l'intérieur et finit par "tomber" sur l'étoile. La vitesse de migration étant proportionnelle à $\beta_{\rm rad}$ [Moro-Martin, 2013], l'effet Poynting-Robertson est donc particulièrement fort sur les petites particules.

Si du gaz est encore présent dans le système, les petits grains (<100 $\mu$m, Takeuchi and Artymowicz [2001]) sont couplés au gaz mais ressentent cependant les effets de pression de radiation et Poynting-Robertson décrits précédemment. En revanche, les grains plus gros, de taille supérieure à une centaine de microns, sont découplés du gaz et ont des orbites kepleriennes. Mélangés au gaz, ils subissent alors des forces de frottement et un "vent" créé par la différence de vitesse entre celle des grains et celle du gaz (sub-képlerienne).

Là encore, deux phénomènes interviennent selon la taille des particules :

— parmi les particules découplées (pour rappel, >100 $\mu$m), les plus petites sont encore sensibles à la pression de radiation de l'étoile. La force de radiation peut ralentir les particules comme dans l'effet Poynting-Robertson, à des vitesses plus faibles que celles du gaz. Le "vent" créé par la différence de vitesse fait gagner du moment angulaire à la particule, qui par conservation entraîne une migration vers l'extérieur du disque ;

— les grosses particules (quelques centaines de microns et plus), sont quant à elles insensibles à la pression de radiation : leur vitesse keplérienne est donc supérieure à celle du gaz dans lequel elles se déplacent, ce qui leur fait perdre du moment angulaire. De ce fait, les grains de poussières migrent vers l'intérieur du disque, et ce d'autant plus vite que les particules sont massives, avec des vitesses jusqu'à 100 m.s$^{-1}$ pour des particules de la taille du mètre [Weidenschilling, 1977a].

La détection des disques de débris n'a été possible qu'à partir des années 1980 avec le télescope spatial *IRAS*, premier satellite observant le domaine infrarouge. En détectant autour de l'étoile Vega un excès d'émission infrarouge, Aumann et al. [1984] ont pour la première fois mis en évidence la présence de poussière autour d'une étoile. Ces grains, d'une taille inférieure à 100 $\mu$m [Harper et al., 1984], ne pouvaient pas avoir survécu depuis la formation du système : ils devaient soit avoir été évacués par pression de radiation de l'étoile, soit être tombés en quelques milliers d'années sur l'étoile (voir section 2.2.3). Sachant que Véga est âgée de $\sim$ 400 millions d'années, seul le renouvellement de ces grains par la collision de corps plus gros pouvait expliquer leur présence. Cette observation suggérait donc la présence de corps massifs qui pouvaient être les débris subsistant de la formation planétaire. Onze ans avant de découvrir les premières planètes extra-solaires, on avait donc matière à penser qu'elles pouvaient exister ailleurs.

A partir des 3 disques de débris les plus brillants, Véga, $\beta$ Pic et Fomalhaut, Backman and Paresce [1993] ont défini les caractéristiques principales du "phénomène Véga" : l'excès infrarouge autour de ces disques est produit par l'émission thermique des grains de poussières, les grains de poussières de ces disques sont plus gros que dans le milieu interstellaire et forment un disque dans le plan équatorial de l'étoile de 100 à 1000 ua, les zones internes étant relativement vides de poussières. La masse de poussière observable est de l'ordre de $10^{-3}$-$10^{-2}$ $M_\oplus$. En plus de ces trois disques, le satellite spatial *IRAS* a détecté une centaine d'autres objets qui étaient de bons candidats pour entrer dans la catégorie des étoiles de type Véga, à savoir les disques de débris.

Une définition plus précise des propriétés de ces disques est apportée par Lagrange et al. [2000] :

— le rapport de la luminosité de la poussière par rapport à celle de l'étoile est très inférieur à 1 : $L_{grains}/L_{\star} \ll 1$ (milieu optiquement mince). Ce rapport est parfois appelé luminosité fractionnelle, notée $f$ ;
— la masse du disque est également faible par rapport à celle des étoiles : M(grains+gaz)$\ll 0,01\ M_{\odot}$, cette valeur étant la masse minimum de la nébuleuse solaire ;
— la dynamique des grains n'est pas contrôlée par le gaz : $M_{gaz} \ll 10\ M_{grains}$ ;
— le temps de destruction des grains est plus court que l'âge de l'étoile.

Ce dernier critère définit l'appellation des disques de débris : les grains sont de seconde génération, produits par collisions, et signent la présence de corps plus gros, qui peuvent être les résidus de la formation planétaire.

Les générations de télescopes se sont succédées et ont permis de mieux comprendre la physique de ces objets. Le télescope spatial *Spitzer* a par exemple montré qu'un excès infrarouge autour des étoiles de type A était observé pour plus d'un tiers des étoiles, et que cet excès semble être corrélé à l'âge du disque, décroissant en ∼1/t [Su et al., 2006]. Par la suite, *Herschel* a permis d'observer des disques avec une meilleure sensibilité et un plus grand pouvoir de résolution. Le programme DUNES (DUst around NEarby Stars) a observé 133 étoiles de type FGK, avec un taux de détection de disques de débris de 20 ± 2%, résolus pour la moitié d'entre eux. Cette étude a également révélé des disques froids seulement détectés aux longueurs d'onde >100 $\mu$m, et qui pourraient être des disques ayant suivi une évolution dynamique "calme" [Krivov et al., 2013].

**$\beta$ Pictoris** Un des disques les plus intensément étudiés est celui de l'étoile $\beta$ Pictoris, situé à 19 pc. Le disque de débris a été découvert peu après celui de Véga, et fut le premier à avoir été imagé par Smith and Terrile [1984] (voir 2.7), montrant un disque vu par la tranche autour d'une étoile de type A5V de ∼21 millions d'années [Binks and Jeffries, 2014]. De nombreuses études ont montré que des grains sub-microniques étaient présents autour du disque, et ne pouvaient exister que par des processus collisionnels, comme pour Véga (voir par exemple Backman et al. [1992]). En parallèle, du gaz de seconde génération a été détecté et interprété comme provenant de l'évaporation d'objets de type cométaire, appelés FEB pour "Falling Evaporating Bodies" [Lagrange-Henri et al., 1989]. De nombreuses observations ont révélé que le disque est asymétrique. Il présente un gauchissement qui pourrait être produit par la présence d'une planète entre 1 et 20 ua, avec une masse comprise respectivement entre 10 $M_{Jup}$ et 3 $M_{\oplus}$ [Mouillet et al., 1997]. Cette planète a été directement observée par Lagrange et al. [2009] à une distance de 8 ua, et aurait une masse de ∼8 $M_{Jup}$. Les images récentes dans le domaine radio montrent également une zone riche en gaz et en poussières, interprétée comme le signe d'une récente collision massive de planètes ou de collisions de planétésimaux en résonance avec une planète [Dent et al., 2014].

### 2.3.1 Processus collisionnels

Dans un disque, lorsque les excentricités des planétésimaux dépassent $10^{-3}$-$10^{-2}$, une cascade collisionnelle se met en place. Les collisions produisent de la poussière, dont la

distribution de taille $a$ s'écrit d'après Dohnanyi [1969], Tanaka et al. [1996]

$$\frac{\mathrm{d}n(a)}{\mathrm{d}a} \propto a^{-3,5}. \tag{2.7}$$

Ainsi, les collisions produisent plus de petites particules. Celles dont la taille est supérieure à $a_{min}$, définie par un rapport $\beta = F_{rad}/F_{grav} < 0,5$, subsistent dans le disque alors que les particules de taille inférieure sont éjectées. Les observations ont montré que cette loi reproduit bien la distribution en taille des poussières dans les disques de débris, comme le montre par exemple l'étude des disques AU Mic et HD 181327 [Augereau and Beust, 2006, Lebreton et al., 2012].

### 2.3.2 Notre disque de débris

Dans notre propre système solaire, il reste encore des débris rocheux de la formation des planètes. Les plus gros corps sont les astéroïdes et les comètes, regroupés en deux ceintures. La ceinture d'astéroïdes principale est située entre Mars et Jupiter, et est composée de corps de toutes tailles, du grain de poussière à plusieurs centaines de kilomètres. Les deux plus gros corps sont l'astéroïde Vesta (∼530 km de diamètre) et la planète naine Cérès (∼950 km de diamètre). A l'extérieur de l'orbite de Neptune, la ceinture de Kuiper s'étend de ∼30 à 50 au et est de 20 à 200 fois plus massive que la ceinture d'astéroïdes. Elle abrite toutes les autres planètes naines du système solaire, en particulier Pluton. Les objets de la ceinture de Kuiper sont des comètes, riches en glaces et composés organiques qui sont vaporisés lors d'un passage près du Soleil. La présence dans le système solaire de comètes à longue période, comme Hale-Bopp dont la révolution dure quelques milliers d'années, suggère qu'il existe un réservoir de comètes appelé nuage de Oort au-delà de la ceinture de Kuiper, pouvant s'étendre de 2000 à 50000 ua du Soleil.

L'étude des astéroïdes et des comètes est un enjeu actuel d'importance puisqu'ils sont les restes de la formation des planètes de notre système. La sonde *Rosetta* en orbite autour de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko depuis 2014 et l'atterrisseur *Philae* ont par exemple détecté de nouveaux composés organiques et des grains non pas silicatés mais riches en carbone, ce qui montrerait que les molécules organiques dès l'origine formaient des agglomérats et n'étaient pas seulement piégées dans la glace [Goesmann et al., 2015, Bibring et al., 2015]. L'étude du rapport D/H de plusieurs comètes, et de la valeur *in situ* de 67P/C-G suggère également que l'eau terrestre ne provient pas des comètes [Altwegg et al., 2015].

Avant le lancement du satellite *Herschel*, les instruments n'avaient pas la sensibilité pour détecter des disques peu massifs comme notre ceinture de Kuiper. Sa faible masse pourrait être expliquée par le modèle de Nice [Gomes et al., 2005, Tsiganis et al., 2005], et proviendrait du phénomène de migrations des planètes qui a eu lieu il y a 3,8 milliards d'années (donnant lieu en particulier au grand bombardement tardif des planètes) [Levison et al., 2008]. Les instabilités ainsi créées par les migrations des planètes géantes auraient éjecté 99,5% de la masse de débris.

Depuis, le nombre et la variété de disques découverts a considérablement augmenté. Les résultats des observations du satellite *Herschel*, qui a observé les disques à des longueurs d'ondes supérieures à 70 $\mu m$, permettent de remettre en contexte la ceinture de

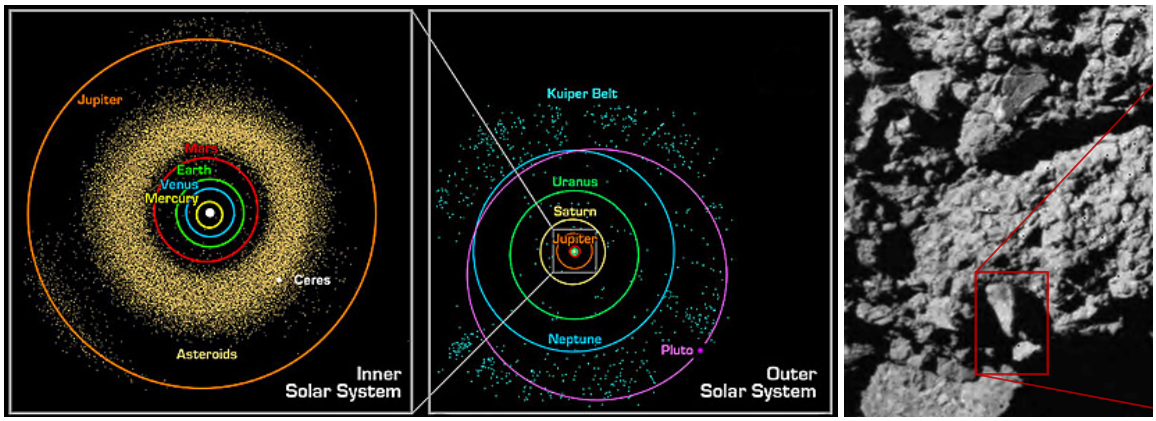


FIGURE 2.6 – Gauche : illustration de la ceinture d'astéroïde entre Mars et Jupiter (gauche) et des objets de la ceinture de Kuiper (droite) (Crédits : A. Feild (STScI)). Gauche : image de la surface de la comète 67P/C-G, prise avec la caméra *CIVA* de la sonde *Philae*. La faible réflectance du matériau témoigne d'une composition riche en matière organique [Bibring et al., 2015].

Kuiper. Parmi un échantillon de 204 disques de débris observés avec le télescope, Moro-Martín et al. [2015] estiment en effet que le système solaire est un disque classique, dont la luminosité (et donc sa masse) est dans la moyenne de celle des disques détectés.

### 2.3.3 Systèmes planétaires et disques de débris

Malgré l'essor actuel de la détection directe d'exo-planètes (3439 planètes confirmées au 27 juin 2016, Exoplanets.eu), les disques de débris peuvent encore nous apporter des informations sur les systèmes planétaires. Les simulations numériques suggèrent par exemple une forte corrélation entre la présence d'un disque de débris froid ($\lambda > 25\,\mu m$) et la présence de planètes telluriques dans le système [Raymond et al., 2011, 2012], sans être confirmée par les observations à ce jour. En effet, un disque de débris important témoignerait d'une évolution dynamique calme où les planétésimaux ont plus de chance de survivre et de former des planètes telluriques. Les disques de débris sont donc de bons candidats pour rechercher des systèmes planétaires avec des planètes de faible masse. De plus, les instruments ont désormais la capacité de résoudre les disques, fournissant des informations spatiales. Ainsi, les images révèlent souvent la présence d'anneaux et de sillons dans les disques, qui peuvent être sculptés par des planètes, comme autour des étoiles HR 4796 et Fomalhaut (figure 2.7).

`E fructu arbor cognoscitur` - *On reconnaît l'arbre à ses fruits.*

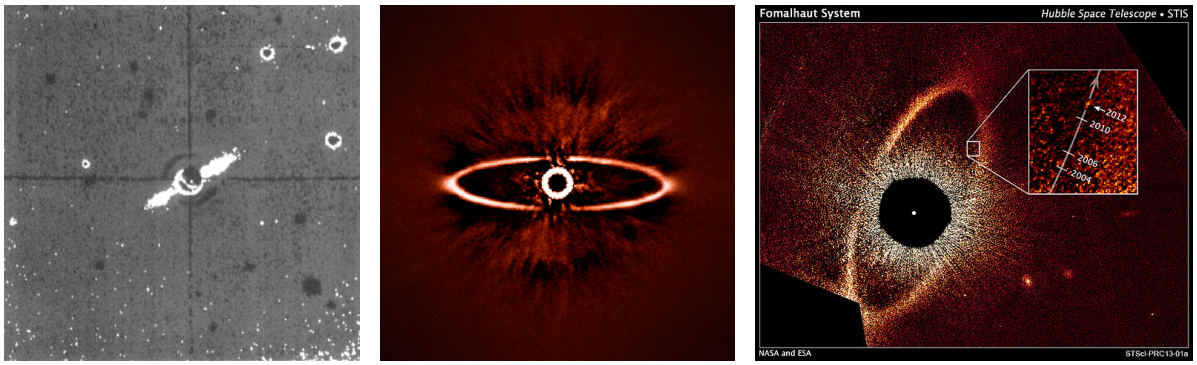


FIGURE 2.7 – Gauche : première image d'un disque de débris, celui de $\beta$ Pictoris [Smith and Terrile, 1984]. Centre : disque de débris observé par *SPHERE* autour de HR 4796 (Crédits : ESO/J.-L. Beuzit et al./SPHERE Consortium). Droite : disque autour de Fomalhaut observé par le télescope *Hubble*. Une planète très excentrique a été détectée (voir zoom) et pourrait croiser la ceinture de débris en 2032 [Kalas et al., 2008, 2013].

Chapitre 3

# Etude de cas : HD 141569

## Sommaire


**3.1 Historique et présentation du système . . . 62**
3.1.1 Disque de débris . . . 62
Images du disque de poussières . . . 63
Composition de la poussière du disque de débris . . . 64
3.1.2 Disque de gaz . . . 66
3.1.3 Statut évolutif et intérêt spécifique de HD 141569 . . . 67
**3.2 Observations millimétriques . . . 68**
3.2.1 *NOEMA* . . . 69
3.2.2 *ALMA* . . . 70
**3.3 Analyse des données . . . 70**
3.3.1 Emission des poussières - continuum . . . 70
3.3.2 Analyse dans le plan de Fourier . . . 71
3.3.3 Analyse dans le plan image . . . 73
3.3.4 Mesure de l'indice de la poussière $\beta$ . . . 74
3.3.5 Emission du gaz : raies de CO . . . 75
Opacité du $^{12}$CO et du $^{13}$CO . . . 75
Extension du disque et cavité . . . 78
Gradient de vitesse . . . 78
**3.4 Modélisation avec DiskFit . . . 80**
3.4.1 Description du code . . . 80
3.4.2 Résultats . . . 80
**3.5 Masses des disques . . . 85**
3.5.1 Masse de la poussière . . . 85
3.5.2 Masse de gaz . . . 85
3.5.3 Rapport de masses gaz/poussières . . . 86
3.5.4 Limites supérieures sur le contenu moléculaire du disque . . . 87
**3.6 Discussion . . . 87**
3.6.1 Comparaison optique/mm . . . 87
3.6.2 HD 141569, un disque hybride . . . 89
**3.7 En bref . . . 91**

## 3.1 Historique et présentation du système

HD 141569 est un système composé de trois étoiles : l'étoile primaire HD 141569A de type spectral A0V est accompagnée par une étoile binaire de type spectral M (HD 141569B et C), avec une séparation visuelle de 7,5". D'après Reche et al. [2009], le système binaire n'est pas lié à HD 141569A, puisque la différence de vitesse entre l'étoile A et les compagnons B et C est de 5,8 km.s$^{-1}$, supérieure à la vitesse d'échappement du système (2,6 km.s$^{-1}$). Ces mêmes auteurs estiment que la binaire n'aurait fait que survoler HD 141569A il y a 5000 à 8000 ans, en passant au plus près à 600 au de l'étoile. Nous désignerons ainsi par souci de simplicité HD 141569A simplement par HD 141569. Ses caractéristiques physiques sont présentées dans la table 3.1. Dans la suite du chapitre, on adopte la distance de 116 pc, d'après les mesures de *Hipparcos* [van Leeuwen, 2007]. Les valeurs de la littérature sont corrigées lorsqu'une distance différente a été considérée.

TABLE 3.1 – Paramètres stellaires de HD 141569A

| Paramètres | Valeurs | Références |
|---|---|---|
| Coordonnées (AD ; DEC) | 15h49m57.75s ; -03°55'16.34" | 1 |
| Mouvements propres (mas/an) | -18,4 ± 0,7 (AD) -19,3 ± 0,6 (DEC) | 1 |
| Vitesse radiale LSR (km.s$^{-1}$) | 6,0 ± 0,5 | |
| Distance (pc) | 116 ± 8 | 1 |
| Type spectral | A0V – B9,5V | 3, 4 |
| Masse ($M_\odot$) | 2,00 ± 0,06 | 2 |
| Rayon ($R_\odot$) | 1,7 | 2 |
| Luminosité ($L_\odot$) | 30 ± 8[1] | 2 |
| $T_{eff}$ (K) | 10000 ± 200 | 2 |
| Log(g) | 4,28 ± 0,04 | 2 |
| Age (×10$^6$ ans) | 5 ± 3 | 5 |
| Taux d'accrétion ($M_\odot$/an) | $1.10^{-8}$ – $1.10^{-11}$ | 6, 2 |
| v.sin(i) (km.s$^{-1}$) | 236 ± 15 | 2 |
| Métallicité [Fe/H] | -0,5 ± 0,1 | 2 |

Note : [1] corrigée de la distance, à 116 pc.
Références : 1 – van Leeuwen [2007] ; 2 – Merín et al. [2004] ; 3 – Andrillat et al. [1990] ; 4 – Jaschek and Jaschek [1992] ; 5 – Weinberger et al. [2000] ; 6 – Brittain et al. [2007]

### 3.1.1 Disque de débris

L'étoile est entourée par un disque de poussières qui fut détecté lors des observations à 12 $\mu$m, 25 $\mu$m, 60 $\mu$m et 100 $\mu$m du télescope *IRAS*. Jaschek et al. [1986] identifient un excès infrarouge maximal à 60 $\mu$m, correspondant à une température de 100 K. Walker and Wolstencroft [1988] caractérisent plus en détail l'émission infrarouge ; ils notent en particulier que l'émission est étendue à 60 $\mu$m, et que l'excès correspond à de la poussière située à 63 au, avec une température de corps noir de 95 K. Sylvester et al. [1996] ont modélisé la densité spectrale d'énergie de l'étoile afin de déduire la luminosité fractionnelle du disque de poussière : $L_{IR}/L_\star = 8{,}4.10^{-3}$. L'émission de la poussière est donc optiquement mince aux longueurs d'onde infrarouges. Par la suite, d'autres mesures photométriques à de plus grandes longueurs d'onde ont été effectuées, notamment par les satellites *Spitzer* et *Herschel*, ou divers radiotélescopes dans le domaine millimétrique. Une liste de ces

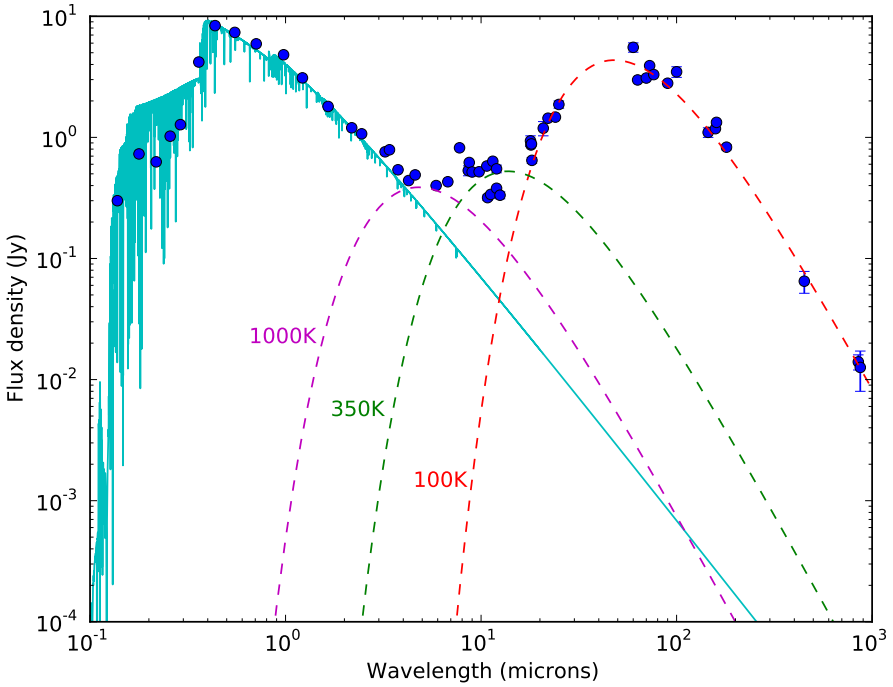


FIGURE 3.1 – Distribution spectrale d'énergie de HD 141569. Les points de photométrie proviennent de la table A.1 de Thi et al. [2014]. Un spectre NextGen à 10000 K en cyan représente l'émission de la photosphère. Une illustration de l'émission de trois corps noirs à 100, 350 et 1000 K est représentée par les courbes en pointillés.

mesures est présentée dans la table A.1 de Thi et al. [2014]. J'ai utilisé ces données pour construire la densité spectrale d'énergie présentée sur la figure 3.1. Un modèle NextGen [Hauschildt et al., 1999] est utilisé pour reproduire la photosphère de l'étoile, ayant pour caractéristiques $T_{eff}$ = 10000 K, log g = 4 et une métallicité [Fe/H] = -0,5. L'émission de corps noirs à 100 K, 350 K et 1000 K est tracée afin de montrer qu'une seule température de grains ne suffit pas à reproduire l'excès infrarouge.

### Images du disque de poussières

Les premières images du disque de poussières ont été obtenues grâce au télescope spatial *Hubble* et révélèrent que la poussière sub-micronique est répartie dans les zones externes du disque en deux anneaux situés à ∼250 et 400 ua, séparés par une zone moins dense [Augereau et al., 1999, Weinberger et al., 1999]. La surbrillance du côté est provient de la diffusion vers l'avant des poussières, et indique que ce côté est le plus proche de nous. Mouillet et al. [2001] notent également la présence d'un arc dans la partie nord-est du disque entre les deux anneaux principaux, une cavité centrale (r ≤ 200 ua) ainsi qu'une émission diffuse s'étendant à plus de 600 ua de l'étoile centrale. Clampin et al. [2003] ajoutent à la liste des structures observées la présence de spirales, dont la plus externe (sud-ouest) semble connectée avec les étoiles compagnons. En plus de retrouver ces structures, les observations *Gemini/NICI* de Mazoyer et al. [2016] soulignent la complexité de l'anneau à ∼230 ua, dédoublé dans la partie est. Les images *NICI* mettent particulièrement en évidence la pente abrupte interne de cet anneau ($r^{\alpha>20}$), qui suggère une

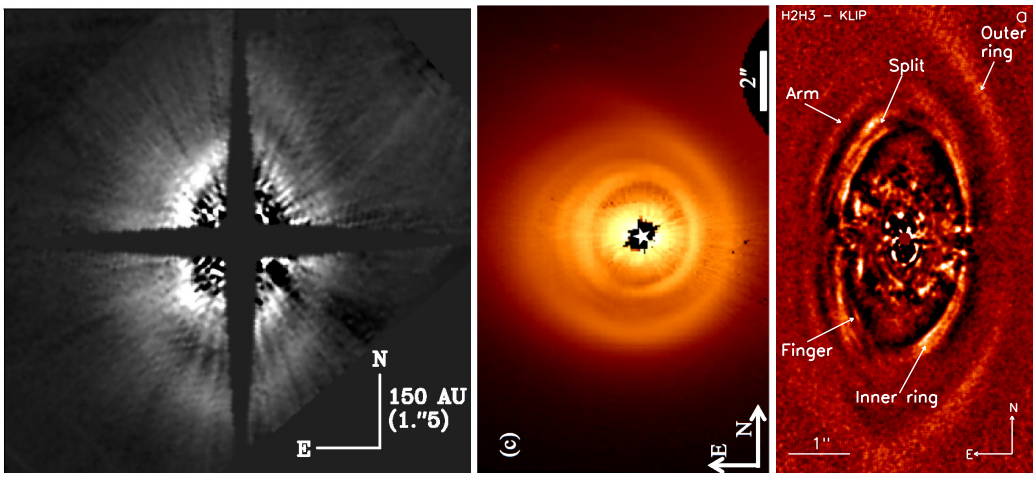


FIGURE 3.2 – Images prises par le *HST* à 1,1 $\mu$m à gauche [Weinberger et al., 1999], et plus récemment au centre, déprojetée [Konishi et al., 2016]. L'image de droite montre les détails internes du disques vus par *SPHERE* [Perrot et al., 2016].

troncature dynamique par une planète. Des structures plus internes apparaissent grâce à des images récentes de *NIRC2*, du *HST* et de *SPHERE* : un tore de poussière est détecté de 30 à 65 ua par Currie et al. [2016, 3,78 $\mu$m], relié à ce qui pourrait être interprété comme un début de spirale au nord et au sud. Konishi et al. [2016] détectent avec de nouvelles images *HST/STIS* un disque s'étendant de 45 à 130 ua. Les structures des zones internes sont révélées en détails par les images *SPHERE* de Perrot et al. [2016]. Un anneau plus brillant au sud qu'au nord est détecté, avec un grand-axe de 0,4", ainsi que 3 arcs concentriques dans la partie sud-est, situés à 93, 64 et 47 ua. Un, voire deux bras spiraux sont également détectés (voir l'image de droite de la figure 3.2).

Quelques images du disque de débris sont présentées sur la figure 3.2, et témoignent de la complexité du disque incliné à ∼55° par rapport à un disque vu de face, et avec un angle de position proche de 0° (l'angle de position repère ici le grand axe du disque).

Dans le proche infrarouge, l'absence d'émission dans les données interférométriques à 2,2 $\mu$m indiquent la présence d'une cavité centrale [Eisner et al., 2004] alors que dans l'infrarouge moyen, le disque s'étend au plus jusqu'à ∼100 ua (8-20 $\mu$m, Fisher et al. [2000], Marsh et al. [2002], Moerchen et al. [2010], Thi et al. [2014]). A plus grandes longueurs d'onde, le disque est marginalement résolu à 100 $\mu$m [Pascual et al., 2016], et semble l'être également à 870 $\mu$m Nilsson et al. [2010], bien que l'origine de l'émission ne soit pas attribuée de manière certaine à un disque autour de l'étoile.

### Composition de la poussière du disque de débris

En analysant le rapport de brillance entre les images *HST* à 1,6 $\mu$m et celles qu'ils ont obtenues à 2,2 $\mu$m, Boccaletti et al. [2003] déduisent une taille minimale de grains de 0,6 ± 0,2 $\mu$m dans les anneaux externes. Ce résultat confirme ceux de Fisher et al. [2000], dont les données en infrarouge moyen ne sont bien reproduites que par la présence de grains d'une taille micrométrique. Cela implique un rapport $\beta_{\rm rad} = F_{\rm rad}/F_{\rm grav}$ supérieur à 1 (voir figure 3.3), signe que les particules sont évacuées du système en quelques milliers d'années et sont donc continuellement produites par collisions.

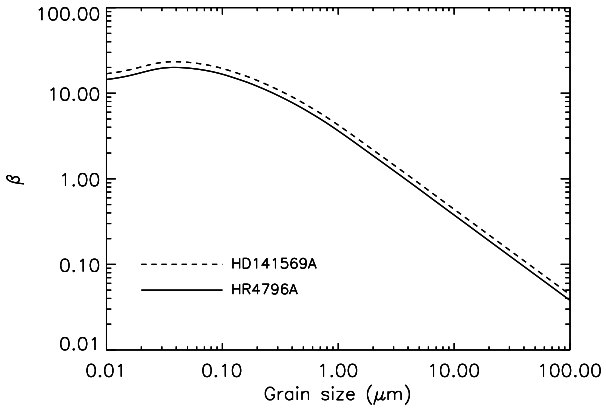


FIGURE 3.3 – Variation du rapport entre les forces de pression de radiation et de gravité, $\beta_{rad}$, en fonction de la taille des grains autour de HD 141569 pour le trait discontinu, extrait de Takeuchi and Artymowicz [2001] (qui ont pris pour HD 141569 $L_\star = 22{,}4\ L_\odot$ et $M_\star = 2{,}3\ M_\odot$).

D'après la classification de Meeus et al. [2001], le disque de poussières HD 141569 est considéré comme un disque du groupe Ib, dans lequel on retrouve notamment les étoiles HD 100453, HD 135344, HD 34282, IRS 48 ou HD 169142 : la forme de sa SED suggère un disque optiquement mince évasé, et l'émission à 10 $\mu$m des silicates n'est pas détectée, comme nous allons le voir par la suite. Li and Lunine [2003] obtiennent une bonne modélisation du spectre infrarouge par la présence dans le disque d'un mélange de grains poreux (90% de vide) et de PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons), avec une masse totale de 3,56 $M_\oplus$, nécessitant un taux de production annuel de $7{,}88.10^{-6}\ M_\oplus$. La présence de PAHs prédite par Li and Lunine [2003] se trouve confirmée grâce aux observations faites par les télescopes *ISO* et *Spitzer* [Acke and van den Ancker, 2004, Sloan et al., 2005, Keller et al., 2008, Acke et al., 2010, Kóspál et al., 2012]. L'analyse de l'émission des PAHs indique qu'ils sont fortement ionisés et tracent donc un milieu optiquement mince, où la densité électronique est faible et le champ UV peut pénétrer [Maaskant et al., 2014]. De plus, la raie caractéristique des silicates à 10 $\mu$m, qui témoigne de l'excitation des grains sub-microniques par les rayons UV de l'étoile, n'est pas détectée [Acke et al., 2010, Kóspál et al., 2012]. Si son absence peut suggérer que les grains sont pauvres en silicates et plutôt carbonés, la non-détection à 10 $\mu$m peut également être interprétée comme un signe de grossissement de la poussière et une déficience de petits grains proche de l'étoile, comme suggéré par Maaskant et al. [2013] : la présence d'une cavité interne, comme dans HD 141569, réduit l'émission des silicates à 10 $\mu$m.

Dans le domaine de l'infrarouge lointain, Sturm et al. [2013] rapportent également la détection de forsterite à $\lambda = 69$ $\mu$m grâce au télescope spatial *Herschel*. Le spectre d'émission des grains de forsterite, entre 67 et 72 $\mu$m, est bien reproduit par un modèle incluant des grains sub-microniques dans une large gamme de températures (50-295 K), ce qui suggère la présence de plusieurs réservoirs de grains situés à différentes distances de l'étoile. Cette interprétation est notamment appuyée par la structure complexe d'anneaux observée dans les images résolues. Cependant, un deuxième modèle testé par Sturm et al. [2013] indique que des grains d'une taille de 10 $\mu$m à 150 K reproduisent aussi bien le spectre d'émission de forsterite. Parmi les 8 sources de type Herbig/T-Tauri qu'ils ont observées, seul le spectre de HD 141569 peut être reproduit par l'émission de gros grains, ce qui dénote une évolution plus avancée de la poussière dans ce disque.

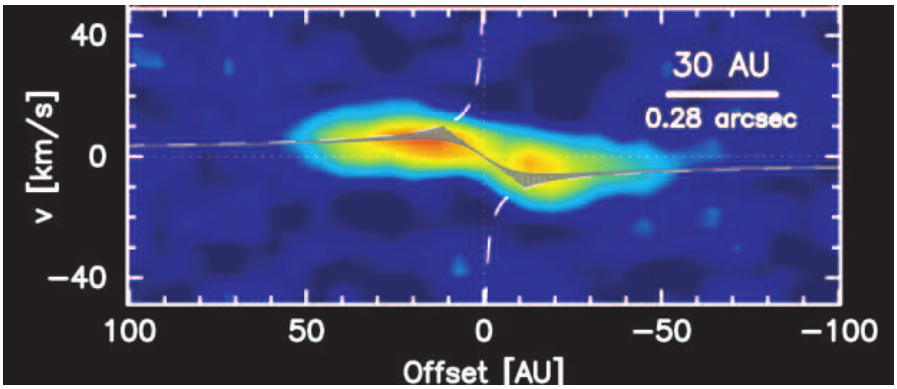


FIGURE 3.4 – Emission du CO $\nu$=2→1 représentée dans un diagramme en fonction de la position et de la vitesse [Goto et al., 2006]. La cavité centrale est résolue est s'étend jusqu'à 12 ± 2 au.

### 3.1.2 Disque de gaz

Bien que HD 141569 ait été classée par Sylvester et al. [1996] dans la catégorie des étoiles de type Véga, c'est à dire possédant une disque de débris, Zuckerman et al. [1995] ont découvert du gaz sous forme de $^{12}$CO autour de HD 141569 en détectant la transition J=2→1. Ils ont estimé la masse du réservoir de $H_2$ entre 20 et 460 $M_\oplus$. Tout comme l'émission $^{12}$CO J=2→1, la transition $^{12}$CO J=3→2 détectée par Dent et al. [2005] trace le gaz dans les régions froides du disque (∼30 K), principalement dans les parties externes. Le spectre qu'ils ont obtenu grâce au *JCMT* montre une raie double-piquée caractéristique d'un disque en rotation autour de l'étoile. La raie n'est pas symétrique, avec l'émission du pic de la partie décalée vers le rouge plus importante de 50% par rapport à l'autre pic. Un pic secondaire serait également observé dans l'aile de raie autour de 3 km.s$^{-1}$. Cette discontinuité de l'aile de la raie est interprétée par les auteurs comme le signe que le disque de gaz est composé de deux anneaux. Leur modélisation de la raie les place à 95 et 250 ua. Plus récemment, cette même transition du CO a été observée en plus de l'émission J=1→0 par Flaherty et al. [2016], le disque étant résolu spatialement par le *SMA*, avec un rayon externe 220 ± 20 ua. Ces observations mettent en évidence la présence d'une cavité interne, d'un rayon inférieur à 55 ua. La transition J=1→0 observée avec *CARMA*, leur permet d'estimer une masse minimale de $H_2$ de 35 ± 2 $M_\oplus$ en faisant l'hypothèse d'une émission optiquement mince.

Dans le domaine infrarouge, sensible aux régions plus chaudes et donc plus proches de l'étoile, de nombreuses raies ro-vibrationnelles du $^{12}$CO et $^{13}$CO ont été détectées [Brittain and Rettig, 2002, Brittain et al., 2003, Goto et al., 2006, Brittain et al., 2007, Salyk et al., 2009]. Le disque de gaz sondé par ces raies ne s'étend pas au-delà de 50 ua (rayon au-delà duquel les raies ne seraint pas excitées), et possède une cavité dont le rayon interne est de l'ordre de 10-20 ua. Les dernières observations de van der Plas et al. [2015] détectent les transitions ro-vibrationnelles de CO de 12 à 60 ua. La présence de la cavité interne permettrait notamment d'expliquer la non-détection d'émission de la poussière sub-micronique dans les observations interférométriques en proche infrarouge [Eisner et al., 2009], qui est couplée au gaz.

En plus du CO, des raies atomiques du carbone et de l'oxygène, [CII] et [OI], ont été identifiées par Lorenzetti et al. [2002], Acke et al. [2005], Meeus et al. [2012] et Fedele et al. [2013], principalement grâce aux observations du télescope spatial *Herschel*. Meeus et al.

[2012] soulignent que dans leur échantillon d'étoiles de Herbig et de disques de débris, HD 141569 est la seule pour laquelle la raie de l'oxygène [OI] à 145 $\mu$m est détectée sans que ne le soit la raie de CO J=18→17. L'observation de plusieurs étoiles, en particulier des étoiles de Herbig, suggère que l'émission de CO pourrait être associée à une forte luminosité des PAHs Meeus et al. [2013]. Cette relation pourrait donc expliquer la non-détection de CO J=18→17 autour de HD 141569, dont la luminosité des PAHs est faible.

En s'appuyant sur la morphologie du disque de poussières et des propriétés de l'émission des grains, Jonkheid et al. [2006] ont modélisé la chimie du disque de HD 141569 pour une densité de surface du gaz proportionnelle à $r^{-1,2}$. Ils ont considéré trois distributions spatiales : l'une avec un rayon interne de 15 ua, la deuxième avec un rayon interne de 80 ua et la troisième ayant la même distribution que la poussière, en particulier une cavité interne de 150 ua. Trois valeurs pour la masse de gaz ont été testées, 60, 80 et 100 $M_\oplus$. Le modèle avec une cavité interne de 80 ua et une masse de $H_2$ de 80 $M_\oplus$ est celui qui reproduit le mieux la raie $^{12}$CO J=3→2 observée par Dent et al. [2005].

Le modèle chimique de Thi et al. [2014] s'attache quant à lui à reproduire en plus de la raie $^{12}$CO J=3→2 l'émission des raies de structure fine de [OI] et [CII] observées avec *Herschel*. Le disque est dans un premier temps modélisé à partir de la SED. Le gaz et la poussière sont supposés mélangés. Le meilleur modèle de disque est composé de 3 anneaux (piqués à 15, 185 et 300 ua), avec un rayon externe de 500 ua et une échelle de hauteur de 5 ua à r = 100 ua. L'émission radiale des PAHs à 8,6 $\mu$m, qu'ils ont observée avec l'instrument *VISIR* du *VLT*, s'étendant jusqu'à ∼40 ua est bien reproduite par ce modèle, et suggère une masse de la poussière (<1 mm) de 0,7 $M_\oplus$. Ils ont par la suite modélisé la chimie du disque en laissant libre la masse du gaz. La comparaison des modèles à l'émission de [OI], [CII] et $^{12}$CO J=3→2 leur permet de contraindre la masse de $H_2$ entre 67 et 164 $M_\oplus$, dont la température se situe entre 40 et 100 K dans les régions externes du disque.

Ces deux modélisations sont à ce jour les plus complètes en ce qui concerne la physique et la chimie du disque de HD 141569, et représenteront par la suite un point de comparaison pour évaluer les résultats que j'ai obtenus.

### 3.1.3 Statut évolutif et intérêt spécifique de HD 141569

Les observations résumées dans les paragraphes précédents montrent que HD 141569 est entourée d'un disque de gaz et de poussières complexe, tant d'un point de vue morphologique que physique. En effet, les observations de la poussière prouvent que le disque a évolué : l'émission de la poussière est au moins en partie optiquement mince, les grains sont plus gros que dans le milieu interstellaire et sont produits par collisions de grains ou corps plus gros.

En revanche, la masse du disque de gaz, de ∼80 $M_\oplus$, implique qu'il est un reste du disque primordial de gaz, puisqu'il semble difficile d'envisager que seules des collisions puissent produire une telle quantité de gaz. La masse de gaz semble cependant 10 à 100 fois plus faible que dans les disques proto-planétaires classiques [Williams and Best, 2014], ce qui montre que le disque est en cours de dissipation.

La figure 3.5 extraite de Wyatt et al. [2015] illustre le déclin de la masse de poussière observée autour des étoiles en fonction de l'âge. On y distingue deux populations, avec des disques jeunes (<10 millions d'années) d'une centaine de masses terrestres, et des

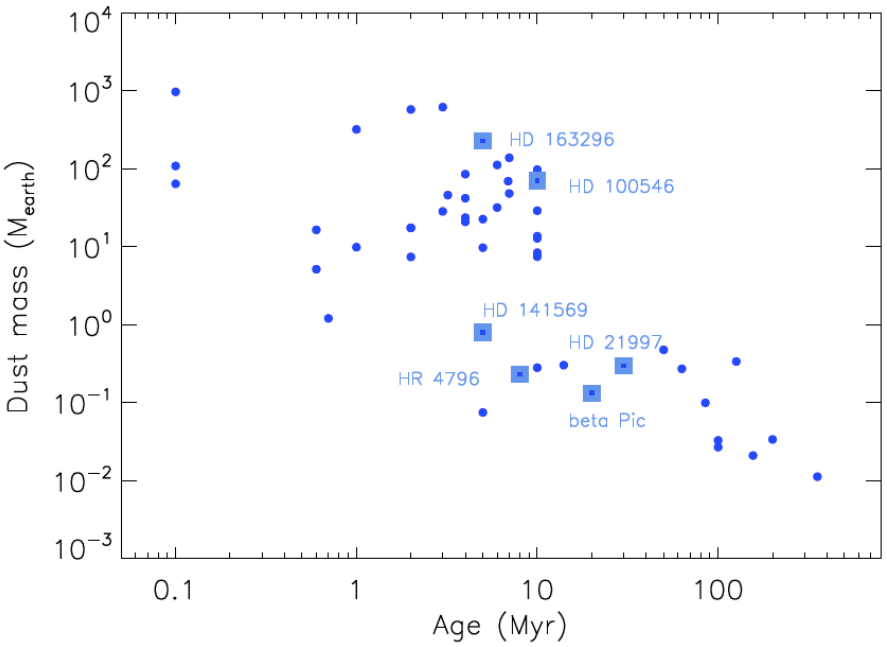


FIGURE 3.5 – Evolution de la masse de poussière avec l'âge pour un échantillon de disques de poussières autour d'étoiles A et B, d'après Wyatt et al. [2015]. HD 141569 est l'une des plus jeunes à possèder un disque de poussières peu massif.

disques évolués de plus de 5 millions d'années de masse égale ou inférieure à 1 $M_{\oplus}$. On repère sur ce diagramme que HD 141569 est l'une des plus jeunes étoiles à entrer dans cette dernière catégorie. L'âge de la binaire d'étoiles de type M qui accompagne HD 141569A est estimé à $(5 \pm 3).10^6$ ans par Weinberger et al. [2000], en utilisant le flux de rayons X, les raies d'absorption du lithium et les séquences d'évolution des étoiles pré-séquence principale. La binaire n'étant pas liée gravitationnellement à l'étoile principale, l'âge des deux systèmes pourrait être différent. Cependant, Merín et al. [2004] confirme un âge de $(4{,}7 \pm 0{,}3).10^6$ ans en étudiant directement l'émission de HD 141569A. Ce système est donc d'intérêt majeur pour comprendre la dissipation des disques autour des jeunes étoiles.

## 3.2 Observations millimétriques

Les premières images résolues du disque de gaz ont été obtenues dans les années 2000 avec l'interféromètre du Plateau de Bure [Dutrey et al., 2004], et sont présentées sur la figure 3.6. L'extension du gaz y est visible jusqu'à ~250-300 ua, sous la forme d'un disque en rotation képlerienne. Afin de mieux caractériser ces dernières phases de dissipation, nous avons observé l'émission des transitions rotationnelles du CO et de ses isotopes dans le domaine millimétrique, ainsi que l'émission de la poussière associée. Je présente ici le travail en cours réalisé à partir d'observations *NOEMA* et *ALMA*, et avec le radiotélescope du *30 m*.

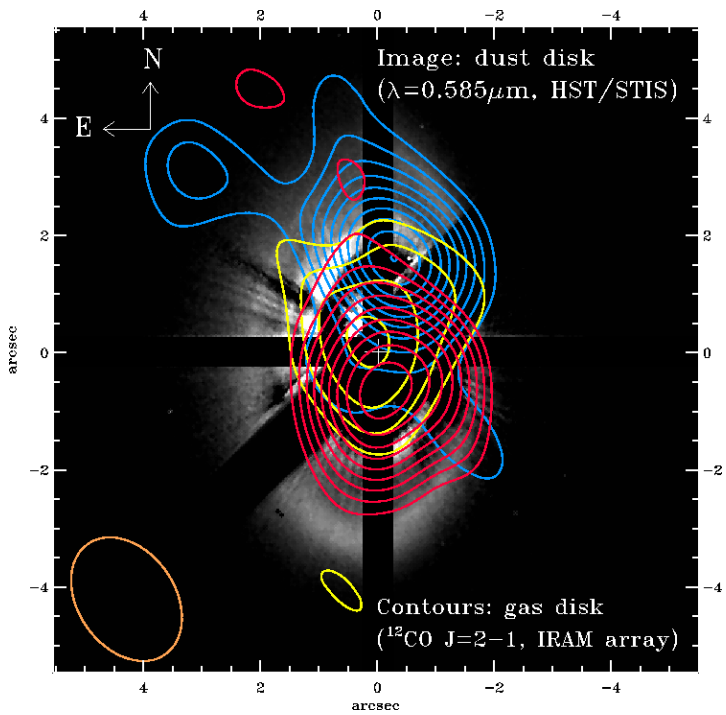


FIGURE 3.6 – Figure extraite de Dutrey et al. [2004]. Les contours de l'émission du $^{12}$CO dans trois canaux de vitesse sont superposés à l'image *HST* de la poussière sub-micronique [Mouillet et al., 2001]. La couleur jaune représente l'émission détectée à la vitesse de l'étoile ($v_{sys}$). Attention, les contours bleus représentent l'émission pour une vitesse $v > v_{sys}$ (décalage vers le rouge), et les contours rouge l'émission pour une vitesse $v < v_{sys}$ (décalage vers le bleu).

### 3.2.1 *NOEMA*

Nous avons utilisé l'interféromètre *NOEMA* pour observer le gaz du disque de HD 141569 autour de 230,5 GHz [1] (PI : J. Péricaud). La source a été observée les 7, 8 et 9 avril 2014 afin de détecter les transitions J=2→1 du $^{13}$CO et du C$^{18}$O avec la configuration à 6 antennes 6C, et le 6 janvier 2015 dans la configuration 7D (7 antennes), totalisant 12,7 h d'observations. Les quasars 1546+027 et 1508-055 ont été utilisés pour étalonner l'amplitude et la phase, et MWC 349 pour le flux (avec un modèle de 1,86 Jy à 219 GHz). Les lignes de base sont comprises entre 15 et 176 m.

La transition J=2→1 du $^{12}$CO a quant à elle été observée en configuration 7D les 24 décembre 2014 et 2 janvier 2015, et en configuration 7C(-N11+N09) le 27 avril 2016, pendant 8 h. Les quasars 1546+027, 1508-055 et 1532+016 ont permis d'étalonner l'amplitude et la phase, et MWC 349 le flux comme pour le $^{12}$CO J=2→1 (1,91 Jy à 230,5 GHz). Les lignes de bases s'étendent de 15 à 192 m.

Dans les deux cas, la bande de 20 MHz du corrélateur fournit une résolution spectrale de 0,20 km.s$^{-1}$ pour l'observation des raies. Le corrélateur à large bande WIDEX a quant à lui été utilisé pour mesurer le continuum (2 GHz de large).

1. Les fréquences précises des transitions de CO et de ses isotopes sont présentées dans la table 1.1.

### 3.2.2 *ALMA*

En plus des observations *NOEMA*, nous avons demandé du temps d'observation sur l'interféromètre *ALMA* pour observer les transitions $^{12}$CO J=3→2, le $^{13}$CO J=1→0 et C$^{18}$O J=1→0 au cours du cycle 1 (PI : J. Péricaud). Les isotopes du CO devaient permettre de sonder la masse de gaz du disque, et de déterminer l'opacité du milieu. La mesure du continuum à plusieurs longueurs d'onde avait également pour objectif d'évaluer les propriétés de la poussière, notamment l'indice spectral $\beta$ caractéristique du grossissement des grains.

Le projet a été accepté ("filler") mais seules les observations du $^{13}$CO J=1→0 et du C$^{18}$O J=1→0 à 2,8 mm ont été réalisées lors de deux sessions d'observations : le 7 août 2015 avec 39 antennes, et le 8 août avec 44 antennes pour des lignes de base allant de 15 à 1547 m, fournissant une résolution angulaire de 0,76" × 0,56". La résolution spectrale est de 0,2 km.s$^{-1}$. HD 141569 a été observé pendant 1 h et 37 minutes au total. Les conditions météo n'étaient pas favorables avec 3-4 mm d'eau dans l'atmosphère. L'amplitude a été étalonnée avec Ceres et le quasar 1550+054, la bande passante avec les quasars 1550+0527 et 1517-2422, la phase avec 1550+0527 et le flux avec Ceres et 1550+054.

Bien que la transition $^{12}$CO J=3→2 n'ait pas été observée dans notre projet, nous avons utilisé les données du projet 2012.1.00698.S dans les archives *ALMA* (publiées par White et al. [2016]), dont les observations ont été faites à 0,87 mm, dans le but de caractériser l'émission du continuum à cette longueur d'onde. Nous n'avons exploité que la partie des données qui a pu être calibrée, ce qui représente 46 minutes d'observations sur la source, avec 32 antennes et des lignes de base de 15 à 650 m (résolution angulaire : 0,43" × 0,33", résolution spectrale 0,8 km.s$^{-1}$). Titan a été utilisé pour étalonner l'amplitude et le flux et 1550+0527 pour la bande passante et la phase.

## 3.3 Analyse des données

Les données ont toutes été analysées à l'aide du logiciel MAPPING du programme GILDAS. Les données *ALMA*, après calibration sous CASA, ont été en particulier converties à l'aide des tâches `cvel` et `uvfits` pour être analysées sous MAPPING. Je présente dans les deux sections suivantes les données continuum et spectroscopiques obtenues avec les deux interféromètres.

### 3.3.1 Emission des poussières - continuum

Dans le projet à 0,87 mm, les 4 larges bandes (7,5 GHz au total, voir 1.2.1) ont été utilisées pour mesurer le continuum. Pour obtenir la mesure des visibilités sous forme de table $uv$, j'ai donc concaténé ces 4 bandes et filtré l'émission $^{12}$CO J=3→2 avant de sommer tous les canaux. Dans les observations que nous avons obtenues à 2,8 mm, j'ai sommé les canaux des 3 larges fenêtres spectrales que l'on a dédiées au continuum (5,75 GHz au total). Enfin, j'ai regroupé les mesures du continuum à 1,3 mm faites lors des observations $^{12}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=2→1 avec le corrélateur WIDEX de *NOEMA*, après avoir filtré l'émission des raies.

TABLE 3.2 – Paramètres de l'ajustement dans le plan $uv$ du continuum à 0,87 mm, 1,3 mm et 2,8 mm par une gaussienne elliptique. La résolution des données est indiquée dans la deuxième partie du tableau.

| Paramètres | 0,87 mm | 1,3 mm | 2,8 mm |
|---|---|---|---|
| Flux (mJy) | 3,9 ± 0,1 | 3,8 ± 0,3 | 0,4 ± 0,1 |
| FWHM - grand axe (ua) | 57 ± 2 | 267 ± 23 | 37 ± 5 |
| FHWM - petit axe (ua) | 43 ± 2 | 162 ± 12 | 34 ± 5 |
| $PA$ (°) | 2 ± 7 | 21 ± 8 | 20 ± 51 |
| Lobe primaire | | | |
| $PA$ (°) | 121 | 14 | 57 |
| FWHM Maj×Min (ua) | 50×38 | 244×116 | 88×65 |
| FWHM Maj×Min (") | 0,43×0,33 | 2,1×1,0 | 0,76×0,56 |

### 3.3.2 Analyse dans le plan de Fourier

Les données peuvent dans un premier temps être analysées dans le plan $uv$, en traçant la partie réelle des visibilités en fonction de la ligne de base. Du fait de la déclinaison de la source, les fréquences spatiales dans le plan $uv$ prennent la forme d'ellipses à cause de la rotation de la Terre. Il est donc nécessaire dans un premier temps de déprojeter les visibilités, avant de pouvoir sommer dans un rayon $uv$ donné, qui correspond à une longueur de ligne de base. Les visibilités ont été additionnées tous les 30 m à 0,87 mm et 1,3 mm, et tous les 70 m à 2,8 mm. La couverture du plan $uv$ ainsi que le tracé de la partie réelle des visibilités en fonction de la longueur de ligne de base sont représentés sur la figure 3.7 pour les trois longueurs d'onde.

L'émission du continuum est résolue à 0,87 mm et 1,3 mm puisque la valeur des visibilités atteint 0, alors que le continuum à 2,8 mm ne l'est pas complètement. Le flux émis par la totalité du disque mesuré grâce aux lignes de base les plus courtes, est indiqué pour chaque longueur d'onde dans le tableau 3.3. Ces valeurs sont cohérentes avec les mesures interférométriques de Flaherty et al. [2016], qui déterminent 8,2 ±2,4 mJy à 0,87 mm et 0,78 ±0,3 mJy à 2,8 mm. A 0,87 mm et 1,3 mm respectivement, les bolomètres *LABOCA* et *SCUBA* mesurent 13 ± 5 mJy [Nilsson et al., 2010] et 5,4 ± 0,1 mJy [Sylvester et al., 2001], ce qui montre que la majorité du flux est détecté par les observations interférométriques.

La représentation dans le plan $uv$ permet une première interprétation de la structure spatiale de la source. Afin de réaliser une première caractérisation spatiale la source, j'ai utilisé la tache `uvfit` de MAPPING pour ajuster les données dans le plan $uv$ à l'aide d'une fonction gaussienne elliptique. Les résultats de l'ajustement sont donnés dans la table 3.2. D'après l'ajustement, les largeurs à mi-hauteur des émissions à 0,87 mm et 1,3 mm sont supérieures à la taille du lobe, ce qui indique que le disque est résolu. En revanche, la taille du lobe à 2,8 mm est supérieure aux largeurs déterminées par l'ajustement, ce qui confirme que l'émission n'est pas totalement résolue à cette longueur d'onde.

Les valeurs de flux de l'ajustement révèlent que le disque possède une structure bien plus complexe qu'une gaussienne elliptique. La figure 3.8 montre pour les trois longueurs d'onde la partie réelle des résidus, à savoir la soustraction aux observations de leur ajustement par une fonction gaussienne elliptique, en fonction de la ligne de base. On voit qu'il reste du flux aux très courtes lignes de base (<50 m), ce qui témoigne d'une structure étendue mal contrainte par l'ajustement. C'est en particulier visible dans les données

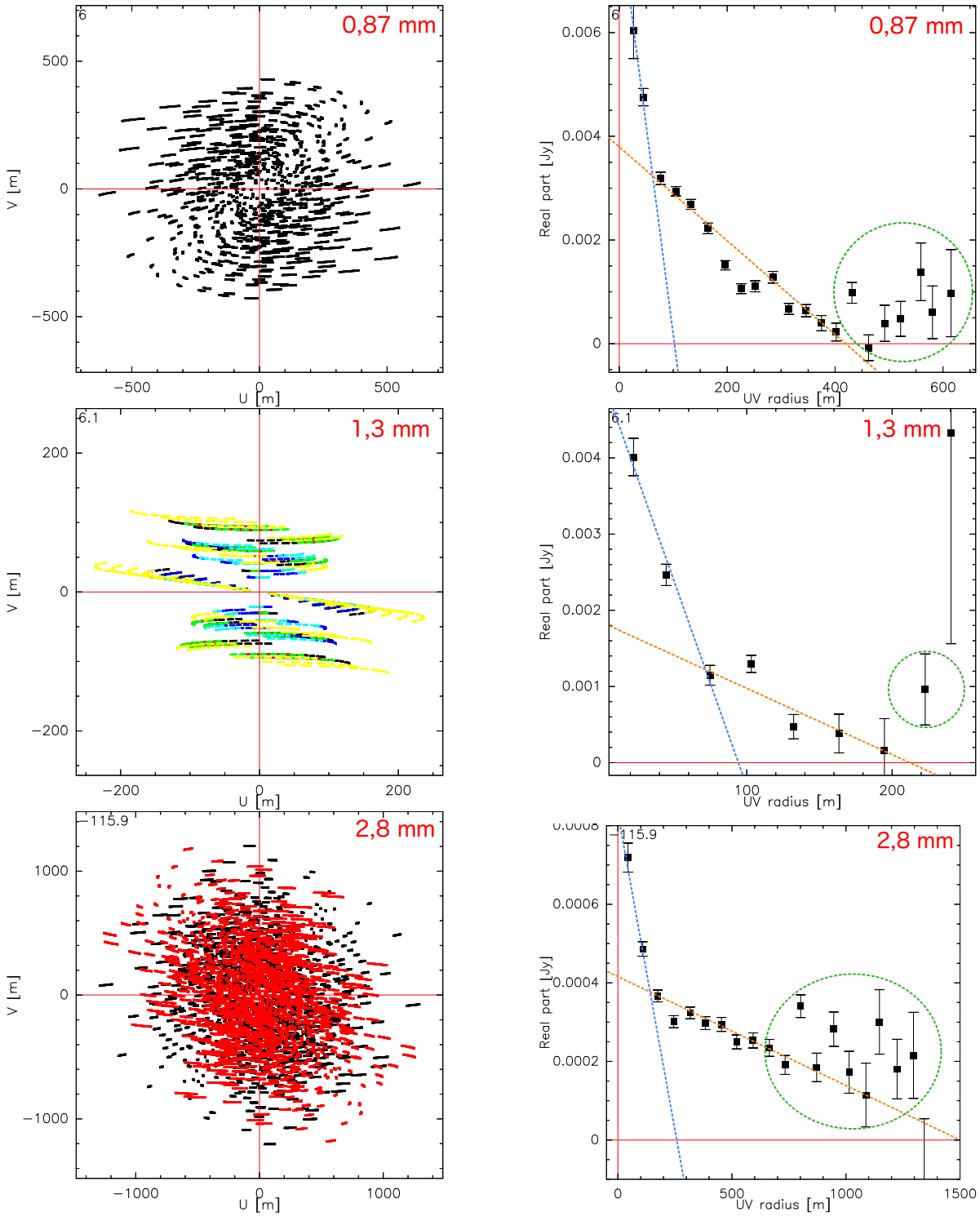


FIGURE 3.7 – La couverture $uv$ des données est représentée à gauche, et la partie réelle des visibilités en fonction de la ligne de base est tracée à droite, pour le continuum à 0,87 mm (haut), 1,3 mm (centre) et 2,8 mm (bas). Les droites en pointillés sont tracées pour visuellement séparer la composante étendue (bleue) du disque et la composante centrale (orange). Les cercles en pointillés verts suggèrent la présente d'une composante interne non résolue.

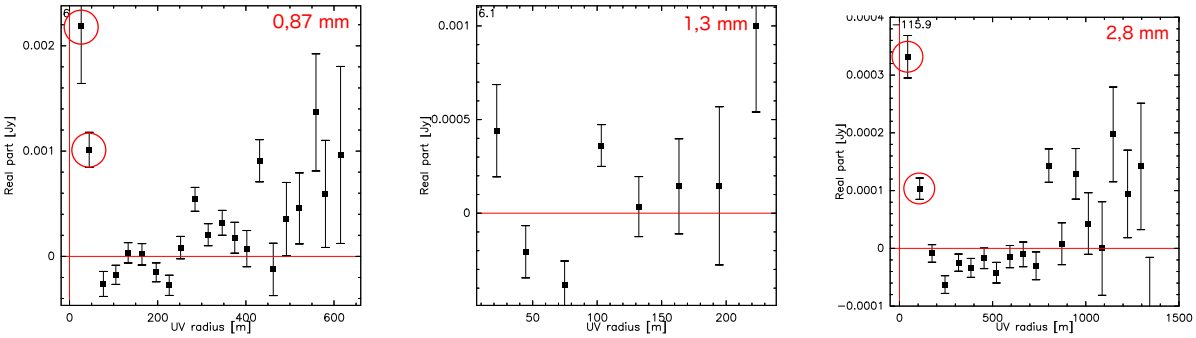


FIGURE 3.8 – Partie réelle en fonction de la ligne de base des résidus obtenus après soustraction de l'ajustement des données par une fonction gaussienne elliptique avec la tache `uvfit` dans le plan $uv$.

*ALMA*, qui ont une meilleure résolution et sont donc moins sensibles à ces structures.

Il semble donc que le disque de poussière vu aux longueurs d'onde millimétriques soit constitué de deux composantes spatiales (voire trois). La première est un plateau étendu, caractérisée par l'émission détectée aux courtes lignes de base sur la figure 3.7 (illustrée par les droites bleues). Une composante plus interne est partiellement résolue aux longueurs d'ondes les plus courtes. La décroissance de pente plus faible que celle du plateau (illustrée par les droites oranges) montre que la distribution spatiale est piquée au centre. Enfin, la présence de visibilités non nulles pour les grandes lignes de base, mises en évidence par les cercles verts, suggère qu'une composante interne non résolue pourrait être présente, malgré un faible rapport signal à bruit pour ces lignes de base.

### 3.3.3 Analyse dans le plan image

Comme décrit dans la section 1.3.2, j'ai appliqué la méthode de déconvolution CLEAN afin d'établir une carte de la distribution spatiale de l'émission de la poussière. Les cartes du continuum aux trois longueurs d'ondes sont présentées sur la figure 3.9. Le disque étant peu ou pas résolu, la forme de l'émission est dominée par la forme du lobe. Sur ces images, l'émission détectée à $3\sigma$ s'étend tout au plus jusqu'à 1" sur les images *ALMA* (0,87 mm et 2,8 mm), ce qui correspond à une distance de l'ordre de 100 ua à 116 pc.

L'émission semble s'étendre jusqu'à $\sim$ 2" à 1,3 mm, mais l'image est fortement dominée par le lobe primaire. Les cartes continuum montrent la brillance de la source, exprimée en Jy.beam$^{-1}$, ce qui signifie que les sensibilités des cartes sont dépendantes de la taille du lobe. Ainsi, dans un même lobe de 2,1 × 1,0" correspondant à celui des données *NOEMA*, les sensibilités des cartes à haute résolution *ALMA* deviennent $\sigma = 7{,}57.10^{-4}$ Jy.beam$^{-1}$ à 0,87 mm et $\sigma = 4{,}16.10^{-5}$ Jy.beam$^{-1}$ à 2,8 mm, à comparer avec $\sigma = 7{,}84.10^{-5}$ Jy.beam$^{-1}$ à 1,3 mm. La sensibilité de la carte à 0,87 mm n'est donc pas aussi bonne que celle à 1,3 mm et ne permettrait pas de détecter le premier contour à $3\sigma$ de la carte à 1,3 mm. En revanche, la sensibilité de la carte à 2,8 mm est meilleure qu'à 1,3 mm, et aucune émission étendue n'y est détectée. Il est possible que l'émission moins étendue à 2,8 mm s'explique par le fait que les grains les plus gros détectés à cette longueur d'onde se trouvent dans des régions plus internes par rapport aux petits grains (détectés à 1,3 mm), à cause de l'effet de Poynting-Robertson et de la dérive des grains [Brauer et al., 2008, Birnstiel et al., 2010]. Il est cependant difficile d'étayer cette hypothèse sans de

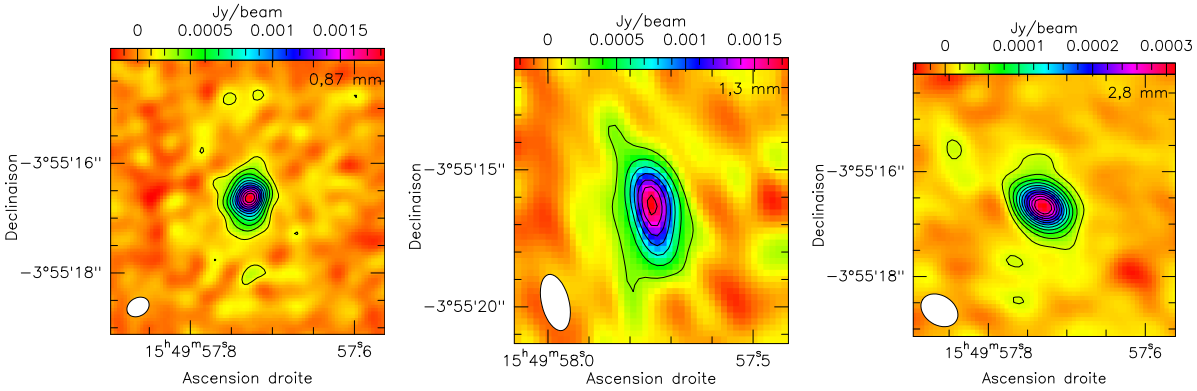


FIGURE 3.9 – Cartes de l'émission du continuum à 0,87 mm (gauche), 1,3 mm (centre), et 2,8 mm (droite). Les contours sont espacés de $3\sigma$ (0,87 mm : $\sigma$=50,9 $\mu$Jy.beam$^{-1}$ ; 1,3 mm : $\sigma$=78,4 $\mu$Jy.beam$^{-1}$) ; 2,8 mm : $\sigma$=8,32 $\mu$Jy.beam$^{-1}$). Le lobe primaire est représenté par une ellipse blanche en bas à gauche de chaque carte.

nouvelles observations à une résolution et une sensibilité similaires pour les différentes longueurs d'onde.

### 3.3.4 Mesure de l'indice de la poussière $\beta$

Avec une estimation du flux à trois longueurs d'onde différentes, une partie des objectifs des observations *ALMA* est remplie : il est possible de calculer l'indice du coefficient d'absorption de la poussière à partir de la relation (1.8) :

$$\beta = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\lambda_2/\lambda_1)} - 2\,. \tag{3.1}$$

La table 3.3 résume les valeurs de $\beta$ déduites de nos observations. $\beta$ est assez mal contraint à cause de la mesure imprécise du flux millimétrique. Les observations *ALMA* étant assez similaires, c'est la mesure de $\beta$ à l'aide du flux à 0,87 mm et 2,8 mm qui permet de mieux contraindre l'indice dans les zones internes du disque : à $3\sigma$, $\beta$ <0,59 ($\beta$ <0,07 à $1\sigma$).

Toutes les valeurs obtenues grâce à l'analyse des observations à plusieurs longueurs d'ondes *ALMA* et *NOEMA* suggèrent donc une valeur faible de $\beta$, voire proche de zéro. La limite supérieure à $3\sigma$ est significativement différente du comportement des petits grains <0,1 $\mu$m du milieu interstellaire, pour lesquels $\beta_{\rm ISM} = 1{,}7$. Des valeurs aussi faibles de $\beta$ peuvent correspondre à deux types de phénomènes : $1^o$ $\beta = 0$ correspond à une émission optiquement épaisse de la poussière (bien que cette hypothèse soit exclue par certains modèles, e.g. Thi et al. [2014]) ; $2^o$ l'émission provient de grains qui ont grossi, de taille $a \gg \lambda$. Les deux cas sont envisageables et non discernables sans des observations résolues complémentaires.

TABLE 3.3 – Premier tableau : flux du continuum pour les trois longueurs d'onde (correspondant au flux pour la ligne de base la plus courte, voir figure 3.7). Deuxième tableau : mesures de l'indice du coefficient d'absorption massique de la poussière dans HD 141569, $\beta$, pour chaque couple de longueurs d'onde.

| $\lambda$ (mm) | $S$ (mJy) |
|---|---|
| 0,87 | 6,0 ± 1,6 |
| 1,3 | 4,0 ± 0,2 |
| 2,8 | 0,72 ± 0,03 |

| $\lambda_1 - \lambda_2$ (mm) | $\beta$ |
|---|---|
| 0,87 – 1,3 | -0,99 ± 0,79 |
| 1,3 – 2,8 | 0,23 ± 0,12 |
| 0,87 – 2,8 | -0,19 ± 0,26 |

### 3.3.5 Emission du gaz : raies de CO

Grâce aux observations *NOEMA* et *ALMA*, j'ai pu détecter et résoudre l'émission des transitions $^{12}$CO J=3→2, $^{12}$CO J=2→1, $^{13}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=1→0 dans le disque autour de HD 141569. Nous avons également recherché C$^{18}$O J=3→2 et C$^{18}$O J=1→0 sans les détecter. Les caractéristiques de l'émission pour chaque raie sont présentées dans la table 3.4.

La seule comparaison à d'autres observations que l'on puisse faire concerne le $^{12}$CO J=3→2. L'intensité intégrée du $^{12}$CO J=3→2 que l'on mesure est légèrement supérieure à celle rapportée par Dent et al. [2005] à partir des observations du *JCMT* ($15 \pm 1$ Jy.km.s$^{-1}$, $\theta = 15$") et celles faites avec l'interféromètre *SMA* de Flaherty et al. [2016] (15,8 ± 0,6 Jy.km.s$^{-1}$, $\theta$ = 1,5"×1,0"). Notre mesure reste cependant cohérente avec les barres d'erreur à $3\sigma$.

#### Opacité du $^{12}$CO et du $^{13}$CO

Pour une même fréquence, il est possible d'estimer l'opacité des raies grâce au rapport de flux entre deux isotopes. En effet, la température de brillance $T_b$ est reliée à la température d'excitation $T_{\rm ex}$ des molécules par la formule suivante :

$$T_b = (1 - \mathrm{e}^{-\tau}) T_{\rm ex}\,. \tag{3.2}$$

Dans des conditions d'équilibre thermodynamique local, la température d'excitation est égale à la température du gaz, et est donc identique pour les différents isotopes. Ainsi, comme $T_b \propto S_\nu / \nu^2$, le rapport de flux R entre le $^{12}$CO et le $^{13}$CO peut s'écrire

$$R(^{12}\mathrm{CO}/^{13}\mathrm{CO}) = \left(\frac{\nu_{12}}{\nu_{13}}\right)^2 \left(\frac{1-\mathrm{e}^{-\tau_{12}}}{1-\mathrm{e}^{-\tau_{13}}}\right) \tag{3.3}$$

En considérant que le rapport d'opacité entre le $^{12}$CO et le $^{13}$CO correspond au rapport d'abondance des isotopes dans le milieu interstellaire, $\tau_{12}/\tau_{13} = 77$ [Wilson and Rood, 1994], il est ainsi possible de déterminer $\tau_{12}$ et $\tau_{13}$. Avec un rapport de flux $R(^{12}\mathrm{CO}/^{13}\mathrm{CO}\ 2-1)$ pour la transition J = 2→1 de 7,1 ± 1,7, on obtient $\tau_{12} = 14 \pm 4$ et $\tau_{13} = 0{,}18 \pm 0{,}05$.

Les incertitudes ne prennent en compte que les erreurs sur les mesures de flux et le calcul de $\tau$. L'incertitude sur ces valeurs est certainement plus grande, comme déterminé

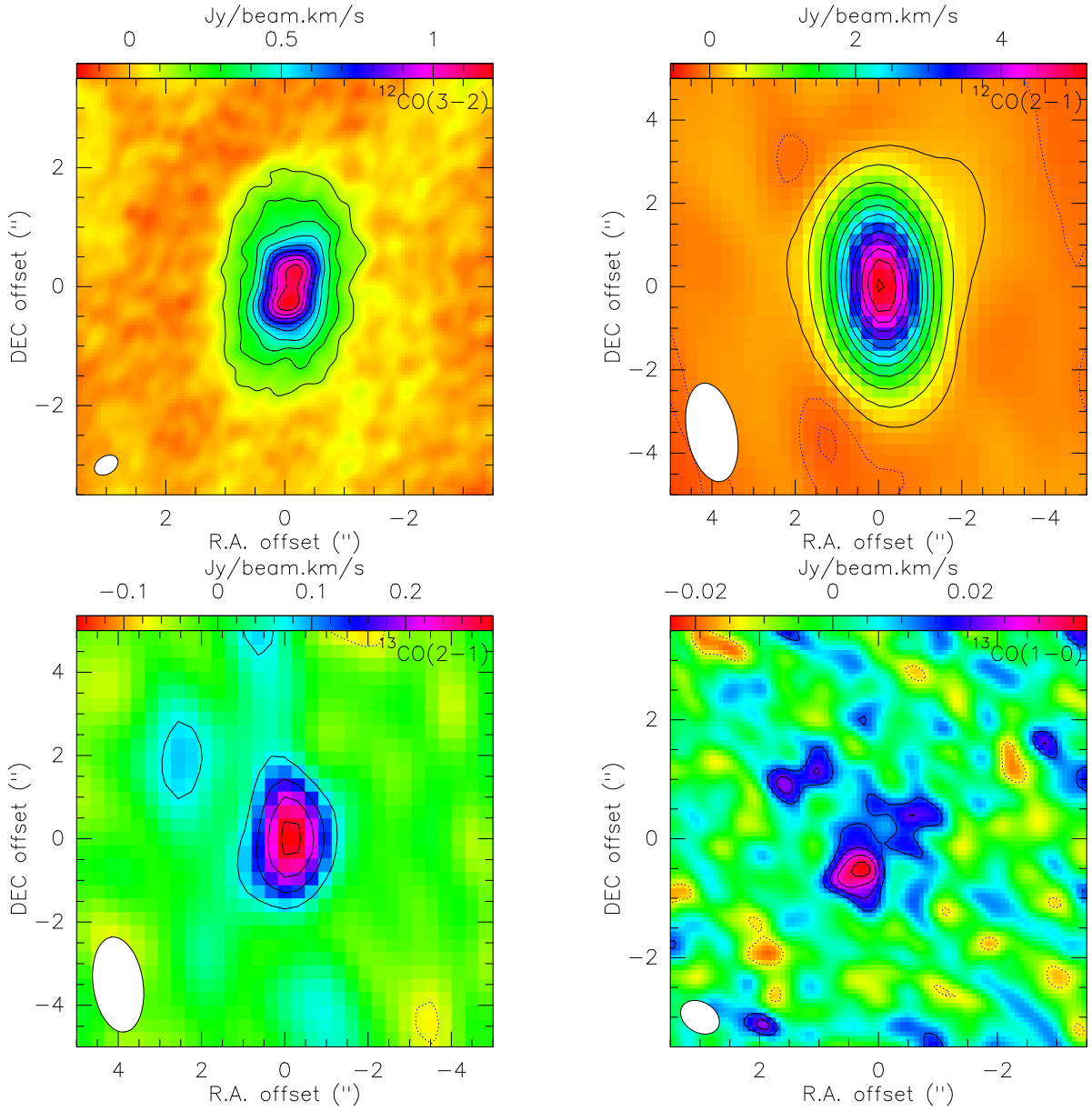


FIGURE 3.10 – Cartes de l'émission des raies de CO observées. Les contours positifs sont représentés en trait plein en noir, les négatifs en pointillés en bleu. Les contours positifs sont espacés de $3\sigma$ pour le $^{12}$CO J=3→2 ($\sigma$=40 mJy.beam$^{-1}$.km.s$^{-1}$) et le $^{13}$CO J=2→1 ($\sigma$=23 mJy.beam$^{-1}$.km.s$^{-1}$). Pour le $^{12}$CO J=2→1, le premier contour positif est à $5\sigma$, le deuxième à $15\sigma$ et les autres espacés de $15\sigma$ ($\sigma$=31 mJy.beam$^{-1}$.km.s$^{-1}$). Pour ces trois raies, les contours négatifs sont espacés de $3\sigma$. Les contours du $^{13}$CO J=1→0 sont à 2, 3, 4 et $5\sigma$, en positif et négatif ($\sigma$=6,8 mJy.beam$^{-1}$.km.s$^{-1}$). Le lobe primaire est représenté par une ellipse blanche en bas à gauche de chaque carte.

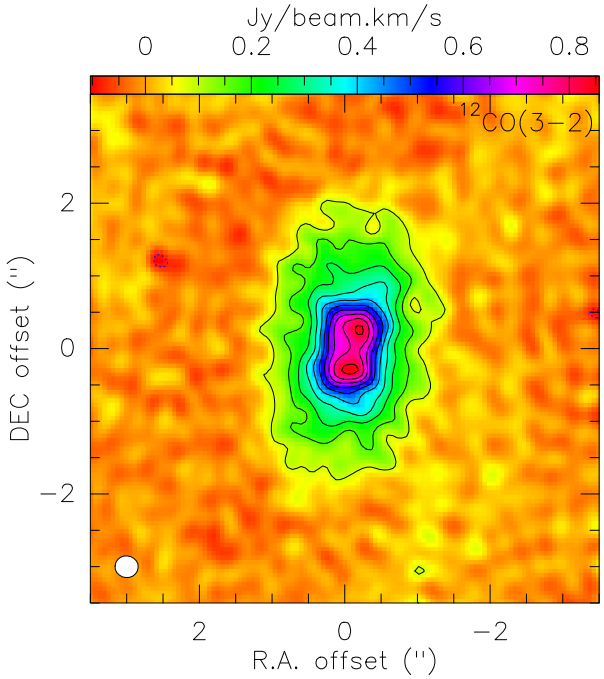


FIGURE 3.11 – Emission intégrée du $^{12}$CO J=3→2 avec des poids uniformes. Les contours positifs sont représentés en trait plein en noir, les négatifs en pointillés en bleu et sont espacés de $3\sigma$ ($\sigma$=27 mJy.beam$^{-1}$.km.s$^{-1}$). La taille du lobe est de 0,32 × 0,30", représenté par une ellipse blanche en bas à gauche.

TABLE 3.4 – Emission des raies de CO autour de HD 141569 (poids naturels). Les limites supérieures sont à $3\sigma$.

| Raies | Intensité intégrée (Jy.km.s$^{-1}$) | Taille du lobe | PA (°) |
|---|---|---|---|
| $^{12}$CO J=3→2 | 18,4 ± 0,3 | 0,43 × 0,33" | -58 |
| $^{12}$CO J=2→1 | 10 ± 1 | 2,4 × 1,2" | 11 |
| $^{13}$CO J=2→1 | 1,4 ± 0,2 | 2,3 × 1,2" | -172 |
| C$^{18}$O J=2→1 | <0,02 | 2,3 × 1,2" | -172 |
| $^{13}$CO J=1→0 | 0,140 ± 0,009 | 0,70 × 0,51" | 58 |
| C$^{18}$O J=1→0 | <0,004 | 0,70 × 0,51" | 58 |

par Kóspál et al. [2013] pour le disque de HD 21997. Ils estiment que les valeurs qu'ils déterminent, ($\tau_{12} \in [100;300]$ et $\tau_{13} \in [1,5;4,5]$), peuvent être surestimées d'un facteur deux et sous-estimées d'un facteur cinq. Même si les incertitudes sont plus grandes, l'ordre de grandeur des valeurs que j'ai déterminées suggère que $^{12}$CO J=2→1 est optiquement épais alors que le $^{13}$CO J=2→1 est optiquement mince.

Flaherty et al. [2016] ont détecté l'émission du $^{12}$CO J=1→0 avec avec l'interféromètre *CARMA*, dont le flux intégré est de 1,6 ± 0,2 Jy.km.s$^{-1}$. Le rapport de flux $R(^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}\ 1{-}0)$ pour cette transition est donc de 11 ± 2 sur la base de nos observations *ALMA* et ces observations complémentaires, ce qui me permet de calculer les opacités pour la transition J = 1→0 : $\tau_{12} = 8 \pm 2$ et $\tau_{13} = 0,11 \pm 0,02$, cohérentes avec celles déterminées avec la transition J = 2→1.

### Extension du disque et cavité

En ce qui concerne l'extension spatiale du disque de gaz, les cartes de la figure 3.10 étant à la même échelle pour chaque longueur d'onde que les cartes continuum de la figure 3.9, il est facile de déterminer que le gaz s'étend plus loin dans le disque que la poussière millimétrique, avec un rayon de l'ordre de ∼200 ua. Ce phénomène est fréquemment observé dans les disques et interprété comme un signe d'évolution, les grosses poussières ayant migré vers les parties internes alors que le gaz s'est étalé à cause de sa viscosité.

Les cartes de la figure 3.10 ont été produites avec des poids naturels, qui optimisent la sensibilité. En donnant plus de poids aux grandes lignes de base, avec des poids dits uniformes pour favoriser le pouvoir de résolution (au détriment de la sensibilité), on remarque sur la figure 3.11 que l'émission du $^{12}$CO J=3→2 possède deux pics de part et d'autre de la position de l'étoile, ce qui signe la présence d'une cavité centrale. Les pics sont séparés de ∼0,8", la cavité est donc résolue avec un rayon <45 ua. Cette même cavité est marginalement détectée par Flaherty et al. [2016], le résultat de leur modélisation suggérant un rayon de $29^{+14}_{-20}$ ua. Même en privilégiant les longues lignes de base dans leurs données $^{12}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=2→1, la résolution ne permet pas de distinguer la cavité centrale, l'émission est piquée sur la position de l'étoile. En revanche, sur la base des mêmes données de la transition $^{12}$CO J=3→2 que nous avons analysées, White et al. [2016] mettent en évidence cette cavité en repérant dans le gradient de vitesse deux pics séparés de ∼0,5". Il est plus difficile d'interpréter la carte du $^{13}$CO J=1→0, dont le rapport signal à bruit est plus faible. La faible qualité des données, obtenues avec une météo instable, peut également expliquer l'émission hétérogène dans le disque. Elle présente deux composantes, la principale au sud-est de l'étoile étant détectée jusqu'à une distance d'environ 1" de l'étoile, et une autre plus faible au nord-ouest.

### Gradient de vitesse

Pour chaque raie de CO observée, le gradient de vitesse dans le disque (ou moment 1) est représenté sur la figure 3.12. Les raies avec un meilleur rapport signal à bruit, $^{12}$CO J=3→2 et $^{12}$CO J=2→1, mettent particulièrement en évidence le gradient de vitesse autour de la vitesse de l'étoile à 6 km.s$^{-1}$, attendu pour un disque en rotation keplérienne (voir figure 2.2). Les zones du disque à la vitesse de l'étoile $v_{\rm sys}$ sont situées le long du petit-axe du disque, c'est-à-dire lorsque le vecteur vitesse des particules est perpendiculaire à la ligne de visée. Dans le disque de HD 141569, les parties du disque s'éloignant de nous sont au nord, avec une vitesse $v > v_{\rm sys}$ alors que les zones au sud se rapprochent de nous, avec une vitesse $v < v_{\rm sys}$. La meilleure résolution spatiale des données $^{12}$CO J=3→2 permet de mettre en évidence que les zones les plus grandes vitesses correspondent aux parties internes du disque, conforme à la loi de Kepler.

Le gradient de vitesses est également visible dans les observations du $^{13}$CO à plus faible rapport signal à bruit, mais est fortement perturbé par le bruit des données, notamment pour la transition $^{13}$CO J=1→0.

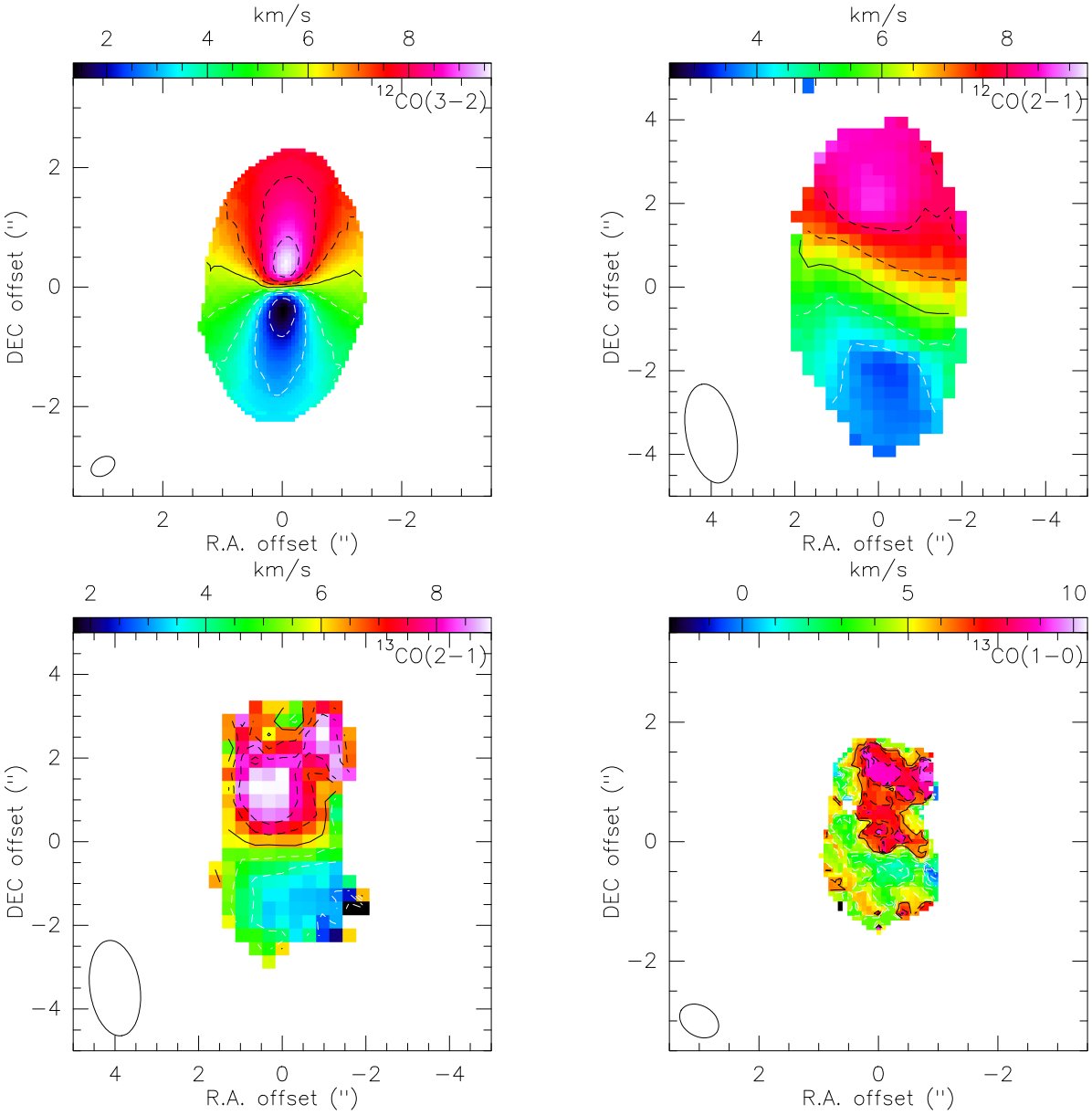


FIGURE 3.12 – Gradient de vitesse des raies de CO observées. L'échelle des cartes est la même que pour la figure 3.10. La vitesse de l'étoile $v_{sys}$ est matérialisée par le contour en trait plein. Les contours discontinus noirs marquent les vitesses plus grandes que $v_{sys}$, espacées de 1 km.s$^{-1}$. Les contours discontinus blancs marquent les vitesses inférieures à $v_{sys}$, espacées également de 1 km.s$^{-1}$.

## 3.4 Modélisation avec DiskFit

Afin de déterminer les propriétés physiques du gaz autour de HD 141569, qui est mieux résolu que le continuum, j'ai modélisé les raies du $^{12}$CO J=3→2, $^{12}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=2→1 avec le code DiskFit, décrit dans le paragraphe suivant.

### 3.4.1 Description du code

DiskFit est un modèle de transfert radiatif qui permet de déterminer les paramètres physiques des disques de gaz et de poussières, utilisé pour la première fois par Dutrey et al. [1994] afin de modéliser le disque autour du système GG Tau. Il est décrit en détails par Piétu et al. [2007].

Deux catégories de paramètres physiques sont considérés :

— les paramètres "géométriques" : $X_0$, $Y_0$, $i$, $PA$, $R_{\rm out}$, $R_{\rm in}$ et $v_{\rm disk}$ sont respectivement les coordonnées de l'étoile par rapport au centre de la carte, l'inclinaison par rapport à un disque vu de face, l'angle de position (qui repère l'axe de rotation du disque, contrairement à l'optique), les rayons externes et internes du disque et la vitesse systémique ;

— les paramètres dépendants du rayon $r$, qui sont décrits par des lois de puissance de la forme $A(r) = A_0(r/R_0)^{-e_a}$, $A_0$ représentant la valeur du paramètre à la distance $R_0$ (ici 100 ua de manière arbitraire) de l'étoile. Sont ainsi paramétrés la vitesse de rotation $V(r)$, la température $T_m(r)$, la densité de surface $\Sigma_m(r)$, la hauteur d'échelle $h_m(r)$. La largeur locale de la raie $dV(r)$ peut être décrite comme une loi de puissance, mais nous l'avons considérée ici comme constante.

La modélisation est faite dans le plan $uv$ afin de s'affranchir du bruit introduit par la déconvolution. Les visibilités correspondant aux paramètres d'entrée du modèle sont alors calculées, et les paramètres laissés libres sont ajustés par minimisation du $\chi^2$ [Guilloteau and Dutrey, 1998, Piétu et al., 2005].

### 3.4.2 Résultats

J'ai ainsi modélisé le $^{12}$CO J=3→2, le $^{13}$CO J=2→1 et le $^{12}$CO J=2→1 avec DiskFit en fixant uniquement l'exposant de la loi de vitesse de rotation à 0,5, ce qui revient à supposer des vitesses képleriennes.

Les paramètres du meilleur modèle pour les trois raies sont indiqués dans la table 3.5, et une comparaison pour chaque canal de vitesse entre les observations et le modèle est présentée dans la figure 3.14. Le spectre de chaque raie ainsi que celui du modèle associé sont représentés sur la figure 3.13. Les données du $^{12}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=2→1 ont une résolution spectrale lissée à 0,2 km.s$^{-1}$ et 0,4 km.s$^{-1}$ respectivement. Les données *ALMA* du $^{12}$CO J=3→2 ont quant à elle une résolution spectrale réelle de 0,8 km.s$^{-1}$.

**Géométrie** Les paramètres géométriques sont en accord avec les observations de la lumière diffusée en optique/proche infrarouge et l'analyse faite par White et al. [2016], avec notamment des inclinaisons comprises entre 53 et 57,5°. Le $^{12}$CO s'étend jusqu'à 270 ua,

TABLE 3.5 – Paramètres pour le meilleur modèle déterminé pour le $^{12}$CO J=3→2, le $^{13}$CO J=2→1 et le $^{12}$CO J=2→1. Le pivot pour toutes les lois de puissance est fixé à $R_0 = 100$ ua. Les incertitudes sont les erreurs formelles de DiskFit, et les paramètres en gras sont fixés. Travail en cours.

| Paramètres | $^{12}$CO J=3→2 | $^{13}$CO J=2→1 | $^{12}$CO J=2→1 |
|---|---|---|---|
| $X_0$ (mas) | -42,7 ± 0,7 | -15 ± 33 | -74 ± 2 |
| $Y_0$ (mas) | -4,3 ± 0,7 | -19 ± 28 | -17 ± 4 |
| $i$ (°) | 56,05 ± 0,07 | 53 ± 2 | 57,5 ± 0,3 |
| $PA$ (°) | 86,60 ± 0,06 | 90 ± 2 | 85,8 ± 0,2 |
| $v_{\rm disk}$ (km.s$^{-1}$) | 5,557 ± 0,001 | 5,9 ± 0,4 | 6,071 ± 0,004 |
| $R_{\rm out}$ (ua) | 273,5 ± 0,7 | 239 ± 21 | 277 ± 3 |
| $R_{\rm in}$ (ua) | 17 ± 3 | 35 ± 20 | **17** |
| Lois de puissance - $R_0 = 100$ ua | | | |
| $d\,v$ | 0,435 ± 0,003 | 0,2 ± 0,2 | 0,41 ± 0,01 |
| $V_0$ (km.s$^{-1}$) | 4,44 ± 0,01 | 4,8 ± 0,1 | 4,43 ± 0,03 |
| $v$ | **0,5** | **0,5** | **0,5** |
| $T_0$ (K) | 28,1 ± 0,2 | 14 ± 16 | 33 ± 12 |
| $q$ | 0,28 ± 0,01 | 0,4 ± 0,6 | 0,10 ± 0,09 |
| $\Sigma_0$ (cm$^{-2}$, CO) | (7,7 ± 0,2).10$^{16}$ | (5 ± 3).10$^{15}$ | (5.5 ± 0,2).10$^{16}$ |
| $p$ | 3,65 ± 0,08 | 3 ± 1 | 2,8 ± 0,1 |
| $H_0$ | 11,5 ± 0,2 | 10 ± 11 | 17,8 ± 0,5 |
| $h$ | -1,15 ± 0,01 | -1,3 ± 0,7 | -1,45 ± 0,05 |

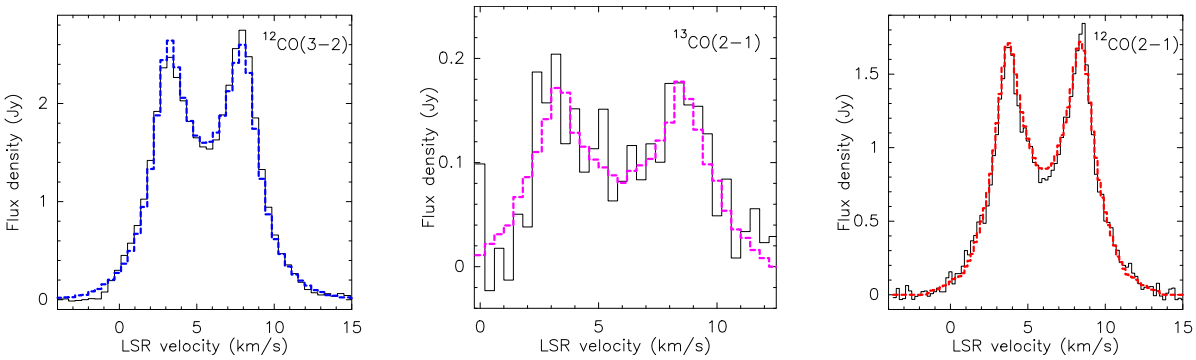


FIGURE 3.13 – Spectre du $^{12}$CO J=2→1 (gauche), $^{13}$CO J=2→1 (centre), et $^{12}$CO J=3→2, modélisés avec DiskFit. Le spectre réel est affiché en trait continu noir, celui du modèle en trait discontinu de couleur.

et le rayon extérieur du $^{13}$CO J=2→1 est 239 ± 21 ua (avec une loi de puissance tronquée, et un pivot à $R_0 = 100$ ua).

**Extension radiale** Le gaz ne recouvre donc pas l'anneau le plus externe observé en optique, à ∼400 ua, mais semble s'étendre jusqu'au deuxième anneau qui est situé à ∼250 ua. Flaherty et al. [2016] ont modélisé la transition $^{12}$CO J=3→2 à l'aide de lois de puissance également, mais avec une décroissance exponentielle pour le bord externe de la densité de surface et un pivot à 150 ua. Ils déterminent ainsi un rayon externe plus faible (∼200 ua) mais dont la limite supérieure à $3\sigma$ se situe à 263 ua (pour une distance de 116 pc). Dent et al. [2005] ont également modélisé la raie du $^{12}$CO J=3→2 qu'ils ont observé avec le *JCMT*. Ils observent une "épaule" dans le profil de la raie, qu'ils ne peuvent reproduire qu'avec un modèle à deux anneaux. Leur spectre est cependant très bruité, et la modélisation avec un seul disque présentée ici permet de bien reproduire nos observations. On peut également souligner que la raie qu'ils ont obtenue comportait une forte dissymétrie, avec l'émission de l'aile décalée vers le rouge plus forte de 50%. Cet effet est observé pour les spectres *ALMA* et *NOEMA*, mais à un niveau beaucoup plus faible dans nos données (moins de 5% de différence entre les deux ailes des raies, voir 3.13).

**Rayon interne** Les données du $^{12}$CO J=3→2 ayant la meilleure résolution spatiale, ce sont elles qui contraignent le mieux le rayon interne du disque, à 17 ± 3 ua. Cette valeur est en particulier cohérente avec la cavité détectée dans l'infrarouge, estimée par exemple à 12 par Goto et al. [2006] et van der Plas et al. [2015] (voir section 3.1.2). En raison des difficultés rencontrées pour faire converger la modélisation de la transition $^{12}$CO J=2→1, la valeur du rayon interne a été fixée à la même valeur que pour la transition J=3→2. En ce qui concerne le $^{13}$CO J=2→1, bien que mal contraint, le rayon interne est plus grand qu'avec la modélisation de la transition $^{12}$CO J=3→2. Si cet effet est réel, il pourrait être expliqué par la différence d'opacité des raies : la transition $^{13}$CO J=2→1 indiquerait qu'une chute de la densité de CO est observée pour r<35 ua, mais cette densité serait tout de même suffisante pour que la cavité ne soit pas détectée jusqu'à 17 ua par la transition optiquement épaisse $^{12}$CO J=3→2.

**Masse stellaire** Grâce à la loi de vitesse, on peut déterminer la masse de l'étoile centrale. A 100 ua, la vitesse du gaz est de 4,44 ± 0,01 km.s$^{-1}$ pour le $^{12}$CO J=3→2, la loi de Kepler prévoit donc une masse de $M_\star = 2{,}19 \pm 0{,}01\ M_\odot$. Cette valeur est très proche de la masse contrainte par le $^{12}$CO J=2→1 (2,22 ± 0,03 $M_\odot$). D'après la modélisation du $^{13}$CO J=2→1, $M_\star = 2{,}6 \pm 0{,}1$, ce qui est dans les barres d'erreur des mesures précédentes. Ces mesures sont en accord avec les mesures faites dans le domaine optique (voir table 3.1), et avec la modélisation de l'émission de la transition $^{12}$CO J=3→2 de White et al. [2016], qui déterminent $M_\star = 2{,}39^{+0{,}04}_{-0{,}05}\ M_\odot$.

**Echelle de hauteur** L'ajustement de l'émission des trois raies confirme que le disque est faiblement évasé, avec un indice pour la hauteur d'échelle de -1,15 ± 0,01 pour la transition J=3→2 du $^{12}$CO, et - 1,45 ± 0,5 pour la transition J=2→1, ce qui implique la surface des parties externes du disques est illuminée par le rayonnement stellaire.

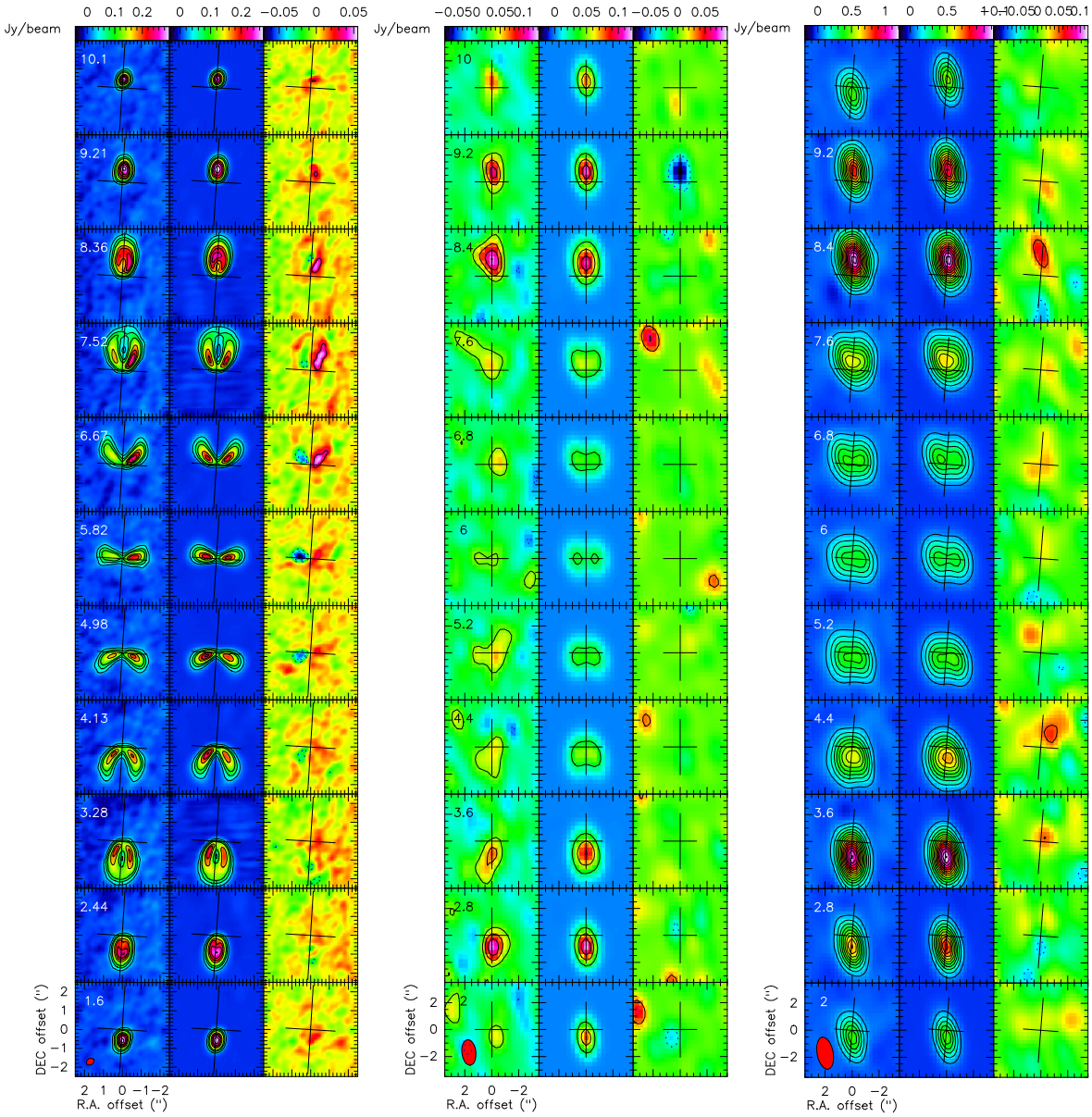


FIGURE 3.14 – Cartes canal à canal des raies du $^{12}$CO J=3→2 (à gauche), $^{13}$CO J=2→1 (au centre) et $^{12}$CO J=2→1 (à droite). Pour chaque raie, la colonne de gauche montre les observations, la colonne centrale montre le meilleur modèle calculée avec DiskFit, correspondant aux valeurs de la table 3.5, et la colonne de droite représente les résidus (soustraction du modèle aux observations). La vitesse de chaque canal est indiquée dans la colonne de droite, et le lobe primaire est représenté par une ellipse dans le canal du bas. Pour le $^{12}$CO J=3→2 et le $^{12}$CO J=2→1, les contours des observations et du modèle sont espacés de $5\sigma$ avec respectivement $\sigma = 6{,}3$ mJy/beam et $\sigma = 16$ mJy/-beam. Pour le $^{13}$CO J=2→1, les contours sont espacés de $3\sigma$, avec $\sigma = 10$ mJy/beam. Pour toutes les raies, les contours négatifs ainsi que les contours des résidus sont espacés de $3\sigma$. On note un résidu significatif pour la modélisation du $^{12}$CO J=3→2.

**Température et densité de surface** L'interprétation des résultats pour les lois de température et de densité de surface est plus complexe, à cause des effets d'opacité du milieu. De façon intuitive, une transition optiquement épaisse ne permet pas de déterminer avec précision la loi de la densité de surface, puisque l'émission provient de la couche de gaz pour laquelle $\tau \sim 1$. De plus, il existe des dégénérescences entre les lois de température et de densité de surface selon l'opacité du milieu. La température de brillance observée $T_b(r)$ du disque s'écrit en effet en fonction de l'opacité $\tau(r)$ et de la température d'excitation $T_{ex}(r)$ d'après la formule 3.2. Pour un milieu optiquement épais, avec $\tau \gg 1$, $T_b(r) = T_{ex}(r)$, la température est donc directement contrainte par les observations. En revanche, si le milieu est optiquement mince, $T_b(r) \propto \Sigma_m(r)$ pour les transitions J = 2→1 (voir par exemple Dartois et al. [2003] et Dutrey et al. [2007] pour plus de détails).

L'ajustement des données $^{12}$CO, dont les transitions J=2→1 et J=3→2 sont optiquement épaisses, permet ainsi de déterminer que la température du gaz est située autour de 30 K à 100 ua, avec un exposant pour la loi de puissance autour de 0,1-0,3. Etant inférieure à la température des grains comprise entre 40 et 100 K dans les parties externes du disque [Thi et al., 2014], il est possible que cette température corresponde à la température d'excitation du gaz et non pas à la température cinétique. La température déterminée avec le $^{13}$CO J=2→1, 14 ± 16 K à 100 ua, n'est pas bien contrainte. Pour mieux déterminer les paramètres, j'ai commencé une minimisation à l'aide du module MCMC (Monte Carlo Markov Chain) de DiskFit, qui permet de calculer plus précisément les barres d'erreur, en particulier lorsqu'elles sont asymétriques. Le travail est en cours mais les paramètres sont cohérents avec la méthode de minimisation classique.

La densité de surface à 100 ua contrainte par les observations $^{12}$CO se situe autour de $5.10^{16}$ cm$^{-2}$. La transition $^{13}$CO J=2→1, bien qu'optiquement mince, ne permet d'estimer qu'un ordre de grandeur pour $\Sigma_0$ ($5.10^{15}$ cm$^{-2}$), à cause du faible rapport signal à bruit. A cette même distance, Piétu et al. [2007] ont déterminé que la densité de surface dans le disque plus jeune de MWC 480 est plus élevée d'un à deux ordres de grandeur par rapport à HD 141569, avec $\Sigma_0 = 6.10^{18}$ cm$^{-2}$ pour le $^{12}$CO J=2→1 et $8.10^{16}$ cm$^{-2}$ pour le $^{13}$CO J=2→1. Cela montre que le disque de gaz autour de HD 141569 est en cours de dissipation.

**Qualité de l'ajustement** De manière globale, les paramètres déterminés pour le $^{12}$CO J=3→2 et le $^{12}$CO J=2→1 sont très similaires, alors que ceux du $^{13}$CO J=2→1, dont le rapport signal à bruit est plus faible, sont moins bien contraints. Les spectres modélisés de la figure 3.13 et l'absence de résidus significatifs visible sur la figure 3.14 témoignent de la qualité de la modélisation, pour le $^{12}$CO J=2→1 et le $^{13}$CO J=2→1. On peut noter la présence d'un résidu >3$\sigma$ autour de 7 km.s$^{-1}$ pour le $^{12}$CO J=3→2, significatif à 6,5$\sigma$ sur l'aire intégrée. L'émission intégrée, dont les contours sont visibles dans la figure 3.16, comporte deux pics, situés à une distance projetée de l'étoile d'environ 50 ua. Les résultats présentés restent préliminaires et sont susceptibles d'évoluer, notamment pour les paramètres les moins contraints.

## 3.5 Masses des disques

### 3.5.1 Masse de la poussière

La poussière observée dans les disques aux longueurs d'onde millimétriques est généralement optiquement mince, ce qui signifie que toute l'émission de la poussière est détectée. Il est alors possible de déterminer la masse de ces poussières. Il faut pour cela connaître la température des grains et leur coefficient d'absorption $\kappa_\nu$, qui dépend du paramètre $\beta$. La température $T_d$ des grains pour un disque de débris optiquement mince peut être calculée pour une distance donnée en faisant l'hypothèse que les grains émettent comme des corps noirs :

$$T_d = 278,3 \sqrt{\frac{L_\star^{0,5}}{r}} \tag{3.4}$$

avec $L_\star$ la luminosité de l'étoile exprimée en luminosité solaire et r le rayon auquel se trouve les grains en unité astronomique [Wyatt, 2008]. En prenant $L_\star = 30$ $L_\odot$ et un rayon de 100 ua, on obtient $T_d = 65$ K (92 K pour de la poussière à 50 ua).

La masse de la poussière millimétrique peut alors être obtenue grâce à la formule suivante :

$$M_d = \frac{F_\nu D^2 c^2}{2h\nu^3 \kappa_\nu} \left( \exp\left( \frac{h\nu}{k T_d} \right) - 1 \right) \tag{3.5}$$

où $\kappa_\nu = 10(\nu/10^{12})^\beta$ est le coefficient d'absorption massique de la poussière, comme défini par Beckwith et al. [1990]. Nous avons vu dans la section 3.3.1 que le paramètre $\beta$ semble inférieur à 0,7. En tenant compte des trois mesures de flux à 0,87 mm, 1,3 mm et 2,8 mm de la table 3.3, ainsi que des variations possibles de $\beta$ et de la température, avec $\beta \in [0;0,7]$ et $T_d \in [65;92]$ la masse de poussières millimétriques est comprise entre 0,03 et 0,52 $M_\oplus$, et est en accord avec la masse déterminée par Flaherty et al. [2016] (0,6 $M_\oplus$) et White et al. [2016] (>0,04 $M_\oplus$).

### 3.5.2 Masse de gaz

Lorsque l'émission du gaz est optiquement épaisse, la masse de gaz ne peut être estimée qu'à partir de la masse de poussières, en faisant une hypothèse sur le rapport gaz sur poussière. Ce dernier est de 100 dans le milieu interstellaire et souvent supposé identique dans les disques proto-planétaires. Il est donc préférable d'utiliser directement les mesures de gaz pour calculer la masse, mais comme pour la poussière, le gaz doit être optiquement mince. C'est pour cette raison que les isotopes du CO sont utilisés pour sonder la masse du disque de gaz. D'après les estimations d'opacité des raies que nous avons obtenues, nous pouvons utiliser le $^{13}$CO dont l'opacité est strictement inférieure à 1. L'estimation de la masse est donc ainsi plus précise qu'à partir du $^{12}$CO, qui est optiquement épais et ne fournit qu'une limite inférieure (voir par exemple White et al. [2016], qui suggèrent $M_{H_2} > 1,4$ $M_\oplus$).

La modélisation a permis de déterminer la densité de surface du $^{13}$CO J=2→1 : $\Sigma_m(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-p}$ (cm$^{-2}$). Il suffit alors d'intégrer $\Sigma_m$ sur toute la surface du disque pour déterminer le nombre de molécules de CO qu'il contient :

$$N_{\rm CO} = \int_{R_{\rm int}}^{R_{\rm out}} \int_0^{2\pi} \Sigma_m(r) r \, {\rm d}r {\rm d}\theta \tag{3.6}$$

ce qui après calculs s'écrit

$$N_{\rm CO} = \frac{2\pi\Sigma_0 R_0^2}{2-p} \left[ \left(\frac{R_{\rm out}}{R_0}\right)^{2-p} - \left(\frac{R_{\rm int}}{R_0}\right)^{2-p} \right]. \tag{3.7}$$

En appelant X le rapport d'abondance (nombre de molécules) de CO par rapport à $H_2$ , et $m_{H_2}$ la masse moléculaire du dihydrogène, la masse totale de $H_2$ dans un disque s'obtient avec la formule suivante :

$$M_{H_2} = \frac{N_{\rm CO}}{X} m_{H_2}. \tag{3.8}$$

Le rapport isotopique $^{12}$CO/$^{13}$CO est de l'ordre de 77 (voir par exemple Wilson and Rood [1994]), et en supposant que le rapport d'abondance entre le $^{12}$CO et $H_2$ est de $10^{-4}$ (voir table 1.1), le rapport d'abondance X[$^{13}$CO/$H_2$] est de $\sim 10^{-6}$. De récentes études soulignent que le rapport d'abondance [CO/$H_2$] pourrait être plus faible [Reboussin et al., 2015b, Bergin et al., 2013], ce qui conduirait à sous-estimer la masse totale de gaz en prenant pour valeur $10^{-4}$. Pour le $^{13}$CO J=2→1, $\Sigma_0 = 5.10^{15}$ cm$^{-2}$, p = 2,8, $R_{\rm out}$ = 240 ua. Le paramètre le plus critique dans la formule 3.7 et donc dans le calcul de la masse est le rayon interne, du fait de la décroissance en loi de puissance de $\Sigma_m$. En prenant pour limites 15 et 35 ua, la masse de $H_2$ ainsi estimée est comprise entre 68 et 151 $M_\oplus$. Cette gamme de valeurs est cohérente avec les modèles de Jonkheid et al. [2006] et Thi et al. [2014], qui estiment respectivement 80 $M_\oplus$ et 67-164 $M_\oplus$. Nos observations confirment donc ces modèles.

### 3.5.3 Rapport de masses gaz/poussières

D'après les estimations des masses de poussières et de gaz faites dans les deux derniers paragraphes, le rapport de masses gaz/poussière serait compris entre 130 et 5000. Le rapport de masse entre le gaz est la poussière est un paramètre ajusté par la modélisation de Thi et al. [2014], qui se base notamment sur l'émission de [OI], [CII] et la raie $^{12}$CO J=3→2 observée par Dent et al. [2005]. Leur résultat suggère une valeur du rapport comprise entre 50 et 100. Si l'on calcule le rapport brut à partir de la masse de poussières qu'ils ont déterminée en modélisant la SED de HD 141569, à savoir 0,7 $M_\oplus$ (comparée à la gamme 0,03–0,52 $M_\oplus$ que l'on estime) et leur gamme de valeurs pour la masse de gaz, le rapport est compris entre 96 et 234.

Le rapport gaz/poussières semble donc être supérieur à la valeur canonique de 100 du milieu interstellaire. La mesure de ce rapport est cependant soumise à de nombreuses incertitudes, ce qui rend difficile l'interprétation des valeurs. En effet, en plus des incertitudes sur la mesure des flux, les masses sont calculées à partir de paramètres qui sont

parfois mal connus, comme la température des grains de poussières ou leur coefficient d'absorption massique. La masse de gaz est quant à elle principalement dépendante de la densité de surface, qui n'est bien contrainte que par l'émission du gaz optiquement mince, et du rapport d'abondance entre le CO et $H_2$.

La morphologie du disque complique également les choses puisque le gaz et la poussières ne sont pas forcément situés dans les mêmes zones. Le rapport gaz/poussière varie donc très certainement localement.

### 3.5.4 Limites supérieures sur le contenu moléculaire du disque

Les particularités du disque de HD 141569 nous ont conduits à nous intéresser aux autres molécules qu'il pouvait contenir. En effet, la faible quantité de poussières et la faible densité de surface par rapport aux disques plus jeunes peut avoir un impact sur le contenu moléculaire du gaz : il est possible que le flux UV de l'étoile pénètre plus en profondeur dans le disque et permette la destruction ou la désorption de certaines molécules. Nous avons donc obtenu des observations avec l'antenne de 30 m de l'IRAM (PI : J. Péricaud) afin de sonder le spectre de HD 141569 à la recherche d'autres molécules que CO. J'ai utilisé les deux bandes de fréquences E090 et E150 du récepteur EMIR, respectivement centrées à 91,2 GHz et 146 GHz (largeur des bandes : 8 GHz).

Dans la bande E090, nous espérions observer principalement les transitions J=1→0 de $HCO^+$ et HCN. Aucune raie n'a été détectée, avec un rms de 7,2 mJy ($\delta$v = 0,64 km.s$^{-1}$). Dans la bande E150, aucune raie non plus n'a été détectée avec un rms de 12 mJy ($\delta$v = 0,40 km.s$^{-1}$). Nous ciblions dans cette bande les transitions $H_2CO$ J =2→1, $HC_3N$ J =16→15, CS J =3→2 et plusieurs transitions de c-$C_3H_2$.

La sensibilité que nous avons obtenue nous aurait par exemple permis de détecter facilement $HCO^+$ J =1→0 et CS J =3→2 à respectivement 33$\sigma$ et 32$\sigma$ dans le disque de l'étoile de Herbig AB Aur [Pacheco-Vázquez et al., 2015]. De la même façon, $HC_3N$ J =16→15 aurait pu être détecté à 5$\sigma$ dans le disque autour de l'étoile de Herbig MWC 480 [Chapillon et al., 2012a], et l'on aurait pu suspecter avec un niveau d'à peine 3$\sigma$ la présence de c-$C_3H_2$ J =3→2 dans le disque de HD 163296 [Qi et al., 2013].

Les non-détections autour de HD 141569 restent à analyser en détails, mais suggèrent que le flux UV de l'étoile joue un rôle destructeur sur les molécules dans le disque.

## 3.6 Discussion

### 3.6.1 Comparaison optique/mm

Les images de HD 141569 montrent la complexité de la distribution des petites poussières dans le disque, qui se présente sous la forme de plusieurs anneaux, spirales et arcs (section 3.1.1). Dans le domaine millimétrique, la distribution des grosses poussières apparaissent plus compacte que celle des poussières sub-microniques, comme le montre la superposition des contours du continuum avec les images de lumière diffusées sur la figure 3.15. Les observations à haute résolution spatiale faites à 0,87 mm et 2,8 mm in-

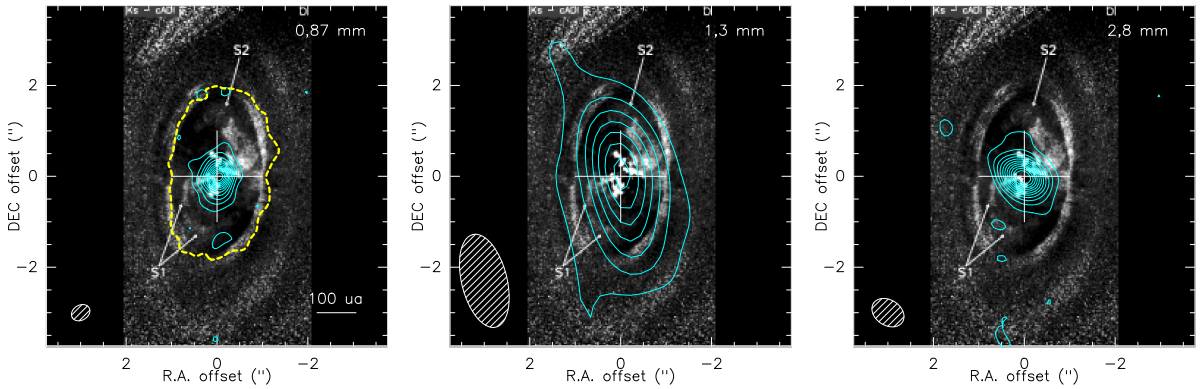


FIGURE 3.15 – Les contours du continuum à 0,87 mm, 1,3 mm et 2,8 mm sont superposés à la lumière diffusée par les grains sub-sub-microniques observés par *SPHERE* [Perrot et al., 2016]. Les contours sont espacés de $3\sigma$, avec $\sigma = 50{,}9$ mJy à 0,87 mm, $\sigma = 78{,}4$ mJy à 1,3 mm et $\sigma = 8{,}32$ mJy à 2,8 mm. Le premier contour à $3\sigma$ ($\sigma = 40{,}6$ mJy) du $^{12}$CO J=3→2 avec des poids naturels est représenté en trait discontinu jaune, et se superpose à l'anneau de poussière situé à 250 ua.

diquent que ces grosses poussières sont situées principalement à l'intérieur de 50-100 ua, et ne suivent apparemment pas la distribution des petites poussières.

Il faut cependant être prudent et tenir compte des effets liés à la taille du lobe. Le premier contour à $3\sigma$ sur l'image centrale de la figure 3.15 indique que la poussière est détectée à 1,3 mm jusqu'à ∼200 ua. Même si le lobe est grand et domine la distribution, l'extension spatiale semble s'étendre au-delà du lobe et pourrait témoigner de la présence de grosses poussières à plus grande distance de l'étoile, représentant environ 30% du flux. Leur émission, moyennée par le lobe, serait suffisante pour être détectée, alors qu'elle ne l'est pas pour de plus grandes résolutions (voir section 3.3.1). Cette hypothèse est renforcée par la visualisation des données dans le plan $uv$ (voir section 3.3.2) : les lignes de base les plus courtes révèlent qu'une partie du flux provient de régions étendues (∼40% à 0,87 mm et 2,8 mm). Des observations avec le réseau compact *ACA* pourraient par exemple permettre d'étudier cette distribution étendue de poussières au-delà de 100 ua.

D'après les modélisations faites avec DiskFit, le gaz ne s'étend pas au-delà de 270 ua. Le contour à $3\sigma$ du $^{12}$CO J=3→2 visible en trait discontinu jaune sur la figure 3.15 permet de comparer la distribution de gaz avec celle des petites poussières. On y voit notamment que ce contour se superpose parfaitement à l'anneau interne situé à ∼250 ua. Cet anneau est le plus complexe du système, puisqu'il présente de nombreuses discontinuités dans la partie est, et possède une pente interne de l'anneau très abrupte (voir section 3.1.1). Ces différents éléments semblent indiquer que cet anneau pourrait être confiné par deux planètes de masse <2 $M_{Jup}$ [Biller et al., 2015], moins massives que les limites de détection des observations actuelles [Biller et al., 2015, Konishi et al., 2016, Perrot et al., 2016, Currie et al., 2016]. Sans invoquer la présence de planètes, la coïncidence de l'anneau de poussière à 250 ua et le bord externe du disque de gaz peut être expliquée par les phénomènes de migration des poussières. Takeuchi and Artymowicz [2001] ont en effet montré que sous l'influence de la pression de radiation, les particules ont une vitesse légèrement inférieure à celle du gaz, ce qui leur fait gagner du moment angulaire et provoque une dérive vers l'extérieur (voir section 2.3). Les particules dérivent ainsi jusqu'au bord du disque de gaz : au-delà, le couple qu'exerçait le gaz sur les particules n'existe plus, les particules restent donc sur des orbites képleriennes, et forment un anneau.

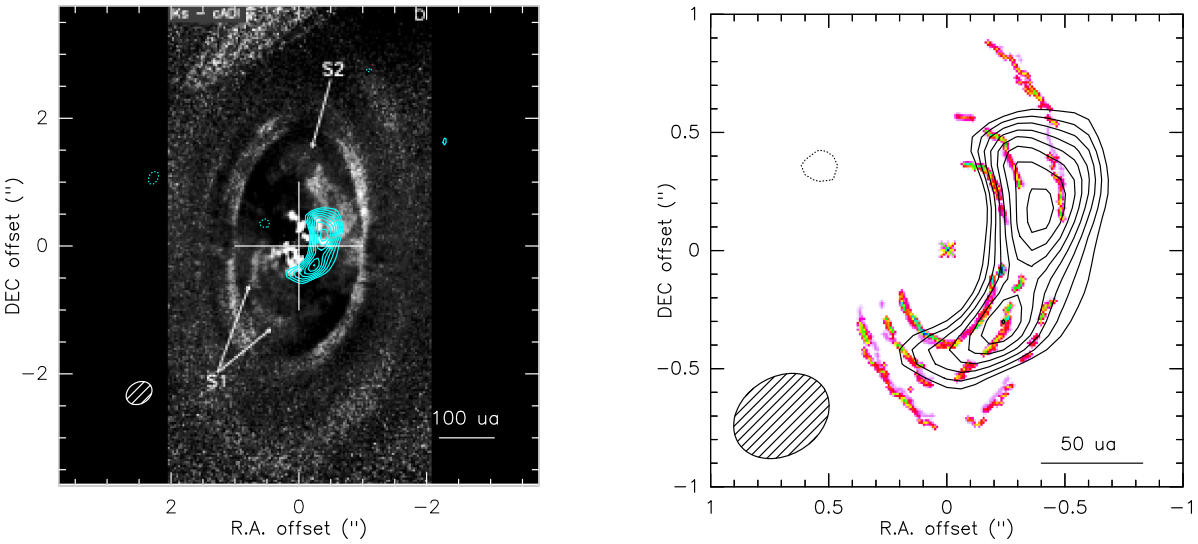


FIGURE 3.16 – Les contours (espacement de 0,5$\sigma$ à partir de 3$\sigma$, avec $\sigma = 33$ mJy.beam$^{-1}$.km.s$^{-1}$) de l'émission intégrée de la différence entre les observations du $^{12}$CO J=3→2 et le meilleur modèle sont superposés à la lumière diffusée par les grains sub-microniques observés par *SPHERE* à gauche, et aux différents anneaux/arcs identifiés dans les parties internes de ces images à droite [Perrot et al., 2016].

Il est également intéressant de comparer le résidu de la modélisation du $^{12}$CO J=3→2 aux structures de la poussière sub-micronique. Afin de comprendre son origine, j'ai superposé sur la figure 3.16 l'émission intégrée de ce résidu à l'image *SPHERE* de Perrot et al. [2016] et aux anneaux qui sont détectés dans les parties internes (<100 ua). Les contours semblent correspondre au début de ce qui est appelé par Perrot et al. [2016] la spirale $S_2$ et se superposent aux anneaux de poussières identifiés à 93, 64 et 47 ua. Le résidu pourrait ainsi correspondre à une véritable inhomogénéité dans la distribution du gaz, et éventuellement être une spirale. Il est également possible que le surplus d'émission soit lié à un effet de température. D'après la lumière diffusée par les grains de poussières, le disque serait incliné de telle sorte que le côté ouest est le plus éloigné de nous : les zones internes du disque, chauffées par le rayonnement de l'étoile, sont donc directement visibles. En revanche, comme le $^{12}$CO J=3→2 est optiquement épais, ces mêmes zones du côté est ne sont pas visibles, et sont donc en apparence plus froides.

### 3.6.2 HD 141569, un disque hybride

La modélisation du disque de gaz autour de HD 141569 montre que le disque est en cours de dissipation, puisqu'il possède une densité de surface et une masse significativement plus faibles que dans les disques proto-planétaires classiques autour d'étoiles du même type. De plus, la faible émission du continuum et sa distribution compacte montrent que la poussière a évolué. Le disque a d'ailleurs été classé comme un disque de débris où la poussière est produite par collisions dans les parties externes, avant que le gaz n'y soit détecté. Bien que du CO puisse être libéré à la suite des collisions, comme c'est le cas dans les disques autour de $\beta$ Pictoris [Dent et al., 2014] et HD 181327 [Marino et al., 2016], cette origine ne peut pas expliquer la distribution spatiale uniforme du disque de gaz de HD 141569 ni sa masse d'environ 100 $M_\oplus$ : le gaz doit être majoritaire-

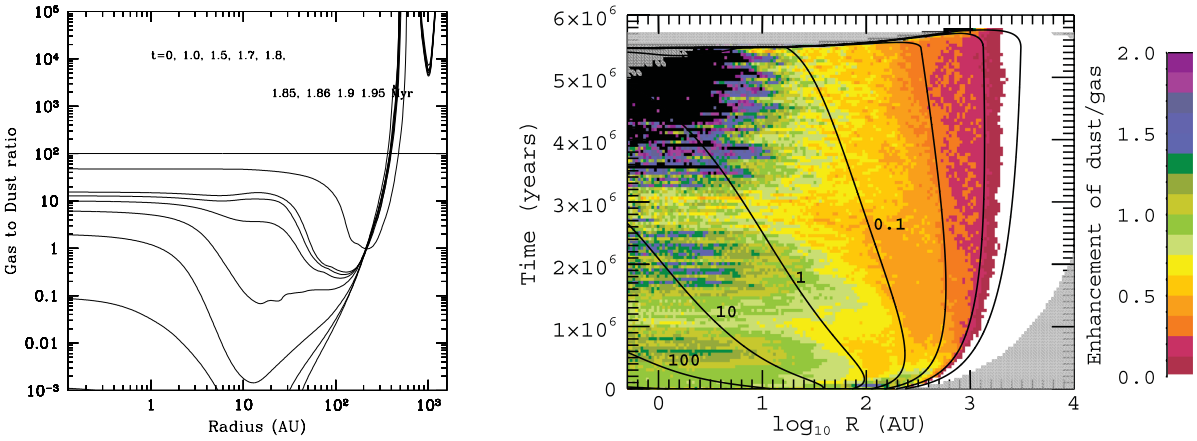


FIGURE 3.17 – Gauche : évolution du rapport $M_{gaz}/M_{grains}$ en fonction du rayon d'après Gorti et al. [2015]. Droite : le facteur d'augmentation de la masse de poussières par rapport à celle du gaz (échelle colorée) est tracé en fonction du rayon et du temps d'évolution du disque, d'après Hughes and Armitage [2012]. Les zones vertes pour lesquelles le facteur est égal à 1 ont un rapport $M_{gaz}/M_{grains} \sim 100$, les zones oranges/rouges ont un rapport plus élevé et les zones bleues/violettes ont un rapport plus faible.

ment primordial.

Le disque est donc à rapprocher de la catégorie des disques "hybrides", terme employé pour la première fois afin de caractériser le disque autour de HD 21997 [Moór et al., 2013, Kóspál et al., 2013]. Les images *ALMA* de HD 21997 ont en effet révélé un disque de gaz de 26-60 $M_\oplus$, s'étendant de <26 à 138 ±20 ua, alors que le disque de poussière à 0,87 mm présente une cavité centrale de rayon interne 55 ± 16 ua. L'hypothèse de la production de gaz par collisions ne permet pas d'expliquer cette différence de localisation, ni la masse importante de gaz. On peut citer également dans cette catégorie de disques hybrides, avec un disque de débris et une quantité de gaz potentiellement primordiale, 49 Ceti [Hughes et al., 2008a] ou encore la récente détection HD 131835 [Moór et al., 2015a]. Le nombre de ces disques reste limité et des observations résolues à venir avec *ALMA* permettront d'en apprendre plus sur ces systèmes particuliers.

Un élément commun aux deux disques hybrides HD 21997 et HD 141569 est le rapport élevé de la masse de gaz par rapport à la masse de poussières : il est compris entre 130 et 5000 pour HD 141569, et de l'ordre de 300 dans HD 21997. Grâce aux observations de plus en plus nombreuses des isotopes minces de CO (principalement $^{13}$CO et C$^{18}$O), des mesures indépendantes de la masse de gaz et de poussières peuvent être faites et contraignent le rapport à des valeurs inférieures à 100, qui est usuellement considéré dans les disques. Williams and Best [2014] déterminent par exemple un rapport moyen de 16 dans leur échantillon de 9 étoiles de type spectral K à M.

La figure 3.17 montre que dans les régions externes des disques (>200 ua), les modèles de dissipation de Gorti et al. [2015] et Hughes and Armitage [2012] prévoient un rapport $M_{gaz}/M_{grains}$ plus élevé que la valeur canonique 100 à cause de la dérive des grains vers les régions internes du disque. Dans ces régions internes, les mécanismes qui créent un rapport plus faible que 100 sont plus complexes, mais reposent principalement sur le fait que les grains ne sont pas couplés au gaz et subsistent donc dans le disque alors que le gaz est progressivement évacué par photoévaporation.

Il reste donc à comprendre la spécificité des disques hybrides. Dans le futur, il sera par exemple important de contraindre les rapports de masses dans différentes régions des disques. L'interprétation est d'autant plus compliquée que la géométrie d'une source à l'autre varie, puisque HD 141569 présente une distribution spatiale de poussières piquée au centre alors que celle de HD 21997 présente une cavité de ∼55 ua, das laquelle du gaz est détecté.

## 3.7 En bref

Au cours de ce chapitre, j'ai étudié en détails le disque de gaz et de poussière autour de HD 141569. Les points suivant ont en particulier été abordés :

— HD 141569 possède un disque de débris complexe, révélé par les observations de la lumière diffusée en optique et proche infrarouge. Du gaz moléculaire et atomique y a également été détecté, et les observations du CO dans le domaine infrarouge mettent en évidence une cavité centrale, de rayon <20 ua ;
— nous avons obtenu des observations avec *NOEMA* et *ALMA* du $^{12}$CO J=2→1, $^{13}$CO J=2→1, $^{13}$CO J=1→0 et des continuums associés, complétées par les données de l'archive *ALMA* à 0,87 mm. J'ai également observé l'étoile avec le *30 m* de l'IRAM afin de détecter de nouvelles molécules, sans en trouver ;
— le disque de gaz est majoritairement primordial et en cours de dissipation, alors que le disque de poussière a évolué vers un disque de débris où les petites poussières sont de seconde génération : le disque est un système hybride.
— le continuum est détecté et résolu à 0,87 mm, 1,3 mm et plus marginalement à 2,8 mm. L'analyse dans le plan $u\,v$ indique la présence d'un flux étendu, non visible dans les images. L'extension spatiale y est inférieure à 1" à 0,87 et 2,8 mm, mais s'étend jusqu'à 2" à 1,3 mm. Le coefficient d'absorption massique de la poussière $\beta$ est inférieur à 0,7 à $3\sigma$, signe du grossissement des grains et/ou d'un cœur de poussière optiquement épais au centre du disque ;
— les raies du $^{12}$CO J=3→2, $^{12}$CO J=2→1, $^{13}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=1→0 sont détectées à la différence du C$^{18}$O J=2→1 et du C$^{18}$O J=1→0. Les rapports des flux du $^{12}$CO et du $^{13}$CO montrent que le $^{12}$CO est optiquement épais ($\tau$ ∼10), alors que le $^{13}$CO est optiquement mince ($\tau$ ≤0,2). Les contours du $^{12}$CO J=3→2, $^{12}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=2→1 s'étendent de manière uniforme jusqu'à 2".
— j'ai modélisé le $^{12}$CO J=3→2, $^{12}$CO J=2→1 et $^{13}$CO J=2→1 avec le code de transfert radiatif DiskFit. Les paramètres des deux raies les mieux détectées, le $^{12}$CO J=2→1 et le $^{12}$CO J=3→2 sont bien contraints. Les barres d'erreurs des paramètres du $^{13}$CO J=2→1 sont plus grandes, mais sont cohérentes avec les deux autres raies. Un résidu significatif est observé pour quelques canaux du $^{12}$CO J=3→2, dans les parties internes du disque ;
— les paramètres géométriques correspondent à ceux du disque de débris. Le rayon interne est également mis en évidence grâce aux observations $^{12}$CO J=3→2 : $R_{\rm in} = 17 \pm 3$ ua, valeur cohérente avec les observations de la cavité détectée dans l'infrarouge. Le résidu observé se superpose en partie à une éventuelle spirale détectée dans les images de la poussière sub-micronique ;
— la densité de surface du CO est plus faible de un à deux ordres de grandeur par rapport aux disques proto-planétaires classiques, ce qui montre que le disque est

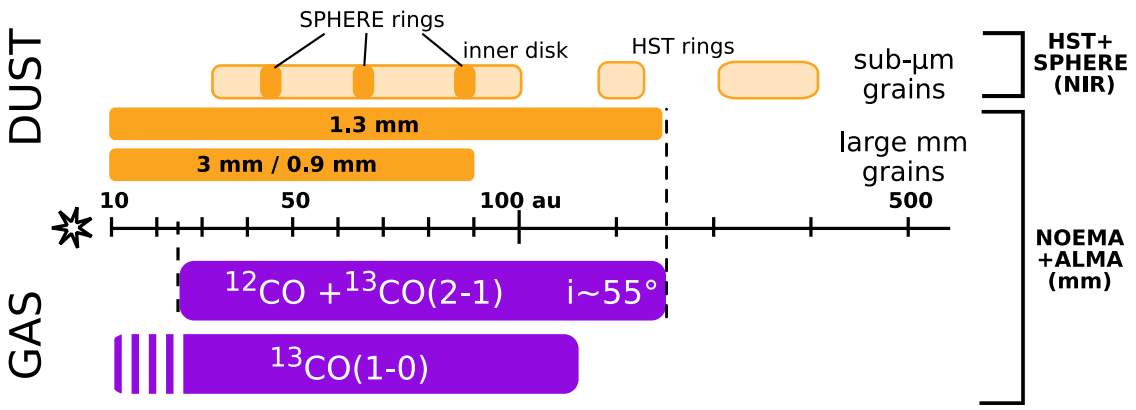


FIGURE 3.18 – Schéma des distributions de gaz et de poussières dans le disque autour de HD 141569.

en cours de dissipation. A partir de la densité de surface de l'isotope optiquement mince $^{13}$CO J=2→1, j'ai déterminé que la masse totale de gaz du disque est comprise entre 68 et 151 $M_\oplus$, et entre 0,03 et 0,52 $M_\oplus$ pour la masse de poussières millimétriques. Le rapport $M_{gaz}/M_{grains}$ est donc compris entre 130 et 5000 ;

— les grosses poussières (mm) détectées sont concentrées dans les parties internes du disque (<100 ua), contrairement aux petites poussières observées en lumière diffusée, qui s'étendent sur plusieurs centaines d'unités astronomiques. Le bord externe du disque de gaz et l'anneau interne à 250 ua sont confondus, ce qui suggère leur confinement par une planète ou un effet de migration des petits grains ;

`Qui dicit de omnibus dicit de singulis ; qui dicit de singulis non dicit de omnibus`

— *Qui énonce des principes généraux y comprend les cas particuliers ; qui traite des cas particuliers ne dit rien des principes généraux.*

Chapitre 4

# Les disques hybrides

## Sommaire


**4.1 Des disques de débris riches en gaz . . . 94**
**4.2 Recherche de nouveaux disques hybrides . . . 94**
4.2.1 Observations . . . 95
Sélection des disques de débris . . . 95
Caractéristiques techniques . . . 95
4.2.2 Réduction et analyse des données . . . 96
Contamination . . . 98
4.2.3 Contraintes sur la masse de gaz dans les disques de débris . . . 99
Masses de gaz calculées à partir des limites sur $S_{CO}$ . . . 99
Masses de gaz calculées à partir de la modélisation DiskFit . . . 103
4.2.4 Comparaison aux autres études . . . 104
4.2.5 Possible détection autour de HD 23642 . . . 107
4.2.6 Corrélation entre la détection de gaz et le flux infrarouge . . . 108
**4.3 Le rapport de flux CO/continuum . . . 109**
4.3.1 Compilation bibliographique . . . 110
4.3.2 Extrapolation du flux . . . 110
4.3.3 Corrélation de l'émission du gaz et de la poussière . . . 111
4.3.4 Influence stellaire . . . 114
Type spectral, masse stellaire $M_\star$ et luminosité stellaire $L_\star$ . . . 115
Taux d'accrétion $M_{acc}$ . . . 117
Age . . . 117
4.3.5 Quelques disques particuliers . . . 118
Rapport $S_{CO}/F_{cont}$ élevé : les disques hybrides . . . 118
Faible rapport $S_{CO}/F_{cont}$ . . . 120
$\beta$ Pictoris . . . 121
**4.4 Origine des disques hybrides . . . 121**
4.4.1 Origine primordiale ou secondaire du gaz . . . 121
4.4.2 Rapide évolution de la poussière . . . 122
**4.5 Disques hybrides et biais observationnels . . . 123**
**4.6 En bref . . . 124**

## 4.1 Des disques de débris riches en gaz

Les disques proto-planétaires, dans lesquels débute la formation planétaire, évoluent avec le temps pour devenir des disques de débris. C'est durant ces phases que les systèmes planétaires se mettent en place. L'étude des systèmes en transition entre les disques proto-planétaires et de débris est donc cruciale pour contraindre les mécanismes en jeu.

Ces dernières années, de plus en plus de cavités centrales de quelques dizaines d'unités astronomiques ont été découvertes dans les disques proto-planétaires riches en gaz (voir par exemple Cieza et al. [2010], Cieza et al. [2012], van der Marel et al. [2015]). Ces cavités pourraient révéler les premières étapes de la dissipation des disques, qui sont alors appelés disques de transition.

Du point de vue des disques de débris, les nombreuses observations ont révélé qu'ils ne sont pas tous dépourvus de gaz, certains disques possédant même un résidu substantiel de gaz primordial. Le gaz atomique a d'abord été mis en évidence de façon indirecte, en détectant les raies d'absorption CaII et NaI, attribuées à la présence d'un disque de gaz dans $\beta$ Pictoris [Vidal-Madjar et al., 1986]. La variabilité de ces raies fut par la suite interprétée comme l'évaporation de larges comètes, lorsqu'elles "tombaient" sur l'étoile, appelées par conséquence "Falling-Evaporating Bodies" (FEB) [Lagrange-Henri et al., 1989]. Le gaz était donc de seconde génération, produit par la destruction de comètes. Par la suite, Zuckerman et al. [1995] ont cherché l'émission de CO autour d'étoiles de quelques millions d'années afin de caractériser le temps de formation des planètes géantes. C'est au cours de cette étude que les premiers disques de gaz dans des disques de débris, HD 141569 et 49 Ceti, ont été découverts avec le télescope de *30 m* de l'IRAM. La masse de CO détectée suggère que ce gaz est d'origine primordiale (voir chapitre précédent). Depuis, plusieurs études ont été consacrées à la recherche de gaz dans les disques de débris avec les antennes *JCMT, APEX* et *IRAM* Dent et al. [2005], Kastner et al. [2010], Hales et al. [2014], et ont confirmé les détections de gaz dans HD 141569 et 49 Ceti, mais peu d'autres systèmes ont été détectés : seules les études de Moór et al. [2011] et très récemment Moór et al. [2015a] ont révélé avec *APEX* la présence d'un disque de gaz dans les disques de débris HD 21997 ($^{12}$CO J=3→2 et $^{12}$CO J=2→1) et HD 131835 ($^{12}$CO J=3→2).

## 4.2 Recherche de nouveaux disques hybrides

Le faible nombre de détections de disques de débris riches en gaz moléculaire semble indiquer que ces systèmes sont rares ou représentent un épisode bref de la vie des disques, mais présentent un intérêt majeur pour l'étude de la fin de vie des disques proto-planétaires, comme l'a montré l'étude du disque hybride HD 141569 au chapitre précédent. En effet, parmi les quatre disques détectés dans les études précédemment citées, deux sont des disques hybrides dont le CO est majoritairement d'origine primordiale. 49 Ceti et HD 21997 étant âgés de respectivement 40 et 30 millions d'années, une question se pose immédiatement : comment un réservoir de gaz primordial peut-il survivre si longtemps ? On peut également se demander pourquoi ces disques ne sont observés pour l'instant qu'autour d'étoiles de types A, et quel est l'impact du gaz sur la poussière et la formation des systèmes planétaires. Afin de mieux comprendre les mécanismes en jeu

dans ces disques, il est donc indispensable de faire plus d'observations, pour améliorer les statistiques sur cette catégorie d'objets.

### 4.2.1 Observations

#### Sélection des disques de débris

Les disques hybrides détectés à ce jour ont certaines propriétés en commun, comme la présence d'un jeune disque de débris, orbitant autour d'une étoile de type spectral A. Dans le but de découvrir de nouveaux objets similaires, nous avons donc fait des observations pour rechercher la présence de gaz ($^{12}$CO J=2→1 et $^{12}$CO J=3→2) dans les disques de la table 4.1, selon des critères de sélection similaires aux caractéristiques des sources hybrides déjà détectées :

— l'étoile centrale est de type F, A ou B ;
— l'étoile est entourée d'un disque de débris quantifié par un rayon externe du disque de poussière au-delà de 30 ua ;
— le système est jeune (< 100 millions d'années) ;
— nous avons levé la contrainte sur $L_{IR}/L_{\star}$ (>$5.10^{-4}$ pour les autres études).

Les étoiles ont été choisies d'après les études de disques de débris conduites grâce aux télescopes *IRAS*, *Spitzer*, *Herschel* et *WISE* [Rhee et al., 2007, Wyatt et al., 2007, Zuckerman and Song, 2004, Patel et al., 2014, Morales et al., 2009, Chen et al., 2006, Riviere-Marichalar et al., 2014, Kennedy et al., 2014]. Parmi les 34 sources de notre échantillon, le CO avait déjà été recherché dans 13 d'entre elles (en italique dans la table 4.1), mais à un seuil de détection plus élevé que celui que nous avons fixé (voir section 4.2.2).

Les distances des sources s'échelonnent entre 27 et 201 pc, avec une valeur médiane de 69 pc et une dispersion de 46 pc. Certains de ces disques ont déjà été étudiés comme l'étoile HD 218396, plus connue sous le nom de HR 8799. Le système est célèbre puisqu'en plus du disque de débris, quatre planètes ont directement été observées par les télescopes *Keck* et *Gemini*. On peut également citer HD 15115, qui possède un disque asymétrique vu par la tranche, résolu notamment par le télescope spatial *Hubble*.

Nous avons également inclus dans l'échantillon quelques sources de type FEB, qui montrent des signes de présence de gaz d'origine *a priori* cométaire. Bien que le gaz détecté par l'évaporation de comètes proches de l'étoile soit d'origine secondaire, il est possible que le disque contienne du CO à plus grande distance comme c'est le cas pour $\beta$ Pictoris.

#### Caractéristiques techniques

Les observations du $^{12}$CO J=2→1 ont été faites avec le radiotélescope de *30 m* de l'IRAM (Espagne) pour les étoiles de l'hémisphère Nord (projet 172-14) en mode "on-off" : on observe alternativement la source et une région *a priori* vide du ciel afin d'éliminer au mieux le bruit instrumental. Le dépointage du télescope a été fait en faisant bouger le réflecteur secondaire de 120" ("wobbler switching"). Nous avons utilisé le récepteur EMIR, connecté au backend FTS200 (200 kHz de largeur). Lors des observations que j'ai effec-

tuées du 29 avril au 4 mai 2014, les conditions météorologiques (PWV∼5-10 mm et vent fort) ne m'ont permis d'observer que 9 sources sur les 17 prévues. Cela représente 30 h d'observations effectives. Les sources non observées sont mises entre parenthèses dans la table 4.1.

La transition $^{12}$CO J=3→2 a été observée avec le radiotélescope *APEX* (Chili) dans 16 étoiles de l'hémisphère Sud, avec le récepteur SHeFI (projets 094.C-0161 et 095.C-0742). Le mode "wobbler-switching" a également été utilisé, avec un dépointage de 50". Les observations se sont échelonnées du 29 juillet au 5 octobre 2014 pour la première partie (13,5 h "on-source") et du 19 avril au 9 septembre 2015 pour la deuxième partie (21,7 h sur les sources).

Afin de fixer les objectifs en terme de sensibilité pour la recherche de gaz, nous avons considéré comme référence l'émission du CO dans le disque de 49 Ceti, la plus faible alors détectée dans un disque de débris. Détecté par Zuckerman et al. [1995] en même tant que dans HD 141569, le CO a des chances d'y être encore primordial. Les récentes observations *ALMA* devraient apporter un nouvel éclairage sur la question. Le flux de $^{12}$CO J=2→1 de cette source est de 2,0 ± 0,3 Jy.km.s$^{-1}$, et 9,5 ± 1,9 Jy.km.s$^{-1}$ pour le $^{12}$CO J=3→2. En fonction de notre échantillon et des durées d'observation possibles avec *APEX* et le *30 m*, nous avons pu fixer comme objectif de sensibilité de détecter l'émission de 49 Ceti à 12$\sigma$ avec *APEX* et 12,5$\sigma$ avec le *30 m*. Pour un canal de vitesse de 1 km.s$^{-1}$ de largeur, notre objectif était d'atteindre une sensibilité de 6 mK ($T_A^*$) avec *APEX* et 6,5 mK ($T_A^*$) avec le *30 m*.

### 4.2.2 Réduction et analyse des données

J'ai traité les données obtenues avec le *30 m* et *APEX* grâce au logiciel CLASS de GILDAS. Les spectres ont été ré-échantillonnés afin d'avoir des canaux de 1 km.s$^{-1}$ de largeur. Les spectres s'étendent de -400 à 400 km.s$^{-1}$. La ligne de base a été corrigée par un ajustement polynomial de degré 1 (voir figure 4.2), suffisant pour les données puisqu'un degré supérieur n'améliore pas le rms (bruit). Ce bruit, $\sigma$, est calculé sur tout le spectre, donné en Jy, mais peut être converti en terme d'émission intégrée spectralement, $\sigma_{\rm int}$ (en Jy.km.s$^{-1}$), afin d'évaluer le seuil de détection de l'émission des disques grâce à l'équation 4.1. La sensibilité de détection, fixée à $3\sigma_{\rm int}$, est indiquée pour chaque étoile dans la table 4.1. Les spectres finaux sont présentés entre -50 km.s$^{-1}$ et +50 km.s$^{-1}$ sur les figures 4.3 et 4.4.

Nous avons atteint une valeur médiane du bruit par canal de 1 km.s$^{-1}$ de 11 mK pour le $^{12}$CO J=2→1 et de 6,7 mK pour le $^{12}$CO J=3→2 (unité $T_A^\star$). La conversion des températures d'antenne en densités de flux se fait à l'aide des facteurs de conversion Jy/K : 1 K = 7,8 Jy à 230 GHz pour le *30 m* et 1 K = 41 Jy à 345 GHz avec *APEX*. Le bruit canal à canal, $\sigma_c$, se traduit en terme de bruit sur l'aire intégrée $\sigma_{\rm int}$ grâce à la formule suivante :

$$\sigma_{\rm int}[\text{Jy.km.s}^{-1}] = \sigma_c\,[\text{Jy}] \times \sqrt{\Delta v\, \delta v} \tag{4.1}$$

où $\delta v$ est la largeur d'un canal et $\Delta v$ la largeur de raie attendue. Bien que pour des étoiles de type spectral A, la largeur d'émission typique soit de l'ordre de 6 km.s$^{-1}$, j'ai choisi $\Delta v = 10$ km.s$^{-1}$ pour faciliter la comparaison des seuils de sensibilité avec d'autres études similaires [Moór et al., 2011, Hales et al., 2014, Moór et al., 2015a]. Le bruit médian cor-

TABLE 4.1 – Propriétés des sources et résultats des observations pour la recherche de gaz dans les disques de débris. Les sources entre parenthèses n'ont pas été observées. Du CO a déjà été recherché dans les étoiles en italique (voir 4.2.2). La vitesse de chaque étoile est donnée dans le référentiel LSR (Local Standard of Rest). $T_{ON}$ représente le temps d'observation passé sur chaque source. Les limites sont toujours données à $3\sigma$. Les masses de $H_2$ sont dérivées de deux manières : soit à partir de la modélisation de la densité de surface ($M_{H_2}^{model}$), soit à partir de la mesure de flux intégrée ($M_{H_2}^{S_{CO}}$) (voir 4.2.3).

| Nom | A.D. | DEC. | Vitesse ($km.s^{-1}$) | $t_{ON}$ (h) | $S_{CO}$ ($3\sigma_{int}$) ($Jy.km.s^{-1}$) | $M_{H_2}^{model}$ ($M_\oplus$) | $M_{H_2}^{S_{CO}}$ ($M_\oplus$) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| IRAM 30m - CO (2-1) | | | | | | | |
| HD 2772 | 00 :31 :46 | +54 :31 :20 | -5,4 | 1,3 | <0,6 | <0,2 | <0,5 |
| (HD 6798) | 01 :12 :17 | +79 :40 :26 | 18,9 | – | – | – | – |
| HD 14055 | 02 :17 :19 | +33 :50 :50 | 7,5 | 7,5 | <0,4 | <0,008 | <0,03 |
| *HD 15115* | 02 :26 :16 | +06 :17 :33 | 0,6 | -0,2 | <2 | <0,06 | <0,2 |
| HD 21620 | 03 :31 :29 | +49 :12 :35 | -22,8 | 3,7 | <0,6 | <0,4 | <0,8 |
| HD 23642 | 03 :47 :30 | +24 :17 :18 | -4,0 | 4,5 | 0,71±0,18 | 0,17±0,05 | 0,56±0,14 |
| (HD 23763) | 03 :48 :31 | +24 :20 :44 | -2,1 | – | – | – | – |
| (HD 29391) | 04 :37 :36 | -02 :28 :25 | -4,0 | – | – | – | – |
| HD 31295 | 04 :54 :54 | +10 :09 :03 | -3,5 | 2,5 | <0,8 | <0,02 | <0,06 |
| *(HD 32297)* | 05 :02 :25 | +07 :27 :40 | 7,7 | – | – | – | – |
| HD 42111 | 06 :08 :58 | +02 :29 :59 | 8,4 | 2,5 | <0,9 | <1 | <2 |
| *(HD 85672)* | 09 :53 :59 | +27 :41 :44 | -8,7 | – | – | – | – |
| *(HD 110411)* | 12 :41 :54 | +10 :14 :08 | 6,3 | – | – | – | – |
| HD 159082 | 17 :32 :15 | +11 :55 :48 | 7,1 | 3,2 | <0,5 | <0,1 | <0,5 |
| *(HD 182919)* | 19 :26 :16 | +20 :05 :52 | -2,6 | – | – | – | – |
| *(HD 183324)* | 19 :29 :01 | +01 :57 :02 | 28,4 | – | – | – | – |
| *HD 218396* | 23 :07 :29 | +21 :08 :03 | -12,6 | 5,2 | <0,3 | <0,005 | <0,03 |
| APEX - CO (3-2) | | | | | | | |
| HD 225200 | 00 :04 :20 | -29 :16 :08 | 13,4 | 1,02 | <3 | <0,3 | <0,5 |
| (HD 256) | 00 :07 :18 | -17 :23 :13 | -13,6 | – | – | – | – |
| *HD 17848* | 02 :49 :02 | -62 :48 :24 | 16,7 | 0,3 | <11 | <0,1 | <0,2 |
| HD 24966 | 03 :56 :29 | -38 :57 :44 | 11,7 | 1,5 | <3 | <0,2 | <0,3 |
| HD 30422 | 04 :46 :26 | -28 :05 :15 | -4,8 | 2,6 | <2 | <0,04 | <0,06 |
| HD 35850 | 05 :25 :05 | -11 :54 :04 | 1,4 | 2,5 | <2 | <0,007 | <0,02 |
| *HD 38206* | 05 :43 :22 | -18 :33 :27 | 5,8 | 2,6 | <2 | <0,06 | <0,1 |
| HD 54341 | 07 :06 :21 | -43 :36 :39 | 20,0[1] | 2,6 | <2 | <0,1 | <0,2 |
| HD 71043 | 08 :22 :55 | -52 :07 :25 | 5,9 | 2,0 | <3 | <0,07 | <0,1 |
| HD 71155 | 08 :25 :40 | -03 :54 :23 | -4,7 | 2,3 | <3 | <0,02 | <0,04 |
| HD 78072 | 09 :09 :04 | -18 :19 :43 | 2,5 | 4,2 | <2 | <0,07 | <0,1 |
| *HD 136246* | 15 :20 :31 | -28 :17 :14 | 4,2 | 2,2 | <2 | <0,3 | <0,5 |
| *HD 164249* | 18 :03 :03 | -51 :38 :56 | 2,5 | 2,9 | <2 | <0,02 | <0,05 |
| HD 166191 | 18 :10 :30 | -23 :34 :00 | 3,8 | 2,6 (0,4)[2] | <3 | <0,2 | <0,4 |
| *HD 181296* | 19 :22 :51 | -54 :25 :26 | 14,3 | 2,6 | <2 | <0,01 | <0,05 |
| *HD 182681* | 19 :26 :57 | -29 :44 :36 | 10,5 | 1,0 | <3 | <0,08 | <0,1 |
| HD 220825 | 23 :26 :56 | +01 :15 :20 | -1,5 | 2,2 | <2 | <0,01 | < 0,05 |

[1] La vitesse radiale de HD 54341 nous a été cordialement donnée par Flavien Kiefer, *cf* Kiefer [2016]. [2] 0,4 h ont été consacrées à l'observation de l'environnement de HD 166191.

respond donc à 0,19 Jy.km.s$^{-1}$ pour le $^{12}$CO J=2→1 et 0,86 Jy.km.s$^{-1}$ pour le $^{12}$CO J=3→2, ce qui nous aurait permis de détecter 49 Ceti à 11$\sigma$.

Une seule raie de CO semble être détectée dans notre échantillon, autour de l'étoile HD 23642 (voir section 4.5). Le spectre est présenté sur la figure 4.5. Avec une largeur FWHM de ∼9 km.s$^{-1}$, l'aire intégrée de la raie, calculée entre -8 km.s$^{-1}$ et 2 km.s$^{-1}$, est de 0,71 Jy.km.s$^{-1}$. Le bruit du spectre étant pour cette source de 0,18 Jy.km.s$^{-1}$ (voir table 4.1), la raie est détectée à 3,9$\sigma$. Il est difficile d'affirmer une détection en dessous d'un niveau de 5$\sigma$, mais le fait que l'émission semble double-piquée (comme attendu pour l'inclinaison du système, 78°) et centrée sur la vitesse systémique de l'étoile $v_{\rm LSR}$ à -4 km.s$^{-1}$ renforce le niveau de confiance de cette détection.

Afin d'augmenter le rapport signal à bruit des données pour chaque fréquence d'observation, nous avons additionné les spectres des étoiles, une fois leur vitesse systémique centrée à 0 km.s$^{-1}$ et le flux corrigé de la distance (prise à 100 pc pour tous les spectres). Les spectres présentant des raies de contamination ou ayant un faible rapport signal à bruit par manque de temps d'observation (HD 15115 et HD 178480) n'ont pas été inclus dans cette procédure. Les spectres cumulés sont présentés pour le $^{12}$CO J=2→1 et le $^{12}$CO J=3→2 dans la dernière case des figures 4.3 et 4.4 respectivement. Le cumul des spectres ne fait cependant ressortir aucune trace d'émission par rapport au bruit, malgré l'amélioration du bruit d'un facteur 2 à 5 : le rms du spectre cumulé est de 0,09 Jy.km.s$^{-1}$ pour la transition J=2→1 et 0,16 Jy.km.s$^{-1}$ pour la transition J=3→2.

### Contamination

Au cours des observations, certains spectres se sont révélés être contaminés par des raies en émission ou en absorption provenant très certainement du milieu environnant. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons eu le temps pour l'étoile HD 166191 de faire 4 observations supplémentaires, décalées de 40" (c'est à dire environ deux fois la taille du lobe) dans les directions nord, sud, est et ouest par rapport aux coordonnées de l'étoile. Les spectres obtenus dans ces zones sont présentés sur la figure 4.1, et montrent que l'émission n'est pas originaire de la source. L'émission du nuage moléculaire se fait à une vitesse de 10 km.s$^{-1}$ dans le référentiel LSR, alors que la vitesse radiale de HD 166191 est à 3.8 km.s$^{-1}$, ce qui montre bien que l'émission n'est pas liée à l'étoile.

D'autres raies de contamination sont également observées autour d'autres étoiles en plus de HD 166191 : HD 42111, HD 21620, HD 136246 et HD 218396. La contamination autour de cette dernière étoile, plus connue sous le nom de HR 8799, a d'ailleurs été déjà rapportée [Williams and Andrews, 2006, Su et al., 2009, Hughes et al., 2011, Booth et al., 2016]. Concernant l'analyse des données, j'ai masqué ces raies de contamination pour déterminer le bruit $\sigma_{\rm int}$ (table 4.1). Pour la modélisation des spectres (voir section 4.2.3), j'ai considéré deux cas de figure :

— lorsque la vitesse de la raie de contamination est distante de la vitesse de l'étoile de 3 km.s$^{-1}$ ou plus, j'ai éliminé les canaux correspondant à la raie (HD 136246, HD 166191 et HD 219396) ;
— lorsque la vitesse de la raie de contamination se trouve à moins de 3 km.s$^{-1}$ de la vitesse de l'étoile, j'ai gardé la raie dans la modélisation. En effet dans ce cas de figure, si un disque est présent autour de l'étoile, son émission peut être affectée par la contamination, puisque l'émission des disques autour des étoile de type A

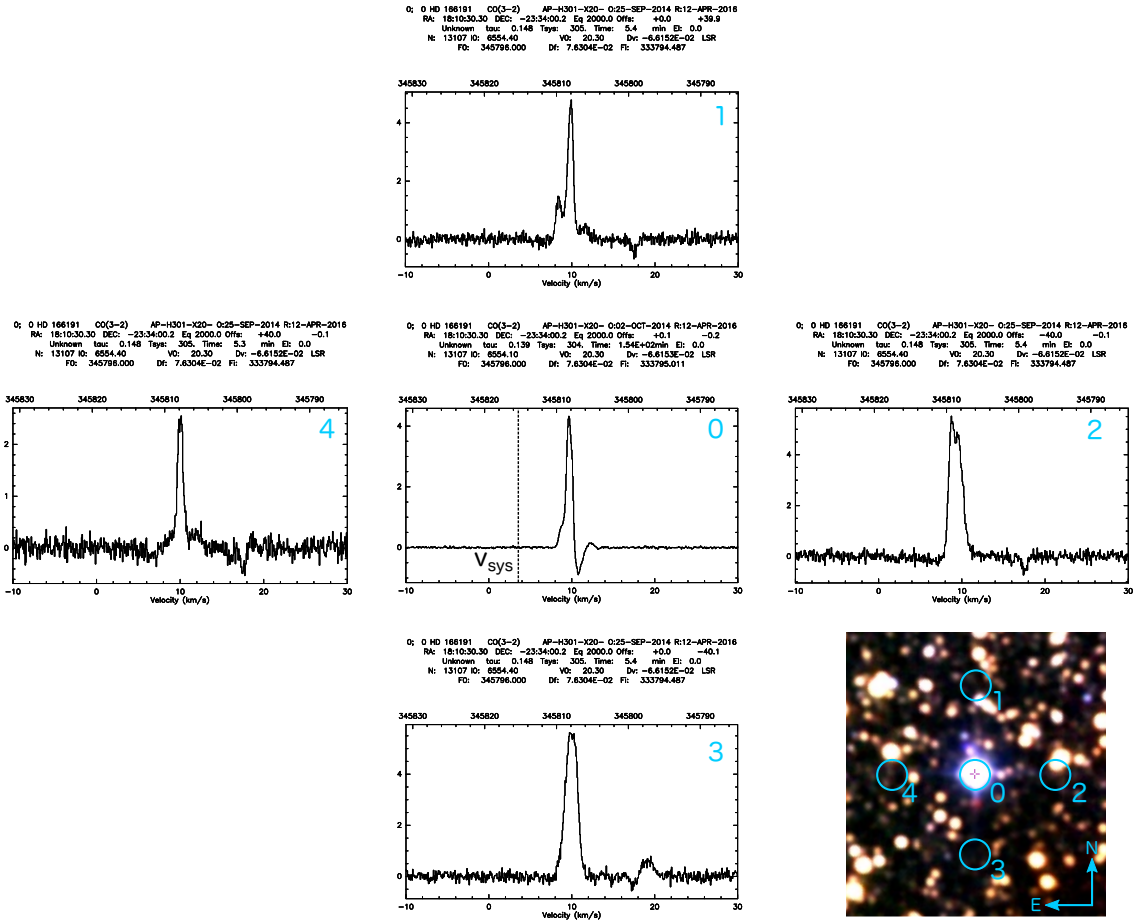


FIGURE 4.1 – Le spectre central montre l'émission ($T_A^*$ en fonction de la vitesse LSR) mesurée à la position de l'étoile HD 166191. Les mesures du spectre à quatre positions différentes, décalées au nord, au sud, à l'est et à l'ouest de 40" (2 lobes) confirment que l'émission provient d'une région étendue du ciel, et non pas de l'étoile.

est de l'ordre de 6 km.s$^{-1}$ (HD 42111 et HD 21620).

### 4.2.3 Contraintes sur la masse de gaz dans les disques de débris

Les non-détections apportent une information sur la quantité maximale de gaz qui peut exister autour des étoiles. Pour cela, la méthode la plus directe consiste à estimer la masse de gaz à partir de la limite sur l'intensité intégrée du flux, $S_{\rm CO}$. La deuxième méthode présentée permet de calculer la masse grâce à la densité de surface, estimée par la modélisation du disque.

#### Masses de gaz calculées à partir des limites sur $S_{\rm CO}$

D'après Scoville et al. [1986], la densité de colonne moyenne dans un lobe peut s'écrire

$$N = \frac{k}{h\nu}\frac{3k}{8\pi^3 B\mu^2}\frac{T_{\rm ex}+\frac{hB}{3k}}{(J+1).\exp(-\frac{h\nu}{kT_{\rm ex}})}\frac{\tau}{1-e^{-\tau}}\int T_b\, d\nu \qquad (4.2)$$

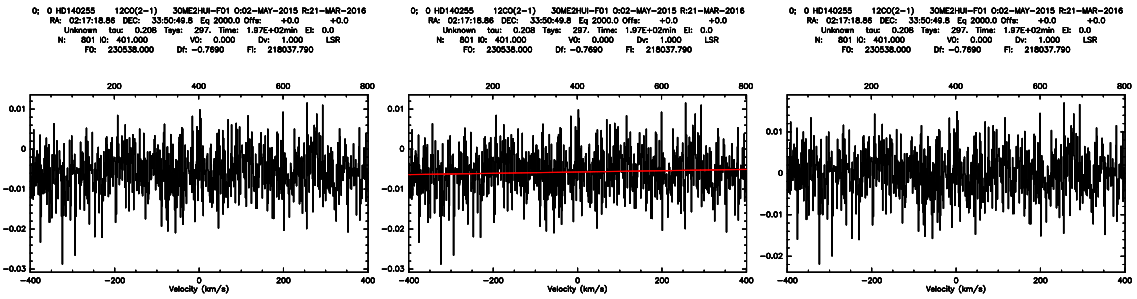

FIGURE 4.2 – Illustration de la correction de la ligne de base pour le spectre de HD 14055 obtenu avec le *30 m* (flux en unités $T_A^\star$ en fonction de la vitesse LSR). Gauche : les données sans correction ne sont pas centrées en 0. Centre : ajustement de la ligne de base avec un polynôme de degré 1 (ligne rouge). Droite : spectre corrigé.

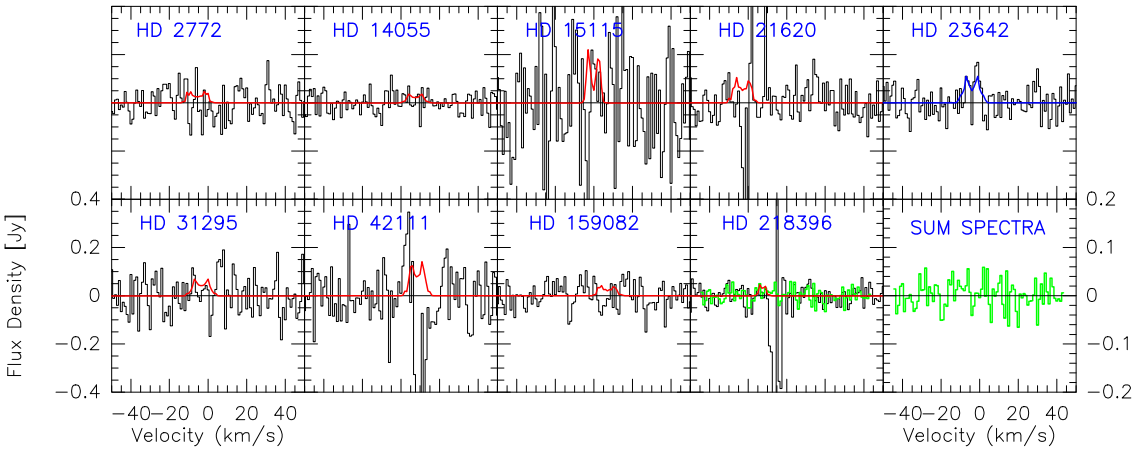


FIGURE 4.3 – Spectres à 230 GHz obtenus avec le télescope de *30 m* de l'IRAM. La densité de flux en Jy est donnée en fonction de la vitesse systémique de l'étoile, dans le référentiel LSR. Le dernier spectre représente le spectre cumulé de tous les autres, préalablement centrés à une vitesse de 0. L'échelle est différente pour ce dernier spectre (le spectre cumulé est représenté à la même échelle que les autres sources en vert sur le spectre de la dernière étoile). Les sources présentant une raie de contamination ou un rapport signal à bruit élevé (HD 15115, HD 21620, HD 42111 et HD 218396) n'ont pas été utilisées pour produire le spectre cumulé. L'émission à $3\sigma$ du meilleur modèle de chaque disque est tracée en rouge (voir section 4.2.3). Pour HD 23642, le meilleur modèle de la raie est tracé en bleu, voir 4.2.5.

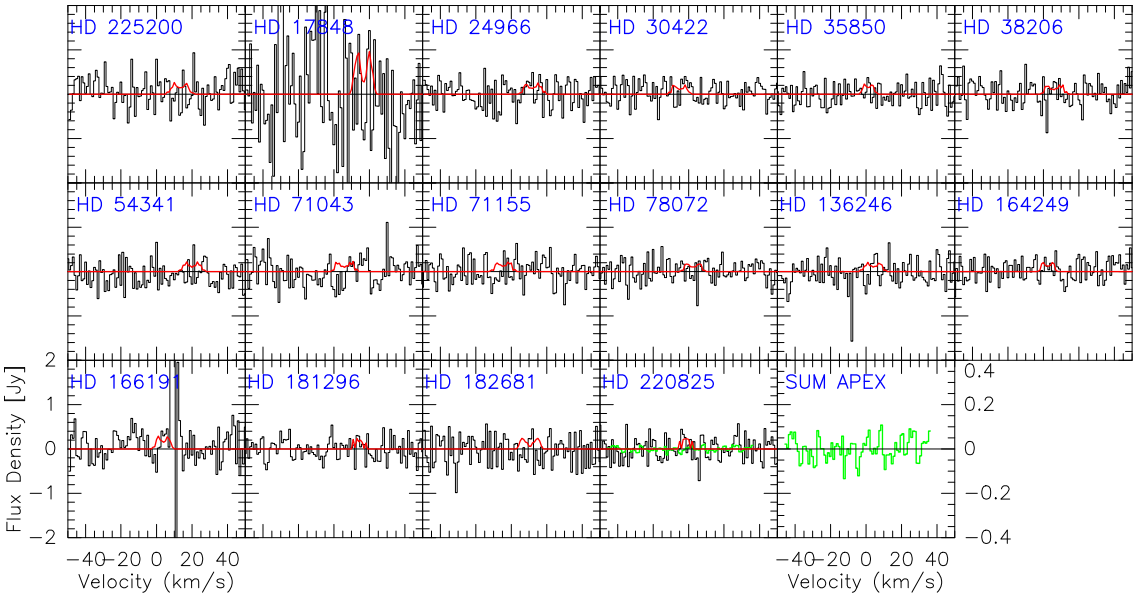


FIGURE 4.4 – Spectre à 345 GHz obtenu avec le télescope *APEX*. La densité de flux en Jy est donnée en fonction de la vitesse systémique de l'étoile, dans le référentiel LSR. Le dernier spectre représente le spectre cumulé de tous les autres, préalablement centrés à une vitesse de 0. L'échelle est différente pour ce dernier spectre (le spectre cumulé est représenté à la même échelle que les autres sources en vert sur le spectre de la dernière étoile). Les sources présentant une raie de contamination ou un rapport signal à bruit élevé (HD 17848 et HD 166191) n'ont pas été utilisées pour produire le spectre cumulé. L'émission à $3\sigma$ du meilleur modèle de chaque disque est tracée en rouge (voir section 4.2.3).

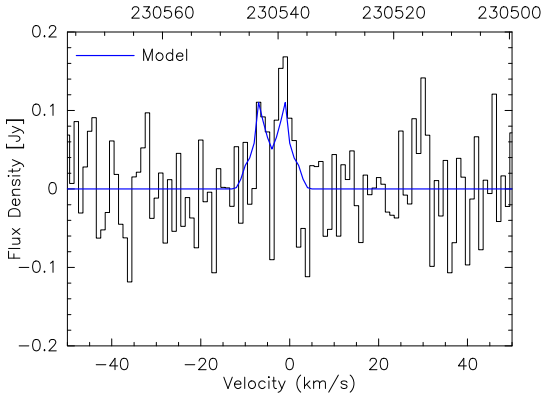


FIGURE 4.5 – Spectre du $^{12}$CO J=2→1 de l'étoile HD 23642 obtenue avec le *30 m* de l'IRAM, en Jy, tracé en fonction de la vitesse LSR. Une raie est détectée à $4\sigma$, à la vitesse de l'étoile (-4 km.s$^{-1}$). Le modèle DiskFit de la raie est affiché en bleu, trait continu.

TABLE 4.2 – Paramètres pour la molécule CO, utiles pour l'équation 4.6.

| Paramètre | Description | Valeurs pour le $^{12}$CO | |
|---|---|---|---|
| $B$ | constante rotationnelle | 1,93 cm$^{-1}$ = 5,79.10$^{10}$ Hz | |
| $X[CO/H_2]$ | rapport d'abondance par rapport à $H_2$ | $10^{-4}$ | |
| $\mu$ | moment dipolaire permanent | 0,1098 Debye | |
| $\mu^2$ | – | 1,2.10$^{-51}$ S.I. | |
| $\mu_G$ | poids atomique moyen du gaz | 1,2.10$^{-51}$ S.I. | |
| | | **J = 2→1** | **J = 3→2** |
| $K_1$ | constante | 4,83 | 0,953 |
| $K_2$ | constante | 11,1 | 16,6 |

où $B$ est la constante rotationnelle de la molécule observée, $\mu$ son moment dipolaire permanent, $J$ le nombre rotationnel du niveau inférieur de la transition, $T_{\rm ex}$ la température d'excitation, $\tau$ l'épaisseur optique et $T_B$ la température de brillance.

La masse totale de dihydrogène $H_2$ est reliée à $N$ grâce à la masse atomique moyenne du gaz $\mu_G$, à la masse de la molécule $H_2$ $m_{H_2}$, au rapport d'abondance entre CO et $H_2$ X[CO/$H_2$], à la distance de la source $D$ et à l'angle solide du lobe d'observation, $\Omega_S$ :

$$M_{H_2} = N \frac{\mu_G m_{H_2}}{X[\mathrm{CO}/H_2]} D^2 \Omega_S \,. \tag{4.3}$$

La loi Rayleigh-Jeans lie la densité de flux $S_\nu$ de l'émission de CO avec la température de brillance de la formule 4.2 :

$$T_b = \frac{S_\nu c^2}{2k\nu^2\Omega_S} \,. \tag{4.4}$$

En appelant $S_{CO}$ l'intensité intégrée de CO, on peut exprimer la masse de $H_2$ de la façon suivante :

$$M_{H_2} = \frac{k}{h\nu} \frac{3cD^2\mu_G m_{H_2}}{16\nu^2\pi^3 B\mu^2 X} \frac{T_x + \frac{hB}{3k}}{(J+1).\exp(-\frac{h\nu}{kT_{\rm ex}})} \frac{\tau}{1-e^{-\tau}} .10^{-23} S_{\rm CO} \tag{4.5}$$

où tous les termes s'expriment dans les unités du système international, à l'exception de $S_{\rm CO}$ que l'on doit exprimer en Jy.km.s$^{-1}$.

Il est utile de déduire une formule plus pratique à utiliser pour les transitions de CO, de manière similaire à Zuckerman et al. [2008]. En utilisant les valeurs de la table 4.2, et en exprimant la distance en parsecs, il est possible de calculer la masse de $H_2$ en unités de masse terrestre :

$$M_{H_2}(M_\oplus) = K_1 \times 10^{-11} \frac{D^2(pc)}{X} \frac{T_{\rm ex} + \frac{hB}{3k}}{\exp(-K_2/T_{\rm ex})} \frac{\tau}{1-e^{-\tau}} S_{\rm CO} \,. \tag{4.6}$$

J'ai pris comme température d'excitation $T_{\rm ex} = 40$ K et $\tau = 1$ [Kastner et al., 2010]. Cependant, ces valeurs sont arbitraires puisque les conditions physiques du milieu sont souvent inconnues. La température d'excitation est ainsi parfois fixée à 20 K Moór et al.

[2015a], ou bien considérée comme égale à la température des grains de poussières, ce qui se justifie si le gaz et la poussière sont couplés [Dent et al., 2005, Moór et al., 2011]. Si du gaz existe autour des étoiles que nous avons observées, les non-détections indiquent que les quantités doivent être faibles. La densité de CO est donc probablement faible, et peut-être même en-dessous de la densité critique. Cela impliquerait des températures d'excitation inférieures à 20 K, conduisant à des estimations de masse encore plus faibles que celles que nous présentons en table 4.1. De la même façon, si présente, une faible quantité de gaz a plus de chances d'être optiquement mince, avec des valeurs $\tau \ll 1$, régime dans lequel $\frac{\tau}{1-e^{-\tau}}$ est à peu près constant, proche de sa valeur lorsque $\tau = 1$ (4.6). Toutes ces considérations permettent de montrer qu'aucun terme n'est sous-estimé dans le calcul des limites supérieures pour la masse de $H_2$, qui sont de vraies limites supérieures malgré les incertitudes sur les paramètres.

Pour notre échantillon d'étoiles, la valeur de la limite supérieure de masse (à $3\sigma$) est présentée dans la table 4.1 pour chaque source observée. La valeur médiane est 0,08 $M_\oplus$ pour notre échantillon de 25 sources. L'étoile HD 42111 possède la limite la plus élevée de par sa grande distance (201 pc), alors qu'il y a moins de $7.10^{-3}$ $M_\oplus$ de $H_2$ autour de l'étoile HD 35850 (27 pc). Ces écarts entre les limites sur les masses de gaz proviennent de la sensibilité homogène que nous avons obtenue pour tout l'échantillon, alors que les sources sont à des distances différentes.

### Masses de gaz calculées à partir de la modélisation DiskFit

J'ai utilisé une deuxième méthode pour déterminer les limites sur la masse de gaz autour des étoiles observées. Moins directe mais plus rigoureuse, la modélisation des spectres permet de déterminer une limite supérieure sur la densité de surface du gaz, qui donne accès à la masse de gaz. Pour ce faire, j'ai utilisé de la même façon que Dutrey et al. [2011] et Chapillon et al. [2012b] le code DiskFit décrit dans le chapitre 3 et détaillé par Piétu et al. [2007]. Les disques sont décrits par des lois de puissance, en rotation képlerienne autour de l'étoile centrale, dont la masse a été fixée d'après leur type spectral. J'ai considéré pour modèle un disque s'étendant de 5 à 200 ua, valeurs typiques des disques de gaz hybrides observés à ce jour : pour HD 141569, HD 21997 et 49 Ceti, les rayons externes sont respectivement 270 ua, 140 ua et 200 ua. Les rayons internes sont quant à eux moins bien contraints, avec pour les trois disques 17 ua, <26 ua et ∼90 ua [Kóspál et al., 2013, Hughes et al., 2008a]. Parmi les étoiles observées, 6 possèdent des disques de débris résolus, ce qui permet de connaître leur inclinaison. J'ai donc utilisé les valeurs suivantes pour la modélisation de ces disques : 80° pour HD 182681 et 73° pour HD 17848 d'après Moór et al. [2015b], 56,7° pour HD 71155 [Booth et al., 2013], 86° pour HD 15115 [Mazoyer et al., 2014] et 26° pour le disque autour de HD 218396 [Matthews et al., 2014]. J'ai utilisé la limite supérieure de 20° déterminée par Smith et al. [2009] pour le disque HD 181296. Pour le reste des disques, l'inclinaison est fixée à la valeur la plus probable, 60°. La température est supposée être de 30 K à 100 ua, variant avec le rayon avec un exposant q = 0,4. Enfin, pour la loi de densité, l'exposant est fixe avec une valeur p = 1,5 (voir par exemple Hughes et al. [2008b], Andrews et al. [2009]). Le seul paramètre libre du modèle reste donc $\Sigma_0$, la valeur de la densité de surface à 100 ua.

J'ai fait cette modélisation sur les spectres entre -50 et +50 km.s$^{-1}$, avec une résolution toujours égale à 1 km.s$^{-1}$. Les canaux présentant de la contamination ont été éliminés

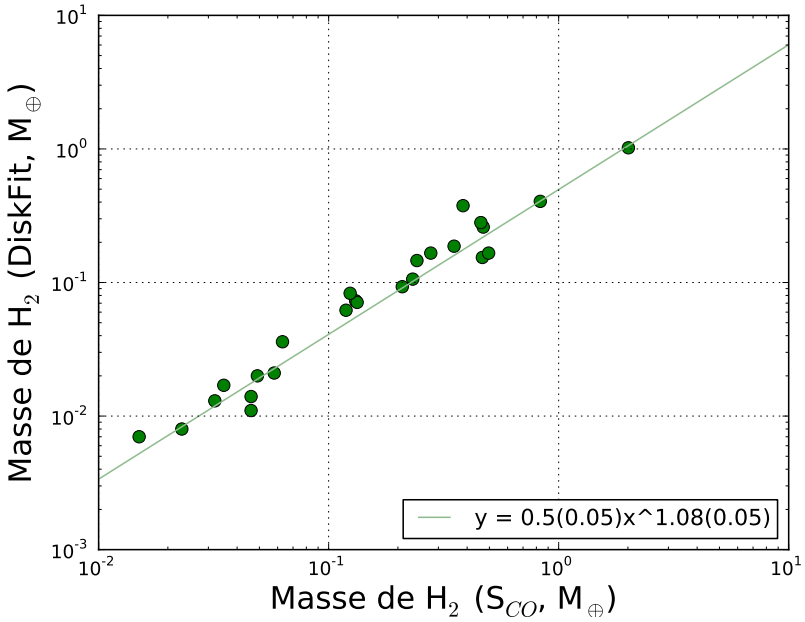


FIGURE 4.6 – Comparaison des limites supérieures sur les masses de $H_2$ déterminées grâce au flux intégré et à la modélisation DiskFit. Un ajustement par une loi de puissance est représenté par la droite verte.

lorsque suffisamment éloignés de la vitesse systémique (voir section 4.2.2 pour plus de détails). L'erreur sur $\Sigma_0$, qui est déterminée à partir du bruit sur le spectre, donne une limite sur la densité de surface. Le meilleur modèle à $3\sigma$ pour chaque disque est ainsi tracé en rouge sur les figures 4.3 et 4.4 : il permet de visualiser l'émission d'un disque qui aurait pour densité de surface 3 fois la valeur de l'erreur sur $\Sigma_0$.

Une fois l'erreur sur $\Sigma_0$ déterminée, il est facile de calculer la masse de gaz à laquelle elle correspond (voir section 3.5.2). Les masses déduites par cette méthode sont également présentées dans la table 4.1. Il est intéressant de remarquer que les limites supérieures déterminées à partir de la modélisation sont inférieures d'un facteur 2 à 3 par rapport aux masses obtenues grâce au flux intégré. Les différences s'expliquent en partie par les hypothèses sur la température d'excitation et l'opacité, ainsi que la géométrie du disque, mais aussi par le fait que le code DiskFit permet de prendre en compte les effets des gradients de vitesse et de température dans les disques [Beckwith and Sargent, 1993, Guilloteau et al., 2006].

### 4.2.4 Comparaison aux autres études

Notre étude a permis d'observer avec un des meilleurs seuils de sensibilité possibles des étoiles afin d'y détecter du gaz. Parmi les 9 étoiles que nous avons observées avec le *30 m* de l'IRAM, le $^{12}$CO J=2→1 n'avait jamais été cherché, et l'on suspecte la présence d'une émission autour de HD 23642. Seules des observations du $^{12}$CO J=3→2 avaient été conduites autour de HD 15115 et HD 218396. Concernant l'étude menée avec *APEX*, nous avons observé 10 nouvelles sources, et avons amélioré pour les autres disques le seuil de détection d'au moins un facteur 2 par rapport aux autres études [Kastner et al., 2010,

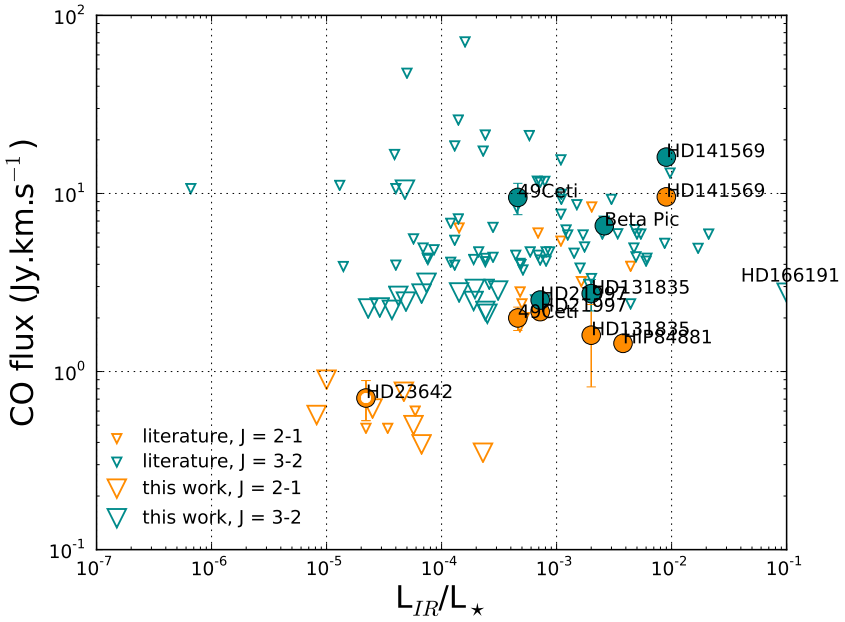


FIGURE 4.7 – Flux intégré de CO représenté en fonction de la luminosité infrarouge des disques de débris, non corrigé de la distance. Les non-détections sont représentées par des triangles, oranges pour le $^{12}$CO J=2→1, verts pour le $^{12}$CO J=3→2. Les gros triangles repèrent les observations de cette étude, les petits celles de la littérature. Les détections de gaz sont mises en évidence par des points. Un cercle évidé repère la position de la détection à 4$\sigma$ autour de HD 23642.

Moór et al., 2011, Hales et al., 2014]. La seule exception est HD 17848, dont la limite supérieure de flux intégré est meilleure dans l'étude récente de Moór et al. [2015a] (à cause d'un manque de temps d'observation dans notre étude). La sensibilité que nous avons obtenue sur nos données est comparée aux travaux similaires de Dent et al. [2005], Kastner et al. [2010], Moór et al. [2011], Hales et al. [2014], Moór et al. [2015a] dans la figure 4.7 : les gros triangles marquant les étoiles que nous avons observées sont en majorité en dessous des seuils atteints par les différentes études.

Cependant, la mesure de flux ne témoigne pas directement de la quantité de gaz à cause de la distance différente de chaque étoile. La distance médiane de notre échantillon est de 69 pc, mais possède une large dispersion (46 pc). Il est donc utile de représenter le flux intégré de CO normalisé à une distance de 100 pc en fonction de la luminosité infrarouge fractionnelle des disques, $L_{IR}/L_\star$ (figure 4.8).

Calculée à partir de la formule 4.6 pour toutes les étoiles de la littérature, la masse de gaz est tracée en fonction de la luminosité infrarouge sur la figure 4.9. Bien que la masse de dihydrogène soit unique pour chaque disque, on remarque que la masse calculée à l'aide du $^{12}$CO J=2→1 est systématiquement plus élevée que celle calculée avec le $^{12}$CO J=3→2, à l'exception de 49 Ceti dont le rapport des masses est proche de 1. Les rapports des masses calculées grâce aux deux transitions sont présentés dans la table 4.3, ainsi que les rapports de flux de CO associés. Il a déjà été mentionné dans la section 4.2.3 que le calcul de la masse de gaz fait intervenir deux quantités mal déterminées, l'opacité $\tau$ et la température d'excitation $T_{ex}$. Kóspál et al. [2013] ont pu déterminer grâce à une analyse multi-transitionnelle du CO que sa température d'excitation était très faible, de l'ordre de 9 K. Une telle valeur augmenterait le rapport des masses d'un facteur 1,6. Même

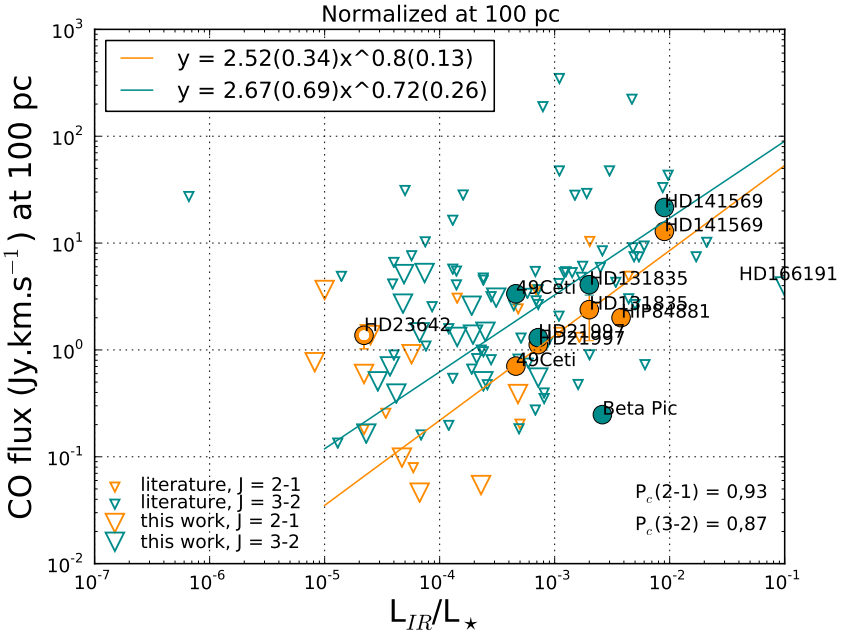


FIGURE 4.8 – Flux intégré de CO normalisé à 100 pc représenté en fonction de la luminosité infrarouge des disques de débris. Les non-détections sont représentées par des triangles, oranges pour le $^{12}$CO J=2→1, verts pour le $^{12}$CO J=3→2. Les gros triangles repèrent les observations de cette étude, les petits celles de la littérature. Les détections de gaz sont mises en évidence par des points. Un cercle évidé repère la position de la détection à 4$\sigma$ autour de HD 23642. Les coefficients de corrélation pour les détections J=2→1 et J=3→2 sont indiqués en bas à droite, et ne prennent pas en compte $\beta$ Pic et HD 23642.

TABLE 4.3 – Rapports de flux aux deux transitions et masses de $H_2$ dérivées pour les sources où le CO est détecté.

| Source | $S^{32}_{CO}/S^{21}_{CO}$ | $M^{32}_{H_2}/M^{21}_{H_2}$ |
|---|---|---|
| 49 Ceti | 4.75 | 1.08 |
| HD 141569 | 1.68 | 0.38 |
| HD 21997 | 1.16 | 0.26 |
| HD 131835 | 1.71 | 0.39 |

si cet argument va dans la bonne direction, il ne suffit pas à expliquer un rapport plus faible que 1 pour HD 141569, HD 21997 et HD 131835. Nous avons considéré la même opacité pour les deux transitions, égale à 1 par souci de cohérence avec les autres études, mais les opacités peuvent être supérieures (voir par exemple $\tau \sim$10 pour HD 141569, section 3.3.5). L'opacité pour $^{12}$CO J=3→2 est également plus grande en général que celle de la transition $^{12}$CO J=2→1 (d'un facteur ∼2), ce qui là encore contribuerait à ramener le rapport de masses proche de la valeur unité pour ces trois sources.

Notre étude ajoute 17 nouvelles sources et porte ainsi à 94 le nombre de disques de débris autour desquels du gaz a été recherché, avec différentes sensibilités. Parmi eux, seuls 6 possèdent du gaz en quantité suffisante pour avoir été détecté de façon certaine : HD 141569, HD 21997, 49 Ceti, HD 131835, $\beta$ Pictoris et HIP 84881 (source *ALMA* non encore publiée, PI : J. Carpenter). Le taux de détection est donc très faible, 6 ± 3%, ce qui témoigne de la rareté de ces systèmes. De tels disques sont donc soit très particu-

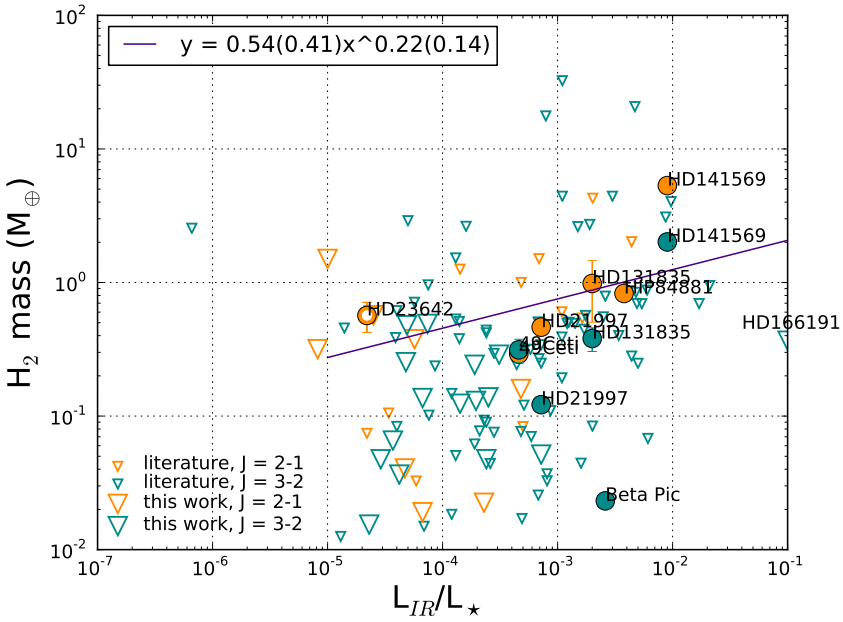


FIGURE 4.9 – Masse de $H_2$ calculée par la formule 4.6 pour toutes les sources, représentée en fonction de la luminosité infrarouge des disques de débris. Les non-détections sont représentées par des triangles, oranges pour le $^{12}$CO J=2→1, verts pour le $^{12}$CO J=3→2. Les gros triangles repèrent les observations de cette étude, les petits celles de la littérature. Les détections de gaz sont mises en évidence par des points. Un cercle évidé repère la position de la détection à $4\sigma$ autour de HD 23642.

liers, dont la nature reste à comprendre, soit témoignent d'une phase très courte de la vie des disques circumstellaires. Il est cependant difficile de tirer des conclusions d'un si faible nombre d'objets, notamment à cause des conditions d'observations différentes pour chaque étude : les critères de sélection varient de l'une à l'autre, les étoiles proviennent de différentes régions du ciel, avec des âges différents, et les seuils de sensibilité atteints sont très disparates. Le taux de détection est néanmoins dépendant de la sensibilité considérée : en ne prenant que l'échantillon de 11 sources dont les limites sont inférieures au flux normalisé à 100 pc de HD 21997 pour la transition J=2→1, le taux de détection est de 4/11 soit (36±14)%. Il est donc possible que de nombreux disques seront détectés lorsque les seuils de sensibilité atteints seront plus faibles, mais il est peu probable que le gaz dans ces disques soit d'origine primordiale.

### 4.2.5 Possible détection autour de HD 23642

La figure 4.5 montre le spectre du $^{12}$CO J=2→1 autour de l'étoile HD 23642. Autour de la vitesse de l'étoile, -4 km.s$^{-1}$, une raie double piquée semble émerger. Le niveau de détection du CO sur l'aire intégrée est de $4\sigma$ (voir section 4.2.2). L'étoile a été observée les 1$^{er}$ et 2 mai 2015 avec le *30 m* pendant 4,5 h, mais avec de mauvaises conditions météo ; la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère a varié entre 8 et 10 mm et le pointage, effectué sur Mars, n'était pas stable. De nouvelles observations sont donc nécessaires pour confirmer la détection.

Dans la modélisation du spectre avec DiskFit, j'ai relâché la contrainte sur le rayon

externe, puisqu'une valeur de 200 ua correspondait à des pics plus écartés que ceux de la raie. Cela montre que le rayon externe est supérieur à 200 ua, comme le suggère le résultat de la modélisation : $R_{out} = 450 \pm 210$ ua. La densité de surface de CO modélisée à 100 ua est $\Sigma_0 = (6{,}0 \pm 1{,}3).10^{14}$ cm$^{-2}$.

Cependant, si elle se confirme, la présence de CO autour de cette variable spectroscopique en ferait un objet très particulier. En effet, située à ∼140 pc [Southworth et al., 2005, Groenewegen et al., 2007], le système est une binaire spectroscopique à éclipses de type SB2. Les deux étoiles sont de type spectral A, de 2,2 et 1,6 $M_\odot$ et ont une période de révolution de 2,5 jours [Munari et al., 2004, Southworth et al., 2005, Groenewegen et al., 2007]. Le système fait partie de l'amas des Pléiades, comme l'indiquent les valeurs de la vitesse de l'étoile et de ses mouvements propres identiques à ceux des Pléiades [van Leeuwen, 2009]. Un nuage de CO a été détecté dans cet amas, mais est situé plus au sud et se déplace à une vitesse de ∼10 km.s$^{-1}$, ce qui montre que la possible détection n'est pas une contamination par ce nuage (voir par exemple Breger [1987]). L'appartenance de l'étoile à l'amas des Pléiades lui confère un âge de 125-130 millions d'années [Stauffer et al., 1998, Castellani et al., 2002]. Le temps de vie des disques étant estimé à quelques millions d'années (voir figure 2.5), l'hypothèse la plus intuitive pour expliquer la présence de CO autour d'une étoile de plus de 100 millions d'années est la production par collisions de comètes ou planétésimaux. La masse de CO calculée à partir du flux intégré ou de la densité de surface est de l'ordre de $2.10^{-4}$ $M_\oplus = 10^{21}$ kg, c'est-à-dire un facteur 10 supérieur à la masse de CO observée autour de $\beta$ Pic [Dent et al., 2014]. Il faudrait donc détruire environ 450 comètes par heure ou que 10 collisions de planètes de la taille de Mars se soient produites pour expliquer cette masse de CO, qui n'est en plus qu'une limite inférieure si le gaz est optiquement épais (voir section 4.4.1). Ces calculs, bien que simplifiés, indiquent que de très fortes perturbations dynamiques sont nécessaires pour que le CO ne soit produit que par collisions. On ne peut ainsi pas exclure qu'un réservoir de gaz primordial ait pu subsister comme dans les disques hybrides, même à plus de 100 millions d'années. Si ces propriétés sont confirmées, le disques de HD 23642 serait un disque très particulier même parmi les disques hybrides,puisqu'il s'étend au-delà de 400 ua et entoure un système binaire massif.

### 4.2.6 Corrélation entre la détection de gaz et le flux infrarouge

Sans considérer HD 23642, dont la présence de gaz n'est pas fermement confirmée, et qui semble être un cas assez particulier, il semble exister une corrélation entre la quantité de gaz dans ces disques et leur luminosité infrarouge, visible sur les figures 4.8 et 4.9. J'ai tracé en trait continu sur la figure 4.7 l'ajustement linéaire correspondant aux détections de gaz (à l'exception de $\beta$ Pic, dont le gaz proviendrait de collisions, Dent et al. [2014]), de manière séparée pour le $^{12}$CO J=2→1 (5 points) et le $^{12}$CO J=3→2 (4 points). De la même façon, pour la figure 4.9, j'ai réalisé un ajustement linéaire sur les masses calculées de $H_2$ en fonction de la luminosité fractionnelle $L_{IR}/L_\star$, mais en ne distinguant pas les deux transitions de CO, puisque la masse de $H_2$ est unique. Les deux valeurs données par les deux transitions se trouvent donc moyennées dans l'ajustement. $\beta$ Pic est là encore exclu du calcul.

Il ressort que les disques de débris peu lumineux dans le domaine infrarouge comme 49 Ceti ou HD 21997 ont une quantité de gaz plus faible que les disques hybrides très

brillants tels HD 141569. Plus de détections sont bien entendu nécessaires pour confirmer ou infirmer cette tendance, mais si elle s'avère exacte, le faible taux de détection se trouve biaisé par un seuil de sensibilité encore trop élevé : les disques à faible luminosité infrarouge, qui contiennent une faible quantité de poussières microniques, auraient une quantité de CO trop faible pour avoir été détectée par les études actuelles. En ce qui concerne nos observations, la majorité des limites que nous avons atteintes se situe au-dessus des courbes de tendance, il manque donc peut-être un facteur 10-100 sur la sensibilité requise pour détecter du gaz autour de disques de débris dont $L_{IR} \leq 10^{-4}$.

Actuellement, les capacités des télescopes à une seule antenne sont limitées par le temps d'intégration nécessaire. Pour un disque situé à 100 pc, en un temps raisonnable d'observation, à savoir 1 h sur la source (5 h au total), il est possible d'atteindre une limite à $3\sigma$ de 3 Jy.km.s$^{-1}$. En suivant les courbes de tendance, la seule possibilité pour atteindre une sensibilité suffisante dans le domaine $L_{IR} \leq 10^{-4}$ est d'observer des disques proches, situés à moins de 50 pc.

En revanche, l'utilisation d'ALMA permettra de sonder beaucoup plus profondément les réservoirs de gaz autour des disques peu lumineux. En effet, en utilisant le calculateur en ligne d'ALMA [1], il est possible d'estimer que le rms atteint dans notre étude avec le télescope de 30 m de l'*IRAM* à 230 GHz (60 mJy dans un canal de 1 km.s$^{-1}$) serait atteint en 3 s "on-source" avec les 40 antennes disponibles lors du cycle 4 d'observations. Une sensibilité 10 fois meilleure serait atteinte en seulement ∼5 min.

## 4.3 Le rapport de flux CO/continuum

Les disques hybrides possèdent la particularité d'avoir un très faible flux millimétrique, en comparaison avec des étoiles plus jeunes, classifiées dans la catégorie des disques proto-planétaires. Il semble en effet dans l'ordre des choses qu'avec l'évolution du disque, les poussières changent de propriétés, et en particulier grossissent et dérivent vers l'étoile. Cela implique que la quantité de masse de grains de taille millimétrique diminue avec le temps, entraînant une diminution de l'émission du continuum. De la même façon, le gaz est progressivement dispersé en passant de l'état proto-planétaire à celui de disque de débris.

Actuellement, ces mécanismes sont mal compris et il est difficile de retracer l'histoire complète de la matière autour des disques. Est-ce le gaz qui commence à se dissiper avant que les mécanismes sur la poussières n'entrent en jeu ou le contraire ? Si les phénomènes sont simultanés, ont-il une influence l'un sur l'autre ? Des modèles d'évolution peuvent tenter de répondre à ces questions, mais ils ont besoin de mesures quantitatives pour être testés.

Les calculs de masses sont soumis à de nombreuses hypothèses qui peuvent biaiser les résultats. Si l'émission de la poussière est majoritairement optiquement mince aux longueurs d'onde millimétriques, l'opacité du gaz est incertaine et inégale dans le disque, et apporte la plus forte indétermination sur les calculs de masse du gaz. L'utilisation d'isotopes du monoxyde de carbone dont l'émission est optiquement mince, tels $C^{18}O$, donne parfois accès à une robuste évaluation de la masse. Cependant l'émission de

1. https ://almascience.eso.org/proposing/sensitivity-calculator

ces isotopes est faible et difficile à détecter, notamment dans les disques qui contiennent peu de gaz comme ceux qui nous intéressent ($C^{18}O$ J=1→0 et $C^{18}O$ J=2→1 non détectés dans HD 141569 par exemple).

C'est pour ces raisons que nous avons choisi de mesurer le rapport du flux intégré de CO par rapport à celui du continuum à une même longueur d'onde, $S_{CO}/F_{cont}$ afin de ne manipuler que des valeurs observées, sans autre hypothèse. En évaluant ce rapport pour plusieurs classes de disques, nous allons voir que ce marqueur révèle des phases d'évolution bien particulières, qui pourraient avoir des conséquences directes sur l'évolution de la formation des planètes dans les systèmes.

### 4.3.1 Compilation bibliographique

Pour ce faire, j'ai compilé des mesures dans la littérature du flux intégré (Jy.km.s$^{-1}$) de $^{12}$CO J=2→1 et $^{12}$CO J=3→2, ainsi que les mesures du flux continuum à 0,87 et 1,3 mm associées. J'ai considéré 5 classes de disques : les disques proto-planétaires de type T-Tauri (CTTS pour "Classical T-Tauri Stars") incluant les disques dits de transition, les disques proto-planétaires autour d'étoile de type Herbig Ae/Be, les disques de type T-Tauri à faible taux d'accrétion (WTTS pour "Weak-line T-Tauri Stars"), les disques hybrides, et enfin les disques de débris. La plupart de ces étoiles se trouve dans des amas ouverts d'étoiles, comme le complexe du Taureau.

Les mesures sont présentées dans la table A.1. Les limites supérieures sont toujours données à 3$\sigma$. En plus des valeurs trouvées dans la littérature, j'ai récupéré des données de l'archive *ALMA* (projet 2012.1.00688.S, PI : J. Carpenter), qui fournissent en particulier des mesures à 1,3 mm sur la source HIP 84881, observée dans un but similaire à l'étude que l'on a faite avec *APEX* et le *30 m* (détection annoncée mais non encore publiée). J'ai extrait grâce au logiciel CASA le flux intégré de l'émission $^{12}$CO J=2→1 ainsi que l'émission du continuum. La compilation comprend également les mesures de continuum effectuées par Akeson and Jensen [2014] à 0,87 mm, associées aux flux $^{12}$CO J=3→2 extraits de l'archive *ALMA* correspondante (projet 2011.0.00150.S). S'ajoutent également 8 sources CTTS du projet *ALMA* 2013.1.00163.S (PI : M. Simon) dont le but est de déterminer la masse des étoiles T-Tauri de faible masse à l'aide de la rotation képlerienne du gaz. Pour finir, j'ai déterminé une valeur supérieure de l'émission du continuum à 1,3 mm pour l'étoile HD 21997 à l'aide des données d'archive du projet *ALMA* 2011.0.00780.S.

La question s'est posée d'inclure ou non les disques présents dans des systèmes multiples. La majorité des mesures que j'ai retrouvées concernant des étoiles multiples impliquent des binaires spectroscopiques ou à grande séparation, dont la faible (respectivement grande) séparation a peu d'impact sur le disque. J'ai finalement inclus quelques systèmes de séparation intermédiaire comme GG Tau, dans lesquels les effets de troncatures dynamiques sont importants, puisque leurs rapports $S_{CO}/F_{cont}$ ne se distinguaient pas des autres systèmes.

### 4.3.2 Extrapolation du flux

Lorsque le flux du CO et/ou du continuum a été mesuré pour les deux longueurs d'onde, j'ai pu tracer l'émission à 0,87 mm en fonction de celle à 1,3 mm afin de déter-

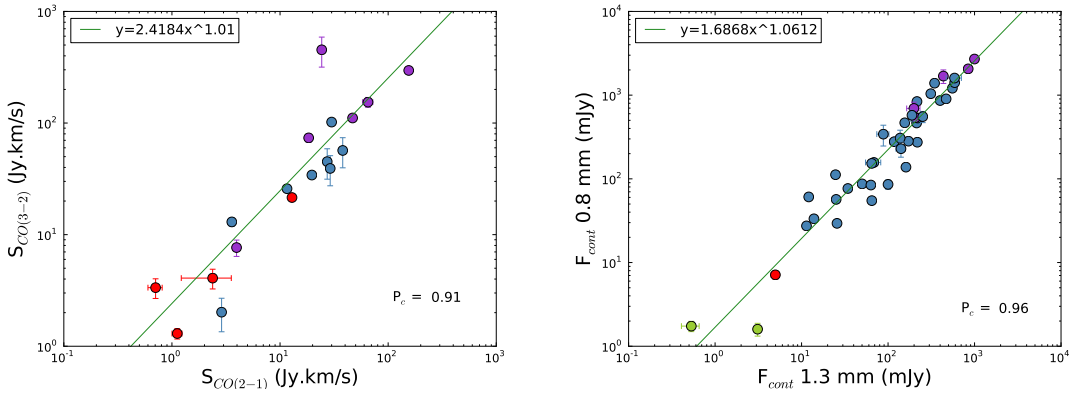


FIGURE 4.10 – Gauche : flux intégré du $^{12}$CO J=3→2 en fonction de celui du $^{12}$CO J=2→1. Droite : flux du continuum à 0,87 mm en fonction de celui à 1,3 mm. Sur les deux graphiques est tracé l'ajustement linéaire correspondant. Le coefficient de corrélation de Pearson est indiqué en bas à droite de chaque graphique (le point en dehors de la corrélation du gaz est RY Tau).

miner si une relation existait entre elles, afin d'interpoler les valeurs manquantes dans la littérature. La figure 4.10 montre la relation entre l'émission du CO/continuum entre les deux longueurs d'onde. L'émission d'une longueur d'onde en fonction de l'autre présente une forte corrélation, comme en témoigne le coefficient de corrélation de Pearson des données, égal à 0,88 pour le CO et 0,96 pour le continuum (le plus grand nombre de données pour le continuum améliore la corrélation). L'ajustement linéaire des points donne les relations suivantes :

$$S_{\mathrm{CO(3-2)}} = 1.7^{\pm 0.4} \times \left(S_{\mathrm{CO(2-1)}}\right)^{1.05^{\pm 0.05}} \tag{4.7}$$

$$F_{\mathrm{cont}}^{0{,}87\ \mathrm{mm}} = 1.3^{\pm 0.5} \times \left(F_{\mathrm{cont}}^{1{,}3\ \mathrm{mm}}\right)^{1.09^{\pm 0.06}} \tag{4.8}$$

L'ajustement tient compte des barres d'erreur sur les mesures. Lorsque celles-ci ne sont pas fournies par la littérature, une incertitude de 20% est fixée.

Grâce à ces relations, j'ai donc extrapolé les valeurs de la table A.1 pour les longueurs d'onde manquantes ; les valeurs calculées sont indiquées en italique.

### 4.3.3 Corrélation de l'émission du gaz et de la poussière

Les diagrammes présentés sur la figure 4.11 résument la table A.1, en traçant pour les deux longueurs d'onde considérées l'émission intégrée du CO en fonction de l'émission du continuum, toutes deux normalisées à 100 pc. Les disques CTTS sont représentés en bleu, les Herbig Ae/Be en violet, les WTTS en orange, les hybrides en rouge et les disques de débris en vert.

Les plus gros symboles marquent les mesures directes de la littérature : 13 sources possèdent des mesures à la fois à 1,3 et 0,87 mm. Les petits symboles viennent compléter les diagrammes en indiquant les valeurs extrapolées grâce aux relations 4.7 et 4.8. Six sources, provenant d'observations *ALMA* d'étoiles de faible masse dans la région $\rho$ Oph

non encore publiées, se sont révélées être contaminées par l'émission de leur milieu environnant ; leur flux de CO n'est qu'une limite inférieure, indiquée par une flèche orientée vers le haut. Les limites supérieures sur le gaz sont quant à elle représentées par une flèche pointant vers le bas, et les limites supérieures sur la poussière par une flèche pointant vers la gauche. Le gaz et le continuum sont détectés pour 32 sources à 1,3 mm, et 42 sources à 0,87 mm.

On observe l'existence d'une corrélation entre l'émission du gaz et de la poussière, pour toutes les classes de disques, aux deux longueurs d'onde. Cette corrélation est attendue de par l'évolution des disques, avec des flux de gaz et de poussières plus élevés pour les systèmes jeunes (proto-planétaires et Herbig) que pour les systèmes âgés (WTTS et disques de débris). Un ajustement linéaire des points permet de mieux visualiser la corrélation des disques, dont la dispersion autour de la droite est d'environ un ordre de grandeur. L'ajustement n'inclut pas les limites supérieures, et ne tient compte que des CTTS et Herbig (les WTTS n'ont que des limites supérieures, et l'on exclut les disques hybrides et de débris). L'inclusion ou l'exclusion des valeurs extrapolées dans le calcul d'ajustement n'a pas d'effet à cause des larges incertitudes dues à l'extrapolation. Seuls les disques hybrides ainsi que AB Aur se détachent de la corrélation et montrent une émission du gaz plus importante que celle de la poussière, par rapport à la tendance générale. Une corrélation similaire est observée par Barenfeld et al. [2016] à 0,87 mm, pour 75 disques de l'amas Upper Scorpius, avec des étoiles de type spectral G à M. Le gaz et la poussière ne sont détectés simultanément que pour 24 disques, mais ces étoiles de faibles masses apportent un complément aux diagrammes que j'ai tracés, qui manquent de points dans la zone $F_{cont} = 10$ mJy et $S_{CO} = 1$ Jy.km.s$^{-1}$. Aucun disque ne se détache de la corrélation qu'ils observent, ce qui pourrait indiquer que les disques hybrides sont plus rares ou inexistants autour des étoiles de faible masse (voir sections 4.3.4 et 4.4.1).

La corrélation linéaire que l'on observe semble indiquer que la plupart des disques se trouvent encore dans un régime optiquement épais du gaz. En effet, si aux longueurs d'ondes millimétriques l'opacité de la poussière est faible en dehors d'un rayon de ∼10 au, celle du gaz peut être différente. Dans le cas d'un régime optiquement mince, le flux peut s'écrire d'après Dutrey et al. [1996]

$$S_\nu(\tau_\nu \ll 1) = \frac{2kT}{D^2}\left(\frac{\nu}{c}\right)^2 KM \tag{4.9}$$

avec $T$ la température (moyenne), $K$ le coefficient d'absorption, et $M$ la masse (chacun de ces paramètres étant relatif soit au gaz soit à la poussière). Pour un régime optiquement épais en revanche, le flux s'écrit

$$S_\nu(\tau_\nu \gg 1) \propto \frac{2\pi kT}{D^2}\left(\frac{\nu}{c}\right)^2 (R_{out}^2 - R_{in}^2) \times \cos(i) \tag{4.10}$$

avec $R_{out}$ et $R_{in}$ respectivement les rayons externes et internes du disque, et $i$ son inclinaison.

Afin de comparer les deux régimes, on peut développer l'équation (4.9) et écrire la masse du disque en fonction des rayons externes et internes. D'après les équations (3.7) et (3.8), dans le régime optiquement mince,

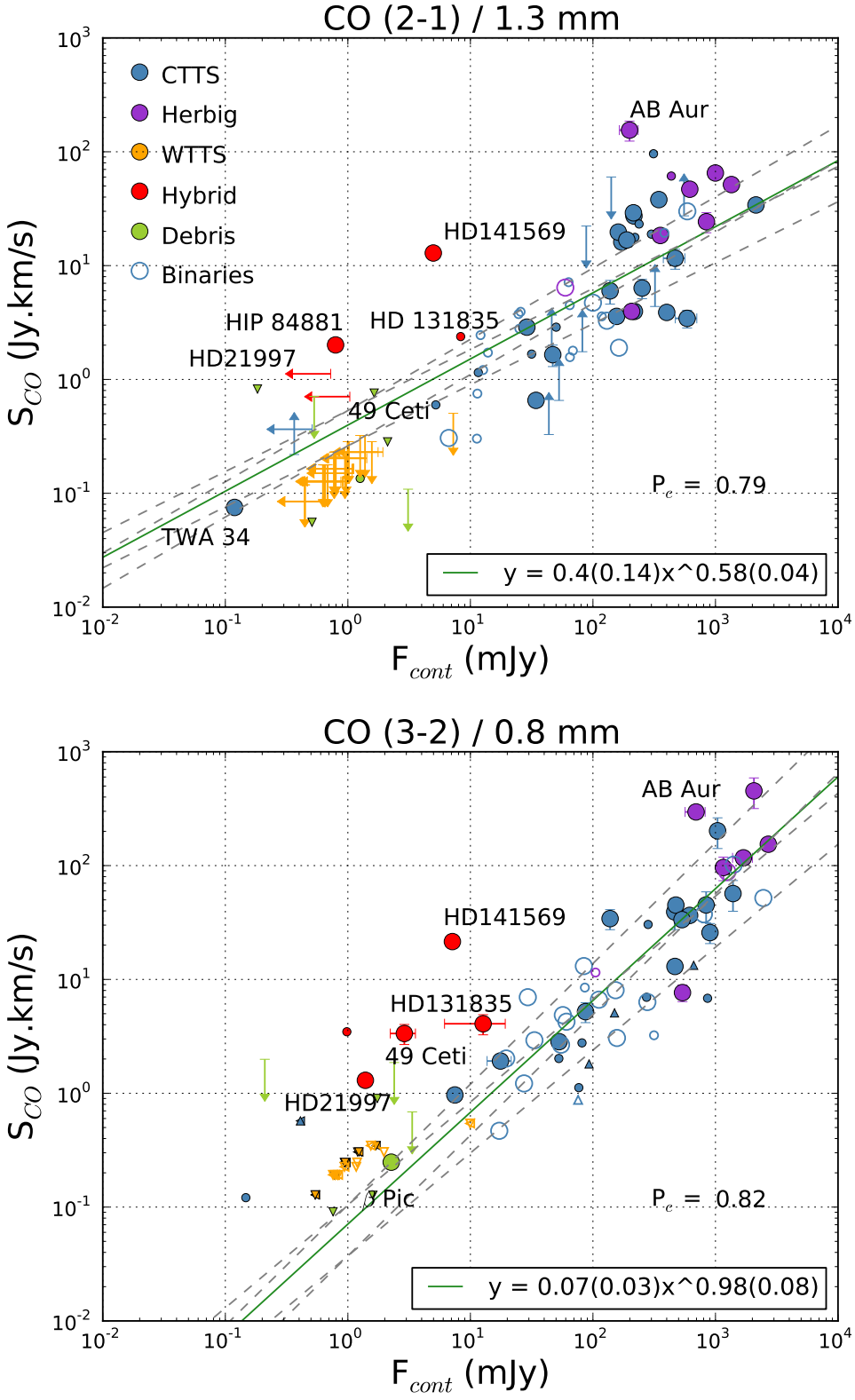


FIGURE 4.11 – Gauche : flux intégré du $^{12}$CO J=2→1 tracé en fonction du flux continuum à 1,3 mm. Les 5 types de disques sont représentés dans des couleurs différentes. Les symboles ouverts représentent les systèmes binaires. Les petits symboles dénotent les valeurs déterminées par interpolation. L'ajustement par une loi de puissance est représentée par la droite continue verte, et tient compte des valeurs interpolées. Les droites discontinues représentent les barres d'erreur de l'ajustement. Le coefficient de corrélation de Pearson est indiqué en bas à droite de la figure. Droite : même figure pour l'émission du $^{12}$CO J=3→2 en fonction de celle du continuum à 0,87 mm.

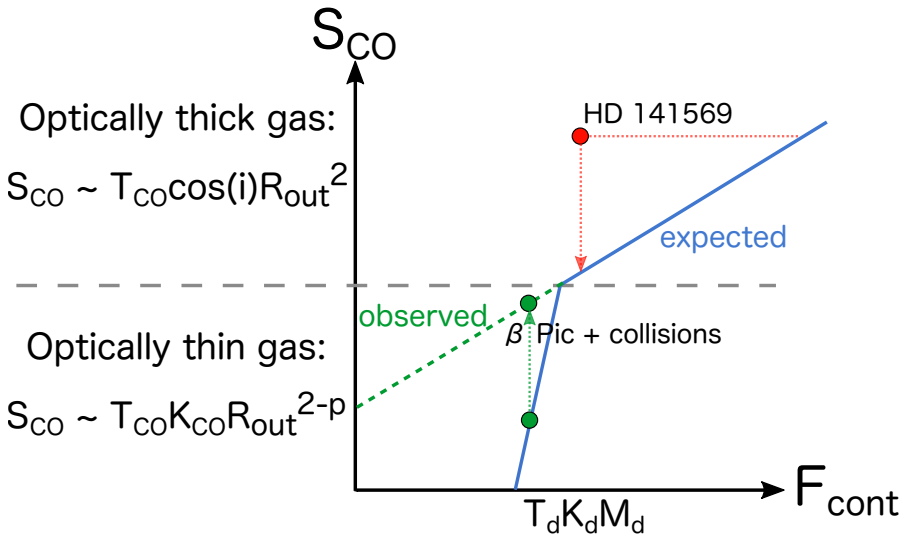


FIGURE 4.12 – Illustration schématique de la corrélation entre le flux de CO et celui du continuum. Le continuum est considéré optiquement mince dans tous les cas. Le flux de CO dépend principalement du rayon externe du disque, $R_{\rm out}$, avec une pente différente suivant l'opacité. Le scénario d'évolution des disques hybrides décrit dans la section 4.4.2 est mis en évidence pour HD 141569 en rouge. La position de $\beta$ Pic est également représentée en vert (voir 4.3.5).

$$M \propto \frac{2\pi\Sigma_0 R_0^2}{2-p}\left(\frac{R_{\rm out}}{R_0}-\frac{R_{\rm in}}{R_0}\right)^{2-p}. \tag{4.11}$$

Au premier ordre, on voit ainsi que l'émission dans le régime optiquement épais varie comme $R_{\rm out}^2$ alors qu'elle varie comme $R_{\rm out}^{2-p}$ dans le régime optiquement mince (voir illustration sur le diagramme 4.12). La transition entre les régimes épais et mince devrait donc s'observer sur les diagrammes de la figure 4.11 par une rupture de pente dans la partie inférieure, ce qui n'est pas le cas sur la base de notre échantillon. D'autres paramètres, tels que l'inclinaison, la différence de température entre le gaz et la poussière ou la présence d'une large cavité centrale peuvent être responsables de la dispersion des points autour de la tendance générale, mais ont une influence plus faible par rapport à la dépendance sur le rayon externe.

Il est probable que l'absence de rupture de pente provienne du fait que le $^{12}$CO J=2→1 et le $^{12}$CO J=3→2 sont des molécules observées uniquement dans des cas optiquement épais. Lorsque le gaz commence à se raréfier, le $^{12}$CO est rapidement photodissocié et ne survit pas assez longtemps pour être observé (Visser et al. [2009], voir section 4.4.1). Afin d'étudier ces effets, il serait également intéressant de tracer le flux continuum en fonction du flux des isotopes optiquement minces du CO, mais le nombre de systèmes détectés est plus faible à cause de la sensibilité insuffisante des observations.

### 4.3.4 Influence stellaire

Dans le but de mieux comprendre le sens physique du rapport $S_{CO}/F_{cont}$, j'ai tracé sa variation sur les figures 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 et 4.17 en fonction des différents paramètres de l'étoile qui peuvent l'influencer : le type d'étoile (type spectral, masse, luminosité), le taux d'accrétion et son âge. $S_{CO}/F_{cont}$ n'a pas été calculé quand les deux mesures

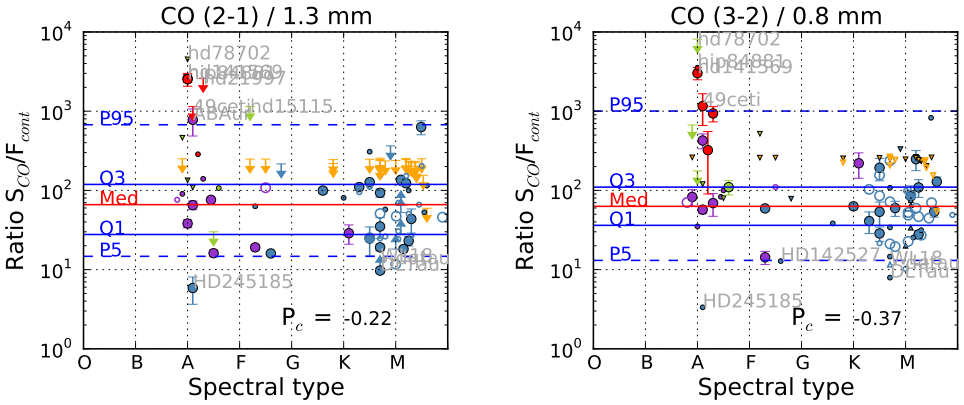


FIGURE 4.13 – Rapport $S_{CO}/F_{cont}$ tracé en fonction du type spectral de l'étoile centrale, à 1,3 mm à gauche et 0,87 mm à droite. Le code des couleurs est le même que sur la figure 4.11 : bleu pour les CTTS, violet pour les Herbig, orange pour les WTTS, rouge pour les hybrides et vert pour les disques de débris. En trait plein rouge est représenté la valeur médiane, ainsi que les quartiles Q1 et Q3. Les percentiles P5 et P95 sont tracés par des lignes discontinues bleues. Le coefficient de corrélation de Pearson des données est indiqué en bas à droite.

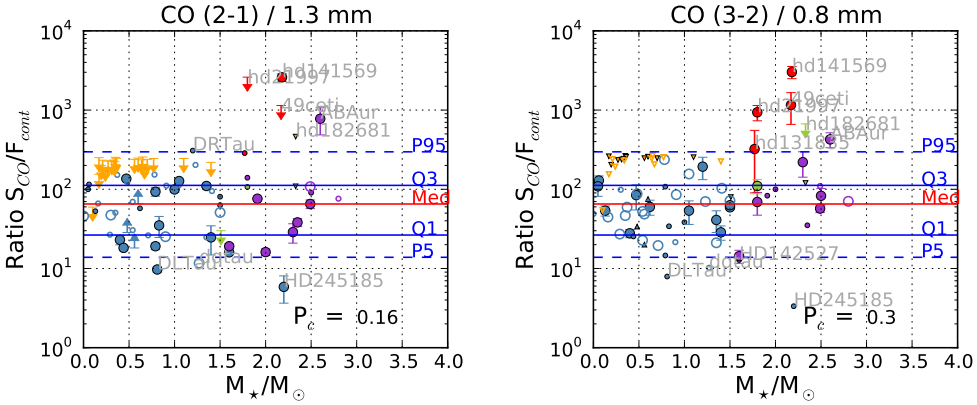


FIGURE 4.14 – Même figure que la 4.13, en traçant le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ en fonction de la masse de l'étoile.

étaient des limites supérieures/inférieures. J'ai ainsi obtenu le rapport pour 77 sources différentes (avec 45 mesures à 1,3 mm et 44 à 0,87 mm). La valeur médiane est représentée sur chaque graphique par un trait continu rouge, ainsi que les premier et troisième quartiles Q1 et Q3 en trait plein bleu, délimitant les valeurs en dessous desquelles respectivement 25% et 75% des sources se trouvent. Les percentiles P5 et P95 en trait discontinu bleu délimitent quant à eux les valeurs en dessous desquelles respectivement 5% et 95% des sources se trouvent. Les paramètres stellaires utilisés sont répertoriés dans la table A.2.

### Type spectral, masse stellaire $M_\star$ et luminosité stellaire $L_\star$

Les figures 4.13, 4.14 et 4.15 tracent le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ en fonction du type spectral, de la masse et de la luminosité de l'étoile centrale. J'ai retrouvé le type spectral pour 40

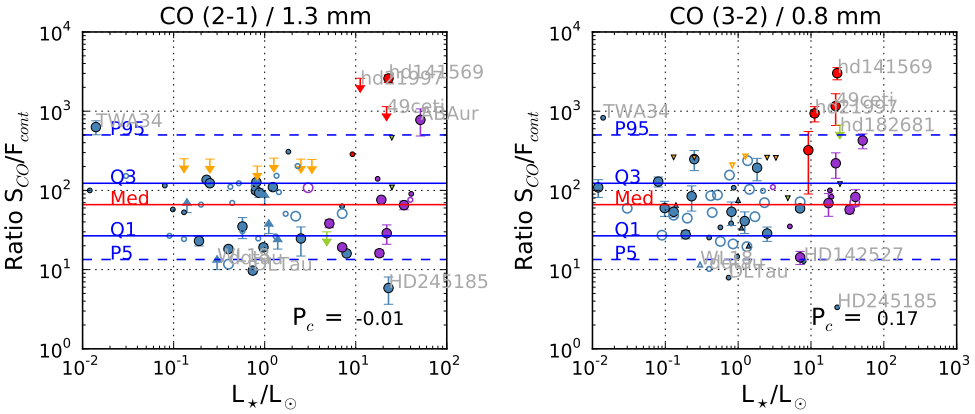


FIGURE 4.15 – Même figure que la 4.13, en traçant le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ en fonction de la luminosité de l'étoile.

sources à 1,3 mm et 36 à 0,87 mm, la masse stellaire pour 29 sources à 1,3 mm et 29 à 0,87 mm et la luminosité stellaire pour 25 sources à 1,3 mm et 29 à 0,87 mm. Les coefficients de corrélation indiqués sur chaque figure varient en valeur absolue entre 0,01 et 0,37, ce qui montre qu'il n'y a pas ou peu de corrélation entre le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ et les paramètres physiques de l'étoile. On retrouve les plus forts coefficients de corrélation pour les mesures à 0,87 mm, à cause de l'influence des disques hybrides, dont le rapport de flux $S_{CO}/F_{cont}$ se situe autour de $\sim 10^3$, par rapport à une valeur médiane autour de $10^2$.

En observant la fraction de disques dans de jeunes associations d'étoiles en fonction de la masse stellaire, Kennedy and Kenyon [2009] et Ribas et al. [2015] ont déterminé que la dissipation de la poussière est plus rapide autour d'étoiles de masse intermédiaire qu'autour des étoiles de faible masse de type solaire, à cause du grossissement des grains dont l'échelle de temps s'écrit :

$$\tau_{\rm grow} \propto \frac{1}{\sqrt{M_\star}}. \tag{4.12}$$

En simplifiant les choses, le grossissement des grains est plus rapide pour les grains proches de l'étoile (faible période orbitale $P$) et lorsque la densité de surface $\Sigma$ est grande. Le temps caractéristique de grossissement des grains s'écrit $\tau_{\rm grow} \propto P/\Sigma$. A température équivalente, les observations autour des Herbig tracent donc de grandes périodes orbitales, alors qu'elle tracent des périodes orbitale plus courtes pour les étoiles de type T-Tauri : $P \propto \sqrt{M_\star}$. De plus, la densité de surface ayant tendance à être plus grande pour les étoiles massives, on peut en première approximation écrire $\Sigma \propto M_\star$, ce qui permet de retrouver la formule 4.12 (voir Kennedy and Kenyon [2009] pour les détails des calculs).

Si le gaz et la poussière évoluent à la même vitesse, le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ doit être constant avec le temps pour les différents types de disques. Le fait que les disques hybrides ont un rapport plus élevé par rapport à leurs jeunes homologues Herbig pourrait s'expliquer par le fait que dans ces objets, la poussière évolue plus vite que le gaz dans les phases tardives de dissipation des disques autour des étoiles de masse intermédiaire.

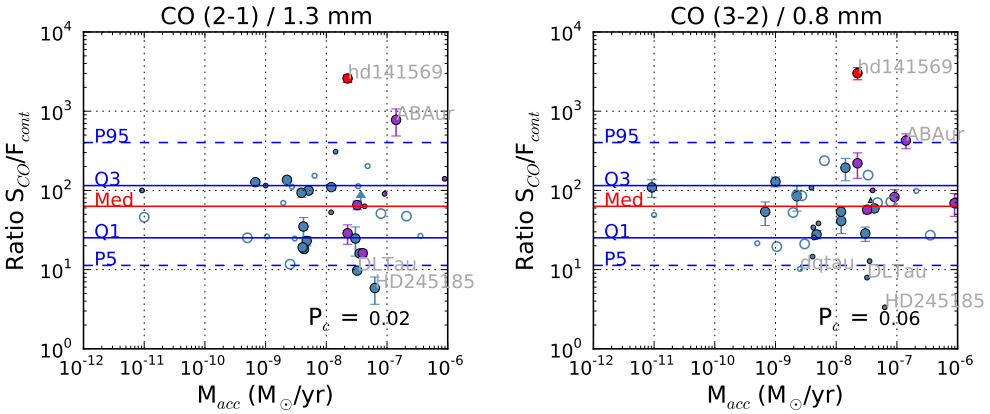


FIGURE 4.16 – Même figure que la 4.16, en traçant le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ en fonction du taux d'accrétion de l'étoile.

### Taux d'accrétion $M_{acc}$

Les mesures de taux d'accrétion sont plus rares, notamment pour les objets âgés. J'ai donc retrouvé ces mesures pour 23 sources observées à 1,3 mm et 24 sources observées à 0,87 mm, en fonction desquelles est tracé le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ sur la figure 4.16. Le taux d'accrétion est souvent interprété comme un indicateur d'évolution des disques, puisque que l'accrétion de matière sur l'étoile est censée diminuer à mesure que le disque se dissipe. Hartmann et al. [1998] ont par exemple identifié que les taux d'accrétion diminuent avec l'âge de l'étoile, mais l'étude était restreinte aux CTTS. Plusieurs études ont également examiné les différences entre les signes d'accrétion des CTTS et des disques de transition supposés plus évolués. Il apparaît que la fraction de disques montrant des signes d'accrétion est significativement plus faible par rapport à la population de CTTS, mais quand ils sont présents, les taux d'accrétion dans les disques de transition sont similaires ou moins d'un ordre de grandeur plus faibles [Fang et al., 2013, Sicilia-Aguilar et al., 2010, Espaillat et al., 2012, Najita et al., 2007].

Aucune corrélation n'est cependant visible sur les diagrammes, mais $M_{acc}$ n'est disponible que pour 49% de l'échantillon total. L'absence de corrélation peut donc être biaisée par le manque de mesures de $M_{acc}$. De plus, dans le domaine millimétrique, l'émission est dominée par les parties externes des disques, alors que l'accrétion est mesurée dans les parties internes du disque. Il n'est donc pas surprenant que les observations radio ne soient pas corrélées avec les signatures locales d'accrétion.

### Age

Pour les 34 sources dont l'âge est déterminé à 1,3 mm et les 24 à 0,87 mm grâce à des modèles d'évolution stellaire (diagrammes H-R), seule une tendance peut être observée sur la figure 4.17 pour les disques les plus âgés, qui semblent avoir un rapport $S_{CO}/F_{cont}$ plus élevé. Mais là encore, le graphe est dominé par le groupe des disques hybrides. Avec une approche similaire, Moór et al. [2015a] ont tracé le rapport de masses de CO/poussières en fonction de l'âge pour les disques de débris jusqu'alors observés. Aucune corrélation significative n'apparaît et le graphe est difficile à interpréter puisque le rapport de

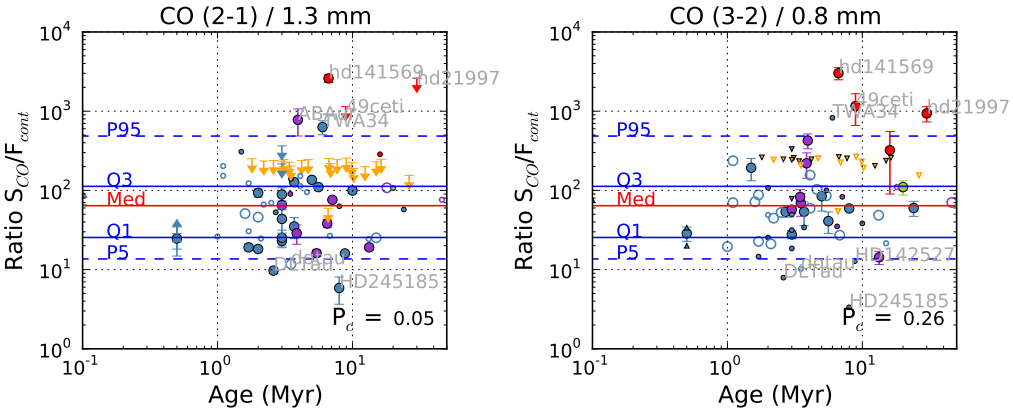


FIGURE 4.17 – Même figure que la 4.13, en traçant le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ en fonction de l'âge de l'étoile.

masses n'est mesuré que dans deux disques.

Il est bien connu que la fraction des disques dans les amas âgés est plus faible que dans les jeunes, ce qui a permis d'estimer le temps de vie des disques à $\sim 5\ 10^6$ ans [Haisch et al., 2001, Hernández et al., 2007]. Mais les disques peuvent avoir une durée de vie plus grande. En effet, dans les amas d'étoiles, le riche environnement stellaire pourrait accélérer les phénomènes de dissipation des disques et conduire à des temps de vie plus courts que pour des étoiles isolées, à cause de la photoévaporation par le rayonnement des étoiles voisines ou des perturbations gravitationnelles qu'elles génèrent [Pfalzner et al., 2014, Vincke et al., 2015]. Pfalzner et al. [2014] notent par exemple que la décroissance de la fraction de disques diminue plus fortement dans les amas denses par rapport aux amas ouverts. Comme la majorité des étoiles n'est pas située dans des amas denses, ils évaluent ainsi qu'au moins 30% des disques, si ce n'est 50%, existent plus de 10 millions d'années. Les disques hybrides que nous découvrons aujourd'hui, autour d'étoiles plutôt isolées, sont donc peut-être les premiers d'une longue série. Le fait qu'on les trouve autour d'étoiles de type A contribue à faciliter leur détection, puisque leurs disques ont tendance à être plus massifs et plus chauds [Andrews et al., 2013]. Des observations d'étoiles isolées de faible masse sont donc nécessaires.

### 4.3.5 Quelques disques particuliers

Sur les diagrammes traçant le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ en fonction des différents paramètres stellaires, certains disques se détachent de la valeur médiane $10^2$ du rapport de flux. Si les disques avec un rapport élevé entrent dans la catégorie des disques hybrides, aucune propriété spécifique ne ressort des disques qui possèdent un faible rapport $S_{CO}/F_{cont}$.

#### Rapport $S_{CO}/F_{cont}$ élevé : les disques hybrides

Parmi les diagrammes des figures 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 et 4.17, 7 étoiles ont des disques dont le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ est plus élevé : HD 141569, HIP 84881, HD 21997, 49 Ceti, AB Aur et HD 131835. Toutes sont des étoiles de type A. Les propriétés des étoiles sont disponibles

dans la table A.2.

Comme détaillé au chapitre 3, **HD 141569** est une étoile qui possède un disque de débris complexe visible en lumière diffusée. Agée de 5 à 10 millions d'années, son disque de gaz primordial n'a pas encore été totalement dissipé, ce qui nous a poussé à classer le disque dans la catégorie des disques hybrides.

**HD 21997** possède un disque qui fut pour la première fois qualifié d'hybride, par Kóspál et al. [2013]. En effet, dans ce disque de débris de ∼30 millions d'années [Moór et al., 2006, Torres et al., 2008] de luminosité infrarouge $L_{IR}/L_\star = 7{,}2.10^{-4}$ [Chen et al., 2014], la poussière est d'origine secondaire mais du gaz a été découvert [Moór et al., 2011]. Zuckerman and Song [2012] a émis l'hypothèse qu'il pourrait être produit par la collision de comètes. Cependant, des observations *ALMA* ont révélé qu'une origine primordiale était plus probable pour le gaz, en contraste avec le statut évolué de la poussière [Kóspál et al., 2013, Moór et al., 2013].

Le disque autour de **49 Ceti** est très similaire à celui de HD 21997, puisqu'il est lui aussi composé de gaz malgré son âge avancé ($4.10^7$ ans, Zuckerman and Song [2012], Torres et al. [2008]). Ce fut d'ailleurs l'un des premiers disques de débris ($L_{IR}/L_\star = 3{,}9.10^{-4}$ [Chen et al., 2014]) où du CO a été découvert [Zuckerman et al., 1995]. En attendant les images d'ALMA, l'origine primordiale ou secondaire du gaz est toujours débattue.

Autour de **HD 131835**, le disque est l'un des derniers découverts à avoir été classé comme disque hybride candidat. Moór et al. [2015a] ont découvert du gaz lors d'observations similaires à cette étude, pour rechercher du gaz dans les disques de débris. Du $^{12}$CO J=3→2 a été détecté à $5\sigma$. L'émission du $^{12}$CO J=2→1 et du $^{12}$CO J = 4–3 n'est pas significative. Le disque de poussière a une luminosité infrarouge de $2{,}0.10^{-3}$ [Chen et al., 2014] et s'étend jusqu'à ∼170 ua.

**AB Aurigae** est une étoile de Herbig plus jeune que les précédentes, de $\sim 4.10^6$ ans, située dans la région du Taureau. Elle est entourée d'un large disque de gaz et de poussières. Une cavité centrale de ∼100 ua de rayon a été observée par Piétu et al. [2005], ainsi que des spirales et un gauchissement dans les distributions de matière [Fukagawa et al., 2004, Hashimoto et al., 2011, Tang et al., 2012]. Une enveloppe est toujours présente autour du système (R∼1300 ua, Grady et al. [1999]), de laquelle de la matière pourrait toujours être accrétée malgré son âge [Tang et al., 2012]. Bien qu'une partie de son émission ait été retirée, la présence de cette enveloppe rend difficile l'estimation de l'émission du disque seul, et le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ élevé pour cet objet en est donc peut-être affecté.

Le disque de **HIP 84881** a été révélé par l'analyse de données photométriques de *WISE* [Rizzuto et al., 2012]. La luminosité infrarouge du disque, $3{,}78.10^{-3}$ [McDonald et al., 2012] est du même ordre de grandeur que celle de HD 141569, HD 131835 et $\beta$ Pictoris. L'étoile a donc été observée avec *ALMA*, et l'émission $^{12}$CO J=2→1 a été détectée par Lieman-Sifry et al. [2016].

En plus de HIP 84881, **HIP 76310** est un autre disque de débris riche en gaz découvert par Lieman-Sifry et al. [2016]. L'excès infrarouge a été détecté par *Spitzer* [Carpenter et al., 2006], et correspond au plus fort excès parmi les étoiles de type A-B stars dans Upper Sco ($L_{IR}/L_\star = 9.10^{-4}$ d'après Chen et al. [2014]). L'émission millimétrique à 1.2 mm a d'abord été détectée par Mathews et al. [2012] avec le télescope de 30 m de l'IRAM, et récemment par *ALMA*, ainsi que l'émission $^{12}$CO J=2→1 [Lieman-Sifry et al., 2016]. Le disque de poussière possède une cavité interne résolue de rayon ∼70 ua.

Les nombreux points communs de ces disques en font tous de bons candidats pour être considérés comme disques hybrides, à l'exception de celui de AB Aur, probablement contaminé par l'enveloppe. Le manque d'informations sur HIP 84881, notamment son âge, rend difficile l'évaluation de son statut.

### Faible rapport $S_{CO}/F_{cont}$

HD 245185, DL Tau, DQ Tau, BP Tau et HD 142527 sont quant à elles des étoiles dont le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ est plus faible que les autres, de l'ordre de 10.

**HD 245185** est une étoile de type A située dans le nuage $\lambda$ Orionis, à 450 pc de distance, bien que son appartenance à la région du Taureau ne soit pas exclue [Ansdell et al., 2015]. Plusieurs études ont montré que l'étoile accrète de la matière depuis un disque primordial [Finkenzeller and Mundt, 1984, Herbst and Shevchenko, 1999, de Winter et al., 2001, Hernández et al., 2004, Acke et al., 2005, Wade et al., 2007, Hernández et al., 2010, Donehew and Brittain, 2011]. En plus d'observer l'émission du $^{12}$CO J=2→1 et du continuum à 850 $\mu$m, Ansdell et al. [2015] ont analysé la distribution spectrale d'énergie de l'étoile et remarqué un manque d'émission dans le domaine infrarouge moyen ce qui pourrait être le signe d'une cavité dans le disque.

**DQ Tau** est un système binaire spectroscopique, membre de la région du Taureau, ce qui implique une distance de l'ordre de 140 pc et un jeune âge ($\sim 10^6$ ans). Avec une période orbitale de 15,8 jours, la séparation des étoiles est de ∼0,1 ua [Mathieu et al., 1997]. Les auteurs déduisent ainsi que la troncature du disque due aux effets de marée est limitée à une région interne à 0,4 ua, et que cet effet n'est pas visible sur la SED comparé à un disque classique. Du CO chaud et de la poussière ont d'ailleurs été détectés dans cette région en infrarouge [Carr et al., 2001, Boden et al., 2009]. La luminosité du système est très variable à cause de forts phénomènes d'accrétion [Salter et al., 2008, Bary and Petersen, 2014]. L'émission de gaz est faible et seul du $^{12}$CO a été détecté. Williams and Best [2014] estiment que la masse du disque de gaz est plus faible que $10^{-3}$ $M_\oplus$, et la masse de poussière inférieure à $9.10^{-5}$ $M_\oplus$.

Le disque autour de **DL Tau** (type spectral K7) a été détecté pour la première fois par Beckwith et al. [1990], suivi par la détection de gaz CO [Koerner and Sargent, 1995, Simon et al., 2000], CN [Guilloteau et al., 2014] et $H_2CO$ [Guilloteau et al., 2013], malgré la forte confusion entre les raies émises dans le disque et celle émise par l'environnement de l'étoile. Alors que le CO et le CN s'étendent jusqu'à ∼460 ua, le disque de poussière est plus petit avec un rayon externe de 150–180 ua [Guilloteau et al., 2011, Kwon et al., 2015].

**BP Tau** est également une étoile de la région du Taureau, de type spectral K7, avec des disques compacts de CO et de poussière s'étendant jusqu'à 120 ua et 100 ua respectivement [Dutrey et al., 2003]. Dutrey et al. [2003] estiment que le $^{12}$CO est optiquement mince, ce qui pourrait expliquer sa position basse dans les diagrammes.

Le système **HD 142527** appartient à la région du Lupus à 140 pc de distance [Vilas-Boas et al., 2000]. L'étoile de type F6 est entourée d'un large disque de gaz et de poussières avec un fort excès infrarouge. Le disque possède une grande cavité centrale de 140 ua [Fukagawa et al., 2006, Ohashi, 2008, Casassus et al., 2013, Perez et al., 2015]. Les observations résolues avec *ALMA* montrent que le disque est fortement perturbé, comme en témoigne la présence de bras spiraux [Christiaens et al., 2014], de pièges de poussières [Casassus

et al., 2015], ou le fort gauchissement du disque entre les régions internes et externes [Marino et al., 2015b]. Ces perturbations pourraient provenir du compagnon détecté dans la cavité [Biller et al., 2012, Close et al., 2014].

Aucune caractéristique commune ne permet d'expliquer le faible rapport $S_{CO}/F_{cont}$ dans ces disques, qui sont certainement chacun soumis à des phénomènes particuliers (contamination, perturbations dynamiques, etc).

#### $\beta$ Pictoris

$\beta$ Pictoris est le plus représentatif des jeunes disques de débris. Agé de 21 millions d'années [Binks and Jeffries, 2014], le disque a été découvert par le télescope *IRAS* grâce à son brillant excès infrarouge [Aumann, 1984, 1985] et fut le premier à avoir été imagé dans le domaine optique/proche infrarouge [Smith and Terrile, 1984]. Situé à seulement 19 pc de nous, il est donc facilement observable. Du gaz atomique provenant de l'évaporation de comètes a été observé, et l'émission de CO a été découverte par Dent et al. [2014] grâce à l'interféromètre *ALMA*. Le flux, très faible, correspond à une masse de gaz de 0,002 $M_{Lune}$. Le gaz de $\beta$ Pictoris peut être pris comme exemple de gaz libéré par collision : en effet, la distribution spatiale du gaz présente une surabondance locale que Dent et al. [2014] interprètent comme le résultat d'une collision massive de deux planètes de la taille de Mars. Ils suggèrent également que la migration d'une planète >10 $M_\oplus$ pourrait avoir capturé des planétésimaux dans des résonances de moyen mouvement 2 :1 et 3 :2, ce qui favoriserait les collisions et donc la production de CO. De récentes observations *ALMA* de la transition $^{12}$CO J=2→1 appuient préférentiellement cette hypothèse (Matrà et al. 2016, communication de conférence à paraître).

Le point correspondant à $\beta$ Pic sur la figure 4.11 se situe sur la droite traçant la corrélation des points. Si l'hypothèse de la collision est exacte, cette position est transitoire : le flux de CO est artificiellement augmenté par rapport à la valeur attendue à cause de la quantité libérée par les collisions (voir une illustration sur le schéma 4.12), et le niveau du système en dehors d'une phase d'activité collisionnelle intense devrait se situer bien en dessous de la valeur $S_{CO}$ observée.

## 4.4 Origine des disques hybrides

### 4.4.1 Origine primordiale ou secondaire du gaz

Pour certains disques hybrides connus actuellement, comme HD 21997 ou 49 Ceti, l'hypothèse d'une production de gaz par la destruction de comètes ou de planétésimaux est envisagée vu l'âge des systèmes. En se basant sur le modèle de la ceinture de Kuiper de Schlichting and Sari [2011], Zuckerman and Song [2012] ont estimé qu'une ceinture de comètes de 50 ua de large, située à 100 ua de l'étoile pour des étoiles de type A contient une masse d'environ 400 $M_\oplus$ (pour des comètes typiques de $10^{13}$ kg, comme 67P/C-G). Les disques de HD 21997 et 49 Ceti n'étaient pas résolus lorsque cette étude a été faite. On sait désormais qu'ils sont plus étendus, et en prenant une distribution de comètes s'étendant entre 20 et 200 ua, la masse peut être ré-évaluée à 2500 $M_\oplus$. Pour des comètes

composées de 10% de CO comme dans le système solaire [Mumma and Charnley, 2011], ces modèles de disques contiendraient un réservoir de ~1,5.$10^{28}$ kg de glace de CO, libérable sous forme gazeuse.

Grâce à l'émission optiquement mince du $^{13}$CO, nous avons pu estimer au chapitre 3 la masse de gaz CO dans HD 141569 à ~7.$10^{23}$ kg. D'après les modèles de Visser et al. [2009], qui prennent en compte les effets d'écrantage par $H_2$, H, CO et ses isotopes, l'échelle de temps de photodissociation du CO dans des disques autour d'étoiles de type A est $\tau_{CO}$ ~600 ans. Ainsi, pour observer actuellement 7.$10^{23}$ kg de CO, le taux de production de CO doit s'élever à $10^{21}$ kg.an$^{-1}$, ce qui représente la destruction de 37 comètes de $10^{13}$ kg par seconde. En prenant la masse déterminée par Kóspál et al. [2013] à partir du C$^{18}$O pour HD 21997, le même calcul nécessite la destruction 10 comètes par seconde. Ces taux élevés entraîneraient la disparition du réservoir en quelques dizaines de milliers d'années.

Même pour expliquer la quantité de gaz observée dans $\beta$ Pictoris, un tel calcul basé sur la collisions de comètes nécessite d'en détruire entièrement 80 par jour. Une collision massive d'objets massifs, de la taille de Mars, comme envisagée par Dent et al. [2014] est donc plus efficace pour reproduire les observations. Si le résultat d'une collision massive peut expliquer le flux de CO de $\beta$ Pictoris, il faudrait 6 collisions similaires pour reproduire l'émission du CO dans HD 21997 et plus de 80 pour HD 141569. L'origine purement secondaire du gaz dans ces disques semble donc difficile à soutenir.

### 4.4.2 Rapide évolution de la poussière

Dans le cas précédent nous avons considéré que l'excès de flux de CO par rapport à celui de la poussière pouvait être lié à un excès de gaz, produit par collisions. Il est également possible que le rapport élevé $S_{CO}/F_{cont}$ soit dû non pas à un excès de gaz, mais à un déficit d'émission de la poussière.

Un tel déficit pourrait s'expliquer par une évolution rapide de la poussière vers de gros grains. En prenant appui sur la figure 4.11 et le schéma 4.12, les disques commenceraient leur évolution sur la droite repérant la corrélation entre le flux CO et celui de la poussière. L'évolution de la poussière entraînerait d'abord une baisse de flux millimétrique, déplaçant les points "horizontalement" vers la gauche des diagrammes, en dehors de la tendance générale. Une fois que la poussière aurait grossi, la dissipation du gaz ramènerait les points vers le bas du diagramme.

Cette hypothèse est étayée par la mesure du rapport de masses gaz/poussières dans HD 141569 et HD 21997, qui est supérieur au rapport de masses dans les autres disques (voir section 3.6.2). Les observations montrent que la masse de CO est plus faible que dans les disques proto-planétaires classiques. Si le gaz et la poussière évoluaient sur des échelles de temps similaires, le rapport de masses devrait rester constant et similaire à ceux des disques classiques. Etant plus élevé, cela peut signifier que la poussière évolue plus vite que le gaz. Cette interprétation est cependant faite sur la valeur du rapport moyennée sur l'ensemble du disque, alors que le rapport varie dans le disque (voir figure 3.17).

Les disques hybrides pourraient donc être une classe d'objets clé pour comprendre les différents mécanismes d'évolution du gaz et de la poussière, et ainsi comprendre com-

ment le passage de grains micrométriques à des objets de taille planétaire.

## 4.5 Disques hybrides et biais observationnels

Il est important de souligner que le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ élevé n'est observé qu'autour d'étoiles de masse intermédiaire, et plus particulièrement d'étoiles de type spectral A. Il est donc possible que ce phénomène soit restreint à cette classe d'objets. Pour les étoiles de faible masse, l'activité chromosphérique est importante et provoque une forte luminosité dans le domaine des rayons X, et les modèles numériques de Gorti et al. [2009] prédisent un temps de vie des disques autour de ces étoiles de 3–6.$10^6$ ans. En revanche, les étoiles de masse intermédiaire sont moins actives, leur disque est donc moins soumis à ce flux de rayons X qui amplifie la photoévaporation du gaz. De plus, les disques autour des étoiles plus massives ayant tendance à être plus massifs eux aussi [Andrews et al., 2013, Ansdell et al., 2016], les disques pourraient subsister plus longtemps autour des étoiles de masse intermédiaire par rapport aux étoiles de faibles masses. Dans ce cas, il est possible que la phase pendant laquelle $S_{CO}/F_{cont}$ est élevé n'existe pas dans les disques autour des étoiles de faible masse, le disque de gaz se dissipant trop vite par rapport à l'évolution de la poussière.

L'environnement des étoiles peut également être un facteur jouant sur la dissipation des disques : la majorité des étoiles de faible masse que l'on connaît est située dans des associations d'étoiles plus ou moins denses, comme $\rho$ Ophiuchi ou le Taureau. Dans ces zones, le rayonnement des étoiles à proximité contribue à photoévaporer les bords externes du disque en plus de l'étoile centrale, ce qui diminue la durée de vie des disques. Les rencontres stellaires plus fréquentes peuvent également induire des perturbations dynamiques dans le disque et éjecter de la matière.

Un autre biais concerne la sensibilité des observations jusqu'alors effectuées. Si les disques sont réellement plus massifs autour des étoiles de masse intermédiaire, les disques hybrides autour des étoiles de type A sont plus facilement détectables. Dans ce cas, seules des observations plus poussées et dirigées vers une population d'étoiles de faible masse permettra à l'avenir de déterminer s'il existe des disques hybrides autour d'étoiles moins massives. Avec *ALMA*, Barenfeld et al. [2016] montrent que ce type d'étude devient possible. Ils ont en effet pu observer 106 disques de faible masse (type spectral G à M) dans l'association Upper Scorpius à 345 GHz, avec un rms de ∼14 mJy sur le continuum et ∼30 mJy.km.s$^{-1}$ en passant en moyenne 5 min sur les sources au cycle 0 et 2,5 min au cycle 2. Ils ont donc atteint une sensibilité 3 fois meilleure que celle de nos observations *APEX* en 25-50 fois moins de temps. Leur étude ajoute 24 mesures du rapport $S_{CO}/F_{cont}$, mais ne révèle pas de disque hybride, ce qui pourrait suggérer que les disques hybrides ne sont présents qu'autour d'étoiles de masse intermédiaire. Il faudra cependant plusieurs autres études de ce type dans d'autres régions pour confirmer ou infirmer cette hypothèse.

De nombreuses observations seront donc nécessaires pour comprendre la nature des disques hybrides. Que les phénomènes en jeu dans les hybrides soient propres aux étoiles de masse intermédiaires, ou communs à tous les types d'étoile, la compréhension de ces processus devrait permettre de mieux comprendre les mécanismes de formation planétaire. L'étude détaillée des disques hybrides déjà découverts doit donc se pour-

suivre, comme commencée dans cette thèse pour HD 141569. Un des principaux résultats concernant ces disques est leur rapport de masses gaz/poussières élevé par rapport aux autres disques. Les théories et modèles d'évolution des disques prévoient cependant que le rapport de masses diminue avec le temps pour r<100 ua (voir section 3.6.2, Hughes and Armitage [2012], Gorti et al. [2015]), ce qui contribuerait à former des régions denses en poussières dans lesquelles le grossissement jusqu'à des planétésimaux serait favorisé [Johansen et al., 2015]. Comme mentionné dans la section 3.6.2, le rapport de masses est calculé sur tout le disque, mais des variations radiales sont attendues à cause de la morphologie et l'évolution des systèmes. Seule une étude détaillée à haute résolution spatiale de ces variations permettra donc une véritable comparaison avec les modèles.

## 4.6 En bref

Voici en quelques lignes ce que l'on peut retenir de cette étude sur les disques hybrides :

- la recherche de gaz que nous avons menée a permis de mettre une contrainte sur la quantité de CO dans 17 nouvelles sources, et a doublé la sensibilité par rapport aux précédentes études ;
- nous reportons la possible détection de $^{12}$CO J=2→1 à 4$\sigma$ autour de l'étoile binaire spectroscopique HD 23642 des Pléiades, avec une raie double-piquée et centrée sur la vitesse de l'étoile. La confirmation de cette détection reste à faire ;
- une corrélation semble exister entre la quantité de gaz des disques hybrides et leur flux infrarouge. Si elle est valide, la sensibilité de nos observations n'est pas assez bonne pour détecter le gaz dans les étoiles de notre échantillon. Seules les antennes d'*ALMA* pourront atteindre une sensibilité suffisante ;
- l'étude bibliographique des mesures de gaz et de poussière dans différentes classes de disques révèle une corrélation entre l'émission du continuum et celle du CO ;
- les disques sortant de cette corrélation ont un fort rapport $S_{CO}/F_{cont}$ ~$10^3$ par rapport à la valeur médiane $10^2$, et peuvent être considérés comme hybrides (voir figure 4.11) ;
- nous suspectons ainsi que le disque autour de HIP 84881 soit un disque hybride et s'ajoute à HD 141569, HD 21997, 49 Ceti et HD 131835 dans cette catégorie ;
- aucune corrélation n'est trouvée avec les paramètres stellaires ;
- l'origine secondaire du gaz pour expliquer le rapport élevé $S_{CO}/F_{cont}$, que ce soit par destruction de comètes ou collision massive est difficilement envisageable ;
- en revanche les grandes valeurs de $S_{CO}/F_{cont}$ pourraient correspondre au rapport de masses élevé $M_{gaz}/M_{grains}$ déduits des observations détaillées de HD 141569 et HD 21997. Cela indiquerait que la poussière évolue plus vite que le gaz ;
- de nombreuses incertitudes liées aux biais observationnels subsisteront notamment jusqu'à l'observation de disques autour d'étoiles de faible masse. Une des principales perspectives de ce travail est donc d'élargir l'échantillon d'étoiles observées, notamment grâce à *ALMA* (voir chapitre 5).

`Ab esse ad posse valet, a posse ad esse non valet consequentia`
— *De l'existence d'une chose on conclut à sa possibilité, de la possibilité d'une chose, on ne peut conclure à son existence.*

Chapitre 5

# Conclusions et perspectives

## Sommaire


**5.1 Morphologie des disques hybrides . . . . . 126**
5.1.1 HD 141569 . . . . . 126
5.1.2 Autres disques résolus . . . . . 126
5.1.3 HD 23642 . . . . . 127
**5.2 Contraintes physiques sur les disques hybrides . . . . . 127**
5.2.1 Evolution de la poussière . . . . . 127
5.2.2 Evolution du gaz et du rapport gaz/poussière . . . . . 128
5.2.3 Phase finale de l'évolution du disque primordial . . . . . 129
5.2.4 Lien avec la formation planétaire . . . . . 129
**5.3 Le mot de la fin . . . . . 130**

Ce chapitre a pour vocation de résumer les résultats scientifiques obtenus lors de ces trois années de thèse sur les disques évolués, et plus particulièrement les disques hybrides. Je divise ce chapitre en deux parties, pour mettre en relief les deux types d'études que j'ai menées et qui restent à poursuivre : la première section est consacrée à l'étude morphologique des objets, alors que la deuxième section s'attache à présenter une vue d'ensemble de ces objets, et des informations qu'ils apportent sur l'évolution des disques autour des jeunes étoiles.

## 5.1 Morphologie des disques hybrides

### 5.1.1 HD 141569

La section 3.7 résume les résultats que j'ai obtenus en étudiant HD 141569. Les observations que j'ai faites avec *ALMA* et *NOEMA* m'ont permis pour la première fois d'obtenir des images de l'émission de la poussière autour de cette étoile dans le domaine millimétrique, à 0,87 mm, 1,3 mm et 2,8 mm. La distribution spatiale de la poussière est piquée au centre et faiblement résolue (rayon <100 ua). Une autre problématique d'intérêt concernant la poussière est l'existence d'une émission étendue, détectée dans le plan de Fourier à 0,87 mm et 2,8 mm, et sur les images *NOEMA* à 1,3 mm. Des observations avec une meilleure sensibilité permettraient de contraindre le rayon externe de ce plateau de poussières, et ainsi comprendre l'origine de la dichotomie entre la distribution spatiale des poussières dans les parties internes et externes. L'utilisation du réseau compact *ACA* est envisagée dans ce but.

Les nombreuses observations du gaz que j'ai obtenues ($^{12}$CO J=2→1, $^{13}$CO J=2→1, $^{13}$CO J=1→0 et $^{12}$CO J=3→2 avec les données d'archive) montrent que le disque de gaz est résolu et s'étend de ∼20 à ∼270 ua, au-delà des régions denses en grosses poussières. Le rayon extérieur est coïncident avec un anneau détecté dans les images de la lumière diffusée par les poussières sub-micrométriques, ce qui suggère un mécanisme commun au gaz et à la poussière à l'origine de ces structures. Cela souligne l'intérêt de l'étude conjointe des observations dans le domaine radio (*ALMA/NOEMA*) et infrarouge (*SHERE/Gemini/JWST*), afin de caractériser les structures du disque de poussières (anneaux, spirales, etc) et leur lien avec le disque de gaz.

### 5.1.2 Autres disques résolus

Deux autres disques hybrides sont également résolus spatialement, à l'heure actuelle. Observé avec *ALMA*, HD 21997 possède une morphologie différente de HD 141569 : le disque de gaz s'étend jusqu'à ∼140 ua et son émission est piquée sur l'étoile, alors que le disque de poussières observé à 0,87 mm possède une cavité interne de ∼55 ua de rayon, et s'étend jusqu'à ∼150 ua [Kóspál et al., 2013, Moór et al., 2013]. Dans les zones internes, les conditions physiques sont donc certainement différentes pour HD 141569 et HD 21997.

Le disque de 49 Ceti lui aussi se distingue des deux autres hybrides, puisqu'il est vu par la tranche, comme le disque de débris $\beta$ Pictoris (pour HD 141569 et HD 21997, les inclinaisons sont respectivement 56° et 33°). De plus, son disque de gaz possède une large

cavité (r>40 ua) et s'étend jusqu'à ∼200 ua [Hughes et al., 2008a]. Avec une résolution spatiale de 0,14" et spectrale de ∼0,2 km.s$^{-1}$, les observations *ALMA* de 49 Ceti vont permettre de résoudre la structure spatiale des disques de gaz et de poussières (PI : M. Hughes).

De la même façon, des observations similaires (avec une résolution annoncée à 0,30", PI : M. Curé) ont été faites avec *ALMA* pour l'étoile HD 131835, récemment détectée par Moór et al. [2015a]. Il sera également intéressant de faire ce même type d'étude sur les observations *ALMA* de HIP 84881, dont le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ indique qu'il appartient peut-être à la catégorie des disques hybrides.

### 5.1.3 HD 23642

La section 4.2.5 présente les caractéristiques de la binaire spectroscopique à éclipses HD 23642, que j'ai observée avec le télescope de *30 m* de l'IRAM afin d'y rechercher l'émission du $^{12}$CO. Le spectre obtenu révèle une raie double piquée d'environ 10 km.s$^{-1}$ de large, centrée sur la vitesse de l'étoile. L'intensité intégrée de la raie est significative à $4\sigma$, ce qui ne permet pas de confirmer la détection. Le cas échéant, la modélisation de la raie indique que le disque de gaz s'étendrait jusqu'à plus de 400 ua de rayon, et posséderait une quantité de CO comparable à HD 21997. Les observations du télescope spatial *Gaia* devraient permettre une meilleure estimation de la distance, évaluée à ∼(139,1±3,5) pc Southworth et al. [2005], et donc de la masse possible du disque. La première chose à faire reste de confirmer cette détection, et nous prévoyons dans ce but de résoudre le disque avec *NOEMA/ALMA*.

Si un disque de gaz est bien présent autour de cette étoile, la détection du continuum aux longueurs d'onde millimétriques serait capitale afin de pouvoir rapprocher HD 23642 de la catégorie des disques hybrides si ce flux est faible, ou de celle des disques de débris de type $\beta$ Pictoris si le rapport de flux $S_{CO}/F_{cont}$ est standard (voir section 4.3).

Les propriétés de cette étoile sont particulières, ce qui rend d'autant plus intéressante la possible présence d'un disque de gaz. Le système est en effet composé de deux étoiles binaires de ∼2 $M_\odot$ chacune, âgées de plus de 100 millions d'années, ce qui pose la question de l'origine du gaz. Il est possible que le disque primordial ait été plus massif autour de cette binaire de masse totale ∼4 $M_\odot$. Un tel disque proto-planétaire pourrait soit avoir subsisté après 100 millions d'années et/ou avoir produit une quantité plus grande de planétésimaux et donc un taux de collisions plus élevé, qui pourrait produire la masse de CO que l'on observe. Si la détection est confirmée, le statut évolutif de ce système restera à clarifier.

## 5.2 Contraintes physiques sur les disques hybrides

### 5.2.1 Evolution de la poussière

Une des principales caractéristiques des disques est la faible émission du continuum, inférieure à 10 mJy pour $\lambda \geq 0,87$ mm pour HD 141569, HD 21997 et 49 Ceti. Cela signifie donc qu'il reste moins d'une masse terrestre de poussières de taille millimétrique autour

de ces étoiles. La poussière a donc soit grossi au point de ne plus être détectable, soit a été accrétée sur l'étoile à cause des différents phénomènes de migration.

L'analyse de l'émission à trois longueurs d'onde de l'émission du continuum autour de HD 141569 m'a permis de montrer que l'indice spectral de la poussière, $\beta$, est proche de zéro. Cette valeur peut indiquer que l'émission de la poussière est optiquement épaisse dans les régions centrales, ou que les grains ont grossi et émettent comme des corps gris. Les deux hypothèses sont en tout cas compatibles avec la distribution spatiale de la poussière, piquée au centre et faiblement résolue (rayon <100 ua). L'opacité de la poussière ne pourra être déterminée qu'en résolvant spatialement la structure du disque à plusieurs longueurs d'onde : la température de brillance est fonction de l'opacité (et donc de $\beta$ et de ses variations radiales), de la densité de surface et de la température des grains.

### 5.2.2 Evolution du gaz et du rapport gaz/poussière

Les modélisations du gaz que j'ai effectuées pour HD 141569 montrent en particulier que le disque de gaz est en cours de dissipation, puisque la densité de surface de CO du disque est plus faible de 1 à 2 ordres de grandeur par rapport à des disques proto-planétaires plus jeunes autour d'étoiles de Herbig Ae. Les raies ont pour l'instant été modélisées individuellement, mais le code DiskFit permet de modéliser plusieurs transitions d'une même molécule à la fois. Cela permettra une détermination plus cohérente des paramètres physiques.

La masse de gaz dans HD 141569 est comprise entre 68 et 151 $M_{\oplus}$, ce qui implique qu'avec la faible masse de poussières du disque (0,03-0,52 $M_{\oplus}$), le rapport gaz/poussières estimé à partir de la masse de CO est compris entre 130 et 5000 (voir section 3.5.3). Des valeurs comparables ont été déterminées dans le disque de HD 21997. Le rapport dans les disques proto-planétaires a tendance au contraire à être plus faible que la valeur canonique de 100 Williams and Best [2014]. Le rapport élevé des disques hybrides est cependant une valeur moyenne, qui peut varier localement puisque la morphologie des disques de gaz et de poussières ne sont pas les mêmes. Les modèles prédisent qu'un rapport gaz/-poussières faible pourrait favoriser la formation de cœurs planétaires, car ces conditions permettraient de dépasser la barrière de migration radiale, et ainsi former des planétésimaux avant qu'ils ne tombent sur l'étoile [Brauer et al., 2008]. Une diminution du rapport gaz/poussières dans les régions internes est également prédite par les modèles de dissipation des disques incluant le grossissement des grains, principalement du fait de la photoévaporation (voir figure 3.17, Gorti et al. [2015], Hughes and Armitage [2012]). Une étude détaillée des variations spatiales du rapport gaz/poussières des disques hybrides, notamment dans les zones internes, permettra donc de comparer les observations avec les résultats des modèles d'évolution des disques.

Concernant le gaz, une analyse détaillée des limites supérieures obtenues pour les molécules telles CS, CN, etc reste à faire pour HD 141569. Avec le modèle de disque obtenu pour le CO, il peut être envisagé par exemple de prédire l'émission de ces molécules en se basant sur les abondances typiques observées dans les disques proto-planétaires, autour d'étoiles similaires à HD 141569. Cela permettra de comprendre si les non-détections obtenues sont dues à un manque de sensibilité ou à un effet propre de la chimie du disque. Dans ce dernier cas, cela pourrait poser des contraintes sur l'évolution chimique des disques hybrides, où les conditions d'excitation et de chauffage du disque pourraient

être différentes, du fait de la raréfaction des grains de poussières : le flux UV pénétrerait plus dans le disque, pouvant ainsi conduire à une chimie différente de celle des disques proto-planétaires.

### 5.2.3 Phase finale de l'évolution du disque primordial

En étudiant l'émission du CO et du continuum à 1,3 mm et 0,87 mm pour différentes classes de disques (CTTS, Herbig, WTTS, hybrides, débris), j'ai montré qu'il existe une corrélation entre l'émission des deux composantes d'un disque. Cependant, la catégorie des disques hybrides se détache de la corrélation par un déficit de poussières (ou un excès de CO). Le rapport $S_{CO}/F_{cont}$, qui est indépendant de la distance, est donc plus élevé pour les disques hybrides (autour de 1000) par rapport aux autres catégories, disques de débris compris (rapport autour de 100). Pour compléter l'étude, ce rapport pourra être calculé avec des isotopes du CO plus optiquement minces que le $^{12}$CO, comme le $^{13}$CO ou le C$^{18}$O. Cela permettra notamment de s'affranchir des indéterminations liées à l'opacité (en particulier du gaz). L'émission des isotopes étant bien plus faible que le $^{12}$CO, seule la sensibilité d'*ALMA* devrait permettre de détecter leur émission autour de nombreux disques dans les prochaines années et ainsi compléter l'échantillon.

Le rapport $S_{CO}/F_{cont}$ semble en lien direct avec le rapport de masses élevé observé dans les régions externes des disques hybrides (voir paragraphe précédent), ce qui suggère que la poussière évolue plus vite que le gaz autour de ces étoiles, qui se retrouvent en dehors de la corrélation. Cette phase où rapport de flux est élevé peut être interprétée comme une phase rapide dans l'évolution des disques, ou comme un phénomène très particulier restreint à une certaine classe d'objets, puisque peu de disques de cette catégorie sont observés.

Les disques hybrides sont actuellement uniquement détectés autour d'étoiles de type A. La question se pose donc tout naturellement de savoir si les propriétés des disques hybrides sont communes aux disques autour d'étoiles de plus faible masse. *ALMA* sera à n'en pas douter d'une aide précieuse pour compléter l'échantillon des disques observés, comme commencé par Barenfeld et al. [2016]. La recherche de disques hybrides faite durant cette thèse montre que les observations avec les antennes du *30 m* et *APEX* ne sont désormais plus suffisantes pour sonder les disques à faible émission. La détection de disques hybrides autour d'étoiles de faibles masses indiquerait que la phase hybride pourrait être commune à tous les disques, et il sera dans ce cas d'autant plus important de comprendre les implications de cette phase dans les processus de formation des planètes. Les statistiques de détections en fonction de la masse des étoiles pourront par exemple être comparées aux détections d'exo-planètes, qui seront de plus en plus nombreuses dans les années à venir.

### 5.2.4 Lien avec la formation planétaire

L'étude des disques hybrides, dont l'évolution de la poussière semble différente des autres disques, représente donc un enjeu important pour comprendre la mise en place des systèmes planétaires. La formation des planètes géantes est contrainte par la présence de gaz dans les systèmes, et est donc restreinte aux premiers millions d'années de

la vie des étoiles dans les disques riches en gaz. Dans les disques hybrides, on observe moins de 100 $M_\oplus$ de gaz résiduel, c'est-à-dire moins d'un tiers de la masse de Jupiter. Il n'y a donc certes plus suffisamment de gaz pour former des planètes géantes, mais le gaz peut avoir un impact sur l'architecture du système et la structuration du futur disque de débris. Les planètes dans un disque de gaz sont en effet soumises à des phénomènes de migration vers l'intérieur [Goldreich and Tremaine, 1980] ou l'extérieur [Masset and Papaloizou, 2003], selon la masse des planètes et les caractéristiques du disque. La survie de disques pendant plusieurs (dizaines de) millions d'années autour de certaines étoiles, comme le suggère l'existence des disques hybrides, pourrait ainsi prolonger la durée des migrations planétaires.

Si le disque de gaz a un impact sur les migrations planétaires, ces dernières provoquent des instabilités dynamiques sur les planétésimaux, qui peuvent déclencher des phénomènes similaires au grand bombardement tardif (LHB) qui a eu lieu dans le système solaire 700 millions d'années après sa formation [Gomes et al., 2005]. Ce sont peut-être ces perturbations qui entraînent les collisions massives dans les disques de débris riches en gaz tels $\beta$ Pictoris, et donnent lieu aux pluies de comètes détectables dans certains jeunes disques de débris.

## 5.3 Le mot de la fin

Plus que des réponses, le travail que j'ai effectué durant cette thèse soulève de nombreuses nouvelles questions. Un champ d'étude complet s'ouvre grâce aux possibilités qu'offrent dans le domaine radio les grands interféromètres *ALMA* et *NOEMA*. Les observations à venir et futures modélisations permettront certainement de mieux comprendre les interactions entre toutes les composantes des disques, gaz, poussières et planètes, afin d'imaginer comment les systèmes planétaires, dont le nôtre, se sont formés.

`Satius est supervacua scire quam nihil` - *Mieux vaut savoir des choses inutiles que rien du tout*
Sénèque, *Lettres à Lucilius*, XI, 88

# Bibliographie


B. Acke and M. E. van den Ancker. ISO spectroscopy of disks around Herbig Ae/Be stars. A&A, 426 :151–170, October 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20040400.

B. Acke, M. E. van den Ancker, and C. P. Dullemond. [O I] 6300 Å emission in Herbig Ae/Be systems : Signature of Keplerian rotation. A&A, 436 :209–230, June 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042484.

B. Acke, J. Bouwman, A. Juhász, T. Henning, M. E. van den Ancker, G. Meeus, A. G. G. M. Tielens, and L. B. F. M. Waters. Spitzer's View on Aromatic and Aliphatic Hydrocarbon Emission in Herbig Ae Stars. ApJ, 718 :558–574, July 2010. doi : 10.1088/0004-637X/718/1/558.

R. L. Akeson and E. L. N. Jensen. Circumstellar Disks around Binary Stars in Taurus. ApJ, 784 :62, March 2014. doi : 10.1088/0004-637X/784/1/62.

R. D. Alexander, C. J. Clarke, and J. E. Pringle. Photoevaporation of protoplanetary discs - I. Hydrodynamic models. MNRAS, 369 :216–228, June 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10293.x.

ALMA Partnership, C. L. Brogan, L. M. Pérez, T. R. Hunter, W. R. F. Dent, A. S. Hales, R. E. Hills, S. Corder, E. B. Fomalont, C. Vlahakis, Y. Asaki, D. Barkats, A. Hirota, J. A. Hodge, C. M. V. Impellizzeri, R. Kneissl, E. Liuzzo, R. Lucas, N. Marcelino, S. Matsushita, K. Nakanishi, N. Phillips, A. M. S. Richards, I. Toledo, R. Aladro, D. Broguiere, J. R. Cortes, P. C. Cortes, D. Espada, F. Galarza, D. Garcia-Appadoo, L. Guzman-Ramirez, E. M. Humphreys, T. Jung, S. Kameno, R. A. Laing, S. Leon, G. Marconi, A. Mignano, B. Nikolic, L.-A. Nyman, M. Radiszcz, A. Remijan, J. A. Rodón, T. Sawada, S. Takahashi, R. P. J. Tilanus, B. Vila Vilaro, L. C. Watson, T. Wiklind, E. Akiyama, E. Chapillon, I. de Gregorio-Monsalvo, J. Di Francesco, F. Gueth, A. Kawamura, C.-F. Lee, Q. Nguyen Luong, J. Mangum, V. Pietu, P. Sanhueza, K. Saigo, S. Takakuwa, C. Ubach, T. van Kempen, A. Wootten, A. Castro-Carrizo, H. Francke, J. Gallardo, J. Garcia, S. Gonzalez, T. Hill, T. Kaminski, Y. Kurono, H.-Y. Liu, C. Lopez, F. Morales, K. Plarre, G. Schieven, L. Testi, L. Videla, E. Villard, P. Andreani, J. E. Hibbard, and K. Tatematsu. The 2014 ALMA Long Baseline Campaign : First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region. ApJ, 808 :L3, July 2015. doi : 10.1088/2041-8205/808/1/L3.

K. Altwegg, H. Balsiger, A. Bar-Nun, J. J. Berthelier, A. Bieler, P. Bochsler, C. Briois, U. Calmonte, M. Combi, J. De Keyser, P. Eberhardt, B. Fiethe, S. Fuselier, S. Gasc, T. I. Gombosi,

K. C. Hansen, M. Hässig, A. Jäckel, E. Kopp, A. Korth, L. LeRoy, U. Mall, B. Marty, O. Mousis, E. Neefs, T. Owen, H. Rème, M. Rubin, T. Sémon, C.-Y. Tzou, H. Waite, and P. Wurz. 67P/Churyumov-Gerasimenko, a Jupiter family comet with a high D/H ratio. *Science*, 347(27) :1261952, January 2015. doi : 10.1126/science.1261952.

V. A. Ambartsumian. *Stellar Evolution And Astrophysics*, 1947.

P. Andre and T. Montmerle. From T Tauri stars to protostars : Circumstellar material and young stellar objects in the rho Ophiuchi cloud. ApJ, 420 :837–862, January 1994. doi : 10.1086/173608.

S. M. Andrews and J. P. Williams. Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga : The Submillimeter Perspective. ApJ, 631 :1134–1160, October 2005. doi : 10.1086/432712.

S. M. Andrews and J. P. Williams. High-Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure. ApJ, 659 :705–728, April 2007. doi : 10.1086/511741.

S. M. Andrews, D. J. Wilner, A. M. Hughes, C. Qi, and C. P. Dullemond. Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. ApJ, 700 :1502–1523, August 2009. doi : 10.1088/0004-637X/700/2/1502.

S. M. Andrews, D. J. Wilner, A. M. Hughes, C. Qi, and C. P. Dullemond. Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources. ApJ, 723 :1241–1254, November 2010. doi : 10.1088/0004-637X/723/2/1241.

S. M. Andrews, K. A. Rosenfeld, A. L. Kraus, and D. J. Wilner. The Mass Dependence between Protoplanetary Disks and their Stellar Hosts. ApJ, 771 :129, July 2013. doi : 10.1088/0004-637X/771/2/129.

Y. Andrillat, M. Jaschek, and C. Jaschek. The infrared spectrum of HD 141569. A&A, 233 : 474–476, July 1990.

M. Ansdell, J. P. Williams, and L. A. Cieza. A SCUBA-2 850-micron Survey of Circumstellar Disks in the $\lambda$ Orionis Cluster. ApJ, 806 :221, June 2015. doi : 10.1088/0004-637X/806/2/221.

M. Ansdell, J. P. Williams, N. van der Marel, J. M. Carpenter, G. Guidi, M. Hogerheijde, G. S. Mathews, C. F. Manara, A. Miotello, A. Natta, I. Oliveira, M. Tazzari, L. Testi, E. F. van Dishoeck, and S. E. van Terwisga. ALMA Survey of Lupus Protoplanetary Disks I : Dust and Gas Masses. *ArXiv e-prints*, April 2016.

P. J. Armitage. *Astrophysics of Planet Formation*. December 2009.

J.-C. Augereau and H. Beust. On the AU Microscopii debris disk. Density profiles, grain properties, and dust dynamics. A&A, 455 :987–999, September 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054250.

J. C. Augereau, A. M. Lagrange, D. Mouillet, and F. Ménard. HST/NICMOS2 observations of the HD 141569 A circumstellar disk. A&A, 350 :L51–L54, October 1999.

H. H. Aumann. IRAS Observations of Nearby Main-Sequence Dwarfs. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 16 of BAAS, page 483, March 1984.

H. H. Aumann. IRAS observations of matter around nearby stars. PASP, 97 :885–891, October 1985. doi : 10.1086/131620.

H. H. Aumann, C. A. Beichman, F. C. Gillett, T. de Jong, J. R. Houck, F. J. Low, G. Neugebauer, R. G. Walker, and P. R. Wesselius. Discovery of a shell around Alpha Lyrae. ApJ, 278 :L23–L27, March 1984. doi : 10.1086/184214.

D. E. Backman and F. Paresce. Main-sequence stars with circumstellar solid material - The VEGA phenomenon. In E. H. Levy and J. I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, pages 1253–1304, 1993.

D. E. Backman, F. C. Witteborn, and F. C. Gillett. Infrared observations and thermal models of the Beta Pictoris disk. ApJ, 385 :670–679, February 1992. doi : 10.1086/170973.

A. Banzatti, L. Testi, A. Isella, A. Natta, R. Neri, and D. J. Wilner. New constraints on dust grain size and distribution in CQ Tauri. A&A, 525 :A12, January 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015206.

S. A. Barenfeld, J. M. Carpenter, L. Ricci, and A. Isella. ALMA Observations of Circumstellar Disks in the Upper Scorpius OB Association. *ArXiv e-prints*, May 2016.

J. S. Bary and M. S. Petersen. Anomalous Accretion Activity and the Spotted Nature of the DQ Tau Binary System. ApJ, 792 :64, September 2014. doi : 10.1088/0004-637X/792/1/64.

J. E. Bast, J. M. Brown, G. J. Herczeg, E. F. van Dishoeck, and K. M. Pontoppidan. Single peaked CO emission line profiles from the inner regions of protoplanetary disks. A&A, 527 :A119, March 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015225.

S. V. W. Beckwith and A. I. Sargent. Molecular line emission from circumstellar disks. ApJ, 402 :280–291, January 1993. doi : 10.1086/172131.

S. V. W. Beckwith, A. I. Sargent, R. S. Chini, and R. Guesten. A survey for circumstellar disks around young stellar objects. AJ, 99 :924–945, March 1990. doi : 10.1086/115385.

E. A. Bergin, Y. Aikawa, G. A. Blake, and E. F. van Dishoeck. The Chemical Evolution of Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets V*, pages 751–766, 2007.

E. A. Bergin, L. I. Cleeves, U. Gorti, K. Zhang, G. A. Blake, J. D. Green, S. M. Andrews, N. J. Evans, II, T. Henning, K. Öberg, K. Pontoppidan, C. Qi, C. Salyk, and E. F. van Dishoeck. An old disk still capable of forming a planetary system. Nature, 493 :644–646, January 2013. doi : 10.1038/nature11805.

N. G. Beskrovnaya, M. A. Pogodin, A. S. Miroshnichenko, P. S. Thé, I. S. Savanov, N. M. Shakhovskoy, A. N. Rostopchina, O. V. Kozlova, and K. S. Kuratov. Spectroscopic, photometric, and polarimetric study of the Herbig AE candidate HD 36112. A&A, 343 : 163–174, March 1999.

J.-P. Bibring, Y. Langevin, J. Carter, P. Eng, B. Gondet, L. Jorda, S. Le Mouélic, S. Mottola, C. Pilorget, F. Poulet, and M. Vincendon. 67P/Churyumov-Gerasimenko surface properties as derived from CIVA panoramic images. *Science*, 349(2), July 2015. doi : 10.1126/science.aab0671.

B. Biller, S. Lacour, A. Juhász, M. Benisty, G. Chauvin, J. Olofsson, J.-U. Pott, A. Müller, A. Sicilia-Aguilar, M. Bonnefoy, P. Tuthill, P. Thebault, T. Henning, and A. Crida. A Likely Close-in Low-mass Stellar Companion to the Transitional Disk Star HD 142527. ApJ, 753 :L38, July 2012. doi : 10.1088/2041-8205/753/2/L38.

B. A. Biller, M. C. Liu, K. Rice, Z. Wahhaj, E. Nielsen, T. Hayward, M. J. Kuchner, L. M. Close, M. Chun, C. Ftaclas, and D. W. Toomey. The Gemini NICI Planet-Finding Campaign : asymmetries in the HD 141569 disc. MNRAS, 450 :4446–4457, July 2015. doi : 10.1093/mnras/stv870.

A. S. Binks and R. D. Jeffries. A lithium depletion boundary age of 21 Myr for the Beta Pictoris moving group. MNRAS, 438 :L11–L15, February 2014. doi : 10.1093/mnrasl/slt141.

T. Birnstiel, C. P. Dullemond, and F. Brauer. Gas- and dust evolution in protoplanetary disks. A&A, 513 :A79, April 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913731.

A. Boccaletti, J.-C. Augereau, F. Marchis, and J. Hahn. Ground-based Near-Infrared Imaging of the HD 141569 Circumstellar Disk. ApJ, 585 :494–501, March 2003. doi : 10.1086/346019.

A. F. Boden, R. L. Akeson, A. I. Sargent, J. M. Carpenter, D. R. Ciardi, J. S. Bary, and M. F. Skrutskie. Interferometric Evidence for Resolved Warm Dust in the DQ Tau System. ApJ, 696 :L111–L114, May 2009. doi : 10.1088/0004-637X/696/2/L111.

M. Booth, G. Kennedy, B. Sibthorpe, B. C. Matthews, M. C. Wyatt, G. Duchêne, J. J. Kavelaars, D. Rodriguez, J. S. Greaves, A. Koning, L. Vican, G. H. Rieke, K. Y. L. Su, A. Moro-Martín, and P. Kalas. Resolved debris discs around A stars in the Herschel DEBRIS survey. MNRAS, 428 :1263–1280, January 2013. doi : 10.1093/mnras/sts117.

M. Booth, A. Jordán, S. Casassus, A. S. Hales, W. R. F. Dent, V. Faramaz, L. Matrà, D. Barkats, R. Brahm, and J. Cuadra. Resolving the Planetesimal Belt of HR 8799 with ALMA. *ArXiv e-prints*, March 2016.

B. P. Bowler, M. C. Liu, A. L. Kraus, and A. W. Mann. Spectroscopic Confirmation of Young Planetary-mass Companions on Wide Orbits. ApJ, 784 :65, March 2014. doi : 10.1088/0004-637X/784/1/65.

F. Brauer, C. P. Dullemond, and T. Henning. Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. A&A, 480 :859–877, March 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20077759.

M. Breger. The Pleiades cluster. IV - The visit of a molecular CO cloud. ApJ, 319 :754–759, August 1987. doi : 10.1086/165495.

S. D. Brittain and T. W. Rettig. CO and $H_3^+$ in the protoplanetary disk around the star HD141569. Nature, 418 :57–59, July 2002.

S. D. Brittain, T. W. Rettig, T. Simon, C. Kulesa, M. A. DiSanti, and N. Dello Russo. CO Emission from Disks around AB Aurigae and HD 141569 : Implications for Disk Structure and Planet Formation Timescales. ApJ, 588 :535–544, May 2003. doi : 10.1086/373987.

S. D. Brittain, T. Simon, J. R. Najita, and T. W. Rettig. Warm Gas in the Inner Disks around Young Intermediate-Mass Stars. ApJ, 659 :685–704, April 2007. doi : 10.1086/511255.

J. M. Brown, G. A. Blake, C. Qi, C. P. Dullemond, D. J. Wilner, and J. P. Williams. Evidence for Dust Clearing Through Resolved Submillimeter Imaging. ApJ, 704 :496–502, October 2009. doi : 10.1088/0004-637X/704/1/496.

C. Caceres, A. Hardy, M. R. Schreiber, H. Cánovas, L. A. Cieza, J. P. Williams, A. Hales, C. Pinte, F. Ménard, and Z. Wahhaj. On the Nature of the Tertiary Companion to FW Tau : ALMA CO Observations and SED Modeling. ApJ, 806 :L22, June 2015. doi : 10.1088/2041-8205/806/2/L22.

H. Canovas, C. Caceres, M. R. Schreiber, A. Hardy, L. Cieza, F. Ménard, and A. Hales. A ring-like concentration of mm-sized particles in Sz 91. *ArXiv e-prints*, January 2016.

J. M. Carpenter, E. E. Mamajek, L. A. Hillenbrand, and M. R. Meyer. Evidence for Mass-dependent Circumstellar Disk Evolution in the 5 Myr Old Upper Scorpius OB Association. ApJ, 651 :L49–L52, November 2006. doi : 10.1086/509121.

J. S. Carr, R. D. Mathieu, and J. R. Najita. Evidence for Residual Material in Accretion Disk Gaps : CO Fundamental Emission from the T Tauri Spectroscopic Binary DQ Tauri. ApJ, 551 :454–460, April 2001. doi : 10.1086/320071.

S. Casassus, A. Hales, I. de Gregorio, B. Dent, A. Belloche, R. Güsten, F. Ménard, A. M. Hughes, D. Wilner, and V. Salinas. CO(6-5) and [C i](2-1) pointed observations of five protoplanetary disks : Warm gas in HD 142527. A&A, 553 :A64, May 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201219644.

S. Casassus, C. M. Wright, S. Marino, S. T. Maddison, A. Wootten, P. Roman, S. Pérez, P. Pinilla, M. Wyatt, V. Moral, F. Ménard, V. Christiaens, L. Cieza, and G. van der Plas. A Compact Concentration of Large Grains in the HD 142527 Protoplanetary Dust Trap. ApJ, 812 :126, October 2015. doi : 10.1088/0004-637X/812/2/126.

V. Castellani, S. Degl'Innocenti, P. G. Prada Moroni, and V. Tordiglione. Hipparcos open clusters and stellar evolution. MNRAS, 334 :193–197, July 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05508.x.

E. Chapillon, S. Guilloteau, A. Dutrey, and V. Piétu. Disks around CQ Tauri and MWC 758 : dense PDR or gas dispersal ? A&A, 488 :565–578, September 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809523.

E. Chapillon, A. Dutrey, S. Guilloteau, V. Piétu, V. Wakelam, F. Hersant, F. Gueth, T. Henning, R. Launhardt, K. Schreyer, and D. Semenov. Chemistry in Disks. VII. First Detection of $HC_3N$ in Protoplanetary Disks. ApJ, 756 :58, September 2012a. doi : 10.1088/0004-637X/756/1/58.

E. Chapillon, S. Guilloteau, A. Dutrey, V. Piétu, and M. Guélin. Chemistry in disks. VI. CN and HCN in protoplanetary disks. A&A, 537 :A60, January 2012b. doi : 10.1051/0004-6361/201116762.

C. H. Chen, B. A. Sargent, C. Bohac, K. H. Kim, E. Leibensperger, M. Jura, J. Najita, W. J. Forrest, D. M. Watson, G. C. Sloan, and L. D. Keller. Spitzer IRS Spectroscopy of IRAS-discovered Debris Disks. ApJS, 166 :351–377, September 2006. doi : 10.1086/505751.

C. H. Chen, T. Mittal, M. Kuchner, W. J. Forrest, C. M. Lisse, P. Manoj, B. A. Sargent, and D. M. Watson. The Spitzer Infrared Spectrograph Debris Disk Catalog. I. Continuum Analysis of Unresolved Targets. ApJS, 211 :25, April 2014. doi : 10.1088/0067-0049/211/2/25.

V. Christiaens, S. Casassus, S. Perez, G. van der Plas, and F. Ménard. Spiral Arms in the Disk of HD 142527 from CO Emission Lines with ALMA. ApJ, 785 :L12, April 2014. doi : 10.1088/2041-8205/785/1/L12.

L. A. Cieza, M. R. Schreiber, G. A. Romero, M. D. Mora, B. Merin, J. J. Swift, M. Orellana, J. P. Williams, P. M. Harvey, and N. J. Evans, II. The Nature of Transition Circumstellar Disks. I. The Ophiuchus Molecular Cloud. ApJ, 712 :925-941, April 2010. doi : 10.1088/0004-637X/712/2/925.

L. A. Cieza, M. R. Schreiber, G. A. Romero, J. P. Williams, A. Rebassa-Mansergas, and B. Merín. The Nature of Transition Circumstellar Disks. III. Perseus, Taurus, and Auriga. ApJ, 750 :157, May 2012. doi : 10.1088/0004-637X/750/2/157.

M. Clampin, J. E. Krist, D. R. Ardila, D. A. Golimowski, G. F. Hartig, H. C. Ford, G. D. Illingworth, F. Bartko, N. Benítez, J. P. Blakeslee, R. J. Bouwens, T. J. Broadhurst, R. A. Brown, C. J. Burrows, E. S. Cheng, N. J. G. Cross, P. D. Feldman, M. Franx, C. Gronwall, L. Infante, R. A. Kimble, M. P. Lesser, A. R. Martel, F. Menanteau, G. R. Meurer, G. K. Miley, M. Postman, P. Rosati, M. Sirianni, W. B. Sparks, H. D. Tran, Z. I. Tsvetanov, R. L. White, and W. Zheng. Hubble Space Telescope ACS Coronagraphic Imaging of the Circumstellar Disk around HD 141569A. AJ, 126 :385–392, July 2003. doi : 10.1086/375460.

L. M. Close, K. B. Follette, J. R. Males, A. Puglisi, M. Xompero, D. Apai, J. Najita, A. J. Weinberger, K. Morzinski, T. J. Rodigas, P. Hinz, V. Bailey, and R. Briguglio. Discovery of H$\alpha$ Emission from the Close Companion inside the Gap of Transitional Disk HD 142527. ApJ, 781 :L30, February 2014. doi : 10.1088/2041-8205/781/2/L30.

T. Currie, C. A. Grady, R. Cloutier, M. Konishi, K. Stassun, J. Debes, N. van der Marel, T. Muto, R. Jayawardhana, and T. Ratzka. The Matryoshka Disk : Keck/NIRC2 Discovery of a Solar-system-scale, Radially Segregated Residual Protoplanetary Disk around HD 141569A. ApJ, 819 :L26, March 2016. doi : 10.3847/2041-8205/819/2/L26.

I. Czekala, S. M. Andrews, E. L. N. Jensen, K. G. Stassun, G. Torres, and D. J. Wilner. A Disk-based Dynamical Mass Estimate for the Young Binary AK Sco. ApJ, 806 :154, June 2015. doi : 10.1088/0004-637X/806/2/154.

I. Czekala, S. M. Andrews, G. Torres, E. L. N. Jensen, K. G. Stassun, D. J. Wilner, and D. W. Latham. A Disk-based Dynamical Constraint on the Mass of the Young Binary DQ Tau. *ArXiv e-prints*, January 2016.

E. Dartois, A. Dutrey, and S. Guilloteau. Structure of the DM Tau Outer Disk : Probing the vertical kinetic temperature gradient. A&A, 399 :773–787, February 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021638.

D. de Winter, M. E. van den Ancker, A. Maira, P. S. Thé, H. R. E. T. A. Djie, I. Redondo, C. Eiroa, and F. J. Molster. A photometric catalogue of southern emission-line stars. A&A, 380 :609–614, December 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20011476.

W. R. F. Dent, J. S. Greaves, and I. M. Coulson. CO emission from discs around isolated HAeBe and Vega-excess stars. MNRAS, 359 :663–676, May 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.08938.x.

W. R. F. Dent, M. C. Wyatt, A. Roberge, J.-C. Augereau, S. Casassus, S. Corder, J. S. Greaves, I. de Gregorio-Monsalvo, A. Hales, A. P. Jackson, A. M. Hughes, A.-M. Lagrange, B. Matthews, and D. Wilner. Molecular Gas Clumps from the Destruction of Icy Bodies in the $\beta$ Pictoris Debris Disk. *Science*, 343 :1490–1492, March 2014. doi : 10.1126/science.1248726.

S. J. Desch. Mass Distribution and Planet Formation in the Solar Nebula. ApJ, 671 :878–893, December 2007. doi : 10.1086/522825.

J. S. Dohnanyi. Collisional Model of Asteroids and Their Debris. J. Geophys. Res., 74 : 2531–2554, May 1969. doi : 10.1029/JB074i010p02531.

B. Donehew and S. Brittain. Measuring the Stellar Accretion Rates of Herbig Ae/Be Stars. AJ, 141 :46, February 2011. doi : 10.1088/0004-6256/141/2/46.

B. T. Draine. Interstellar Dust Grains. ARA&A, 41 :241–289, 2003. doi : 10.1146/annurev.astro.41.011802.094840.

G. Duchêne, J.-L. Monin, J. Bouvier, and F. Ménard. Accretion in Taurus PMS binaries : a spectroscopic study. A&A, 351 :954–962, November 1999.

A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Simon. Images of the GG Tauri rotating ring. A&A, 286, June 1994.

A. Dutrey, S. Guilloteau, G. Duvert, L. Prato, M. Simon, K. Schuster, and F. Menard. Dust and gas distribution around T Tauri stars in Taurus-Auriga. I. Interferometric 2.7mm continuum and ˆ13ˆCO J=1-0 observations. A&A, 309 :493–504, May 1996.

A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Guelin. Chemistry of protosolar-like nebulae : The molecular content of the DM Tau and GG Tau disks. A&A, 317 :L55–L58, January 1997.

A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Simon. The BP Tau disk : A missing link between Class II and III objects ? A&A, 402 :1003–1011, May 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030317.

A. Dutrey, A. Lecavelier Des Etangs, and J.-C. Augereau. *The observation of circumstellar disks : dust and gas components*, pages 81–95. 2004.

A. Dutrey, S. Guilloteau, and P. Ho. Interferometric Spectroimaging of Molecular Gas in Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets V*, pages 495–506, 2007.

A. Dutrey, V. Wakelam, Y. Boehler, S. Guilloteau, F. Hersant, D. Semenov, E. Chapillon, T. Henning, V. Piétu, R. Launhardt, F. Gueth, and K. Schreyer. Chemistry in disks. V. Sulfur-bearing molecules in the protoplanetary disks surrounding LkCa15, MWC480, DM Tauri, and GO Tauri. A&A, 535 :A104, November 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116931.

G. Duvert, S. Guilloteau, F. Ménard, M. Simon, and A. Dutrey. A search for extended disks around weak-lined T Tauri stars. A&A, 355 :165–170, March 2000.

J. A. Eisner, B. F. Lane, L. A. Hillenbrand, R. L. Akeson, and A. I. Sargent. Resolved Inner Disks around Herbig Ae/Be Stars. ApJ, 613 :1049–1071, October 2004. doi : 10.1086/423314.

J. A. Eisner, J. R. Graham, R. L. Akeson, and J. Najita. Spatially Resolved Spectroscopy of Sub-AU-Sized Regions of T Tauri and Herbig Ae/Be Disks. ApJ, 692 :309–323, February 2009. doi : 10.1088/0004-637X/692/1/309.

H. Elsasser and H. J. Staude. On the Polarization of Young Stellar Objects. A&A, 70 :L3, October 1978.

C. Espaillat, P. D'Alessio, J. Hernández, E. Nagel, K. L. Luhman, D. M. Watson, N. Calvet, J. Muzerolle, and M. McClure. Unveiling the Structure of Pre-transitional Disks. ApJ, 717 :441–457, July 2010. doi : 10.1088/0004-637X/717/1/441.

C. Espaillat, L. Ingleby, J. Hernández, E. Furlan, P. D'Alessio, N. Calvet, S. Andrews, J. Muzerolle, C. Qi, and D. Wilner. On the Transitional Disk Class : Linking Observations of T Tauri Stars and Physical Disk Models. ApJ, 747 :103, March 2012. doi : 10.1088/0004-637X/747/2/103.

Exoplanets.eu. *The Extrasolar Planets Encyclopaedia*. URL http://exoplanets.eu.

J. R. Fairlamb, R. D. Oudmaijer, I. Mendigutía, J. D. Ilee, and M. E. van den Ancker. A spectroscopic survey of Herbig Ae/Be stars with X-shooter - I. Stellar parameters and accretion rates. MNRAS, 453 :976–1001, October 2015. doi : 10.1093/mnras/stv1576.

M. Fang, R. van Boekel, J. Bouwman, T. Henning, W. A. Lawson, and A. Sicilia-Aguilar. Young stars in $\epsilon$ Chamaleontis and their disks : disk evolution in sparse associations. A&A, 549 :A15, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201118528.

D. Fedele, S. Bruderer, E. F. van Dishoeck, J. Carr, G. J. Herczeg, C. Salyk, N. J. Evans, J. Bouwman, G. Meeus, T. Henning, J. Green, J. R. Najita, and M. Güdel. DIGIT survey of far-infrared lines from protoplanetary disks. I. [O i], [C ii], OH, $H_2O$, and $CH^+$. A&A, 559 :A77, November 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321118.

U. Finkenzeller and R. Mundt. The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity. A&AS, 55 :109–141, January 1984.

R. S. Fisher, C. M. Telesco, R. K. Piña, R. F. Knacke, and M. C. Wyatt. Detection of Extended Thermal Infrared Emission around the Vega-like Source HD 141569. ApJ, 532 :L141–L144, April 2000. doi : 10.1086/312575.

K. M. Flaherty, A. M. Hughes, S. M. Andrews, C. Qi, D. J. Wilner, A. C. Boley, J. A. White, W. Harney, and J. Zachary. Resolved CO Gas Interior to the Dust Rings of the HD 141569 Disk. ApJ, 818 :97, February 2016. doi : 10.3847/0004-637X/818/1/97.

M. Fukagawa, M. Hayashi, M. Tamura, Y. Itoh, S. S. Hayashi, Y. Oasa, T. Takeuchi, J.-i. Morino, K. Murakawa, S. Oya, T. Yamashita, H. Suto, S. Mayama, T. Naoi, M. Ishii, T.-S. Pyo, T. Nishikawa, N. Takato, T. Usuda, H. Ando, M. Iye, S. M. Miyama, and N. Kaifu. Spiral Structure in the Circumstellar Disk around AB Aurigae. ApJ, 605 :L53–L56, April 2004. doi : 10.1086/420699.

M. Fukagawa, M. Tamura, Y. Itoh, T. Kudo, Y. Imaeda, Y. Oasa, S. S. Hayashi, and M. Hayashi. Near-Infrared Images of Protoplanetary Disk Surrounding HD 142527. ApJ, 636 : L153–L156, January 2006. doi : 10.1086/500128.

R. Garcia Lopez, A. Natta, L. Testi, and E. Habart. Accretion rates in Herbig Ae stars. A&A, 459 :837–842, December 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065575.

F. Goesmann, H. Rosenbauer, J. H. Bredehöft, M. Cabane, P. Ehrenfreund, T. Gautier, C. Giri, H. Krüger, L. Le Roy, A. J. MacDermott, S. McKenna-Lawlor, U. J. Meierhenrich, G. M. M. Caro, F. Raulin, R. Roll, A. Steele, H. Steininger, R. Sternberg, C. Szopa, W. Thiemann, and S. Ulamec. Organic compounds on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko revealed by COSAC mass spectrometry. *Science*, 349(2), July 2015. doi : 10.1126/science.aab0689.

P. Goldreich and S. Tremaine. Disk-satellite interactions. ApJ, 241 :425–441, October 1980. doi : 10.1086/158356.

R. Gomes, H. F. Levison, K. Tsiganis, and A. Morbidelli. Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. Nature, 435 :466–469, May 2005. doi : 10.1038/nature03676.

U. Gorti, C. P. Dullemond, and D. Hollenbach. Time Evolution of Viscous Circumstellar Disks due to Photoevaporation by Far-Ultraviolet, Extreme-Ultraviolet, and X-ray Radiation from the Central Star. ApJ, 705 :1237–1251, November 2009. doi : 10.1088/0004-637X/705/2/1237.

U. Gorti, D. Hollenbach, and C. P. Dullemond. The Impact of Dust Evolution and Photoevaporation on Disk Dispersal. ApJ, 804 :29, May 2015. doi : 10.1088/0004-637X/804/1/29.

M. Goto, T. Usuda, C. P. Dullemond, T. Henning, H. Linz, B. Stecklum, and H. Suto. Inner Rim of a Molecular Disk Spatially Resolved in Infrared CO Emission Lines. ApJ, 652 : 758–762, November 2006. doi : 10.1086/506582.

C. A. Grady, B. Woodgate, F. C. Bruhweiler, A. Boggess, P. Plait, D. J. Lindler, M. Clampin, and P. Kalas. Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Imaging of the Herbig AE Star AB Aurigae. ApJ, 523 :L151–L154, October 1999. doi : 10.1086/312270.

M. A. T. Groenewegen, L. Decin, M. Salaris, and P. De Cat. The Pleiades eclipsing binary HD 23642 revisited. A&A, 463 :579–587, February 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066303.

N. Grosso, J. Alves, K. Wood, R. Neuhäuser, T. Montmerle, and J. E. Bjorkman. Spatial Study with the Very Large Telescope of a New Resolved Edge-on Circumstellar Dust Disk Discovered at the Periphery of the $\rho$ Ophiuchi Dark Cloud. ApJ, 586 :296–305, March 2003. doi : 10.1086/367557.

S. Guilloteau and A. Dutrey. Physical parameters of the Keplerian protoplanetary disk of DM Tauri. A&A, 339 :467–476, November 1998.

S. Guilloteau, A. Dutrey, and M. Simon. GG Tauri : the ring world. A&A, 348 :570–578, August 1999.

S. Guilloteau, V. Piétu, A. Dutrey, and M. Guélin. Deuterated molecules in DM Tauri : $DCO^+$, but no HDO. A&A, 448 :L5–L8, March 2006. doi : 10.1051/0004-6361:200600005.

S. Guilloteau, A. Dutrey, V. Piétu, and Y. Boehler. A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths : first evidence for radial variations of the dust properties. A&A, 529 :A105, May 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015209.

S. Guilloteau, E. Di Folco, A. Dutrey, M. Simon, N. Grosso, and V. Piétu. A sensitive survey for $^{13}CO$, CN, $H_2CO$, and SO in the disks of T Tauri and Herbig Ae stars. A&A, 549 :A92, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220298.

S. Guilloteau, M. Simon, V. Piétu, E. Di Folco, A. Dutrey, L. Prato, and E. Chapillon. The masses of young stars : CN as a probe of dynamical masses. A&A, 567 :A117, July 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423765.

S. Guilloteau, V. Piétu, E. Chapillon, E. Di Folco, A. Dutrey, T. Henning, D. Semenov, T. Birnstiel, and N. Grosso. The shadow of the Flying Saucer : A very low temperature for large dust grains. A&A, 586 :L1, February 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527620.

E. Gullbring, L. Hartmann, C. Briceño, and N. Calvet. Disk Accretion Rates for T Tauri Stars. ApJ, 492 :323–341, January 1998. doi : 10.1086/305032.

C. Güttler, J. Blum, A. Zsom, C. W. Ormel, and C. P. Dullemond. The outcome of protoplanetary dust growth : pebbles, boulders, or planetesimals ?. I. Mapping the zoo of laboratory collision experiments. A&A, 513 :A56, April 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200912852.

K. E. Haisch, Jr., E. A. Lada, and C. J. Lada. Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. ApJ, 553 :L153–L156, June 2001. doi : 10.1086/320685.

A. S. Hales, I. De Gregorio-Monsalvo, B. Montesinos, S. Casassus, W. F. R. Dent, C. Dougados, C. Eiroa, A. M. Hughes, G. Garay, D. Mardones, F. Ménard, A. Palau, S. Pérez, N. Phillips, J. M. Torrelles, and D. Wilner. A CO Survey in Planet-forming Disks : Characterizing the Gas Content in the Epoch of Planet Formation. AJ, 148 :47, September 2014. doi : 10.1088/0004-6256/148/3/47.

A. Hardy, C. Caceres, M. R. Schreiber, L. Cieza, R. D. Alexander, H. Canovas, J. P. Williams, Z. Wahhaj, and F. Menard. Probing the final stages of protoplanetary disk evolution with ALMA. A&A, 583 :A66, November 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201526504.

D. A. Harper, R. F. Loewenstein, and J. A. Davidson. On the nature of the material surrounding VEGA. ApJ, 285 :808–812, October 1984. doi : 10.1086/162559.

P. Hartigan and S. J. Kenyon. A Spectroscopic Survey of Subarcsecond Binaries in the Taurus-Auriga Dark Cloud with the Hubble Space Telescope. ApJ, 583 :334–357, January 2003. doi : 10.1086/345293.

P. Hartigan, K. M. Strom, and S. E. Strom. Are wide pre-main-sequence binaries coeval ? ApJ, 427 :961–977, June 1994. doi : 10.1086/174203.

P. Hartigan, S. Edwards, and L. Ghandour. Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars. ApJ, 452 :736, October 1995. doi : 10.1086/176344.

L. Hartmann, N. Calvet, E. Gullbring, and P. D'Alessio. Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. ApJ, 495 :385–400, March 1998. doi : 10.1086/305277.

J. Hashimoto, M. Tamura, T. Muto, T. Kudo, M. Fukagawa, T. Fukue, M. Goto, C. A. Grady, T. Henning, K. Hodapp, M. Honda, S. Inutsuka, E. Kokubo, G. Knapp, M. W. McElwain, M. Momose, N. Ohashi, Y. K. Okamoto, M. Takami, E. L. Turner, J. Wisniewski, M. Janson, L. Abe, W. Brandner, J. Carson, S. Egner, M. Feldt, T. Golota, O. Guyon, Y. Hayano, M. Hayashi, S. Hayashi, M. Ishii, R. Kandori, N. Kusakabe, T. Matsuo, S. Mayama, S. Miyama, J.-I. Morino, A. Moro-Martin, T. Nishimura, T.-S. Pyo, H. Suto, R. Suzuki, N. Takato, H. Terada, C. Thalmann, D. Tomono, M. Watanabe, T. Yamada, H. Takami, and T. Usuda. Direct Imaging of Fine Structures in Giant Planet-forming Regions of the Protoplanetary Disk Around AB Aurigae. ApJ, 729 :L17, March 2011. doi : 10.1088/2041-8205/729/2/L17.

P. H. Hauschildt, F. Allard, and E. Baron. The NextGen Model Atmosphere Grid for 3000<Teff<10,000 K. ApJ, 512 :377–385, February 1999. doi : 10.1086/306745.

T. Henning and D. Semenov. Chemistry in Protoplanetary Disks. *Chemical Reviews*, 113 : 9016–9042, December 2013. doi : 10.1021/cr400128p.

T. Henning, W. Pfau, H. Zinnecker, and T. Prusti. A 1.3-MILLIMETER Survey of Circumstellar Dust around Young Chamaeleon Objects. A&A, 276 :129, September 1993.

G. H. Herbig. The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity. ApJS, 4 : 337, March 1960. doi : 10.1086/190050.

G. H. Herbig and K. R. Bell. *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population : 3 : 1988*. 1988.

W. Herbst and V. S. Shevchenko. A Photometric Catalog of Herbig AE/BE Stars and Discussion of the Nature and Cause of the Variations of UX Orionis Stars. AJ, 118 :1043–1060, August 1999. doi : 10.1086/300966.

G. J. Herczeg and L. A. Hillenbrand. An Optical Spectroscopic Study of T Tauri Stars. I. Photospheric Properties. ApJ, 786 :97, May 2014. doi : 10.1088/0004-637X/786/2/97.

J. Hernández, N. Calvet, C. Briceño, L. Hartmann, and P. Berlind. Spectral Analysis and Classification of Herbig Ae/Be Stars. AJ, 127 :1682–1701, March 2004. doi : 10.1086/381908.

J. Hernández, L. Hartmann, T. Megeath, R. Gutermuth, J. Muzerolle, N. Calvet, A. K. Vivas, C. Briceño, L. Allen, J. Stauffer, E. Young, and G. Fazio. A Spitzer Space Telescope Study of Disks in the Young $\sigma$ Orionis Cluster. ApJ, 662 :1067–1081, June 2007. doi : 10.1086/513735.

J. Hernández, M. Morales-Calderon, N. Calvet, L. Hartmann, J. Muzerolle, R. Gutermuth, K. L. Luhman, and J. Stauffer. Spitzer Observations of the $\lambda$ Orionis Cluster. II. Disks Around Solar-type and Low-mass Stars. ApJ, 722 :1226–1239, October 2010. doi : 10.1088/0004-637X/722/2/1226.

J. A. Högbom. Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. A&AS, 15 :417, June 1974.

N. Huélamo, I. de Gregorio-Monsalvo, E. Macias, C. Pinte, M. Ireland, P. Tuthill, and S. Lacour. High-resolution observations of the outer disk around T Chamaeleontis : the view from ALMA. A&A, 575 :L5, March 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424404.

A. L. H. Hughes and P. J. Armitage. Global variation of the dust-to-gas ratio in evolving protoplanetary discs. MNRAS, 423 :389–405, June 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20892.x.

A. M. Hughes, D. J. Wilner, I. Kamp, and M. R. Hogerheijde. A Resolved Molecular Gas Disk around the Nearby A Star 49 Ceti. ApJ, 681 :626–635, July 2008a. doi : 10.1086/588520.

A. M. Hughes, D. J. Wilner, C. Qi, and M. R. Hogerheijde. Gas and Dust Emission at the Outer Edge of Protoplanetary Disks. ApJ, 678 :1119-1126, May 2008b. doi : 10.1086/586730.

A. M. Hughes, D. J. Wilner, S. M. Andrews, J. P. Williams, K. Y. L. Su, R. A. Murray-Clay, and C. Qi. Resolved Submillimeter Observations of the HR 8799 and HD 107146 Debris Disks. ApJ, 740 :38, October 2011. doi : 10.1088/0004-637X/740/1/38.

A. Isella, L. Testi, A. Natta, R. Neri, D. Wilner, and C. Qi. Millimeter imaging of HD 163296 : probing the disk structure and kinematics. A&A, 469 :213–222, July 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077385.

A. Isella, J. M. Carpenter, and A. I. Sargent. Structure and Evolution of Pre-main-sequence Circumstellar Disks. ApJ, 701 :260–282, August 2009. doi : 10.1088/0004-637X/701/1/260.

A. Isella, A. Natta, D. Wilner, J. M. Carpenter, and L. Testi. Millimeter Imaging of MWC 758 : Probing the Disk Structure and Kinematics. ApJ, 725 :1735–1741, December 2010. doi : 10.1088/0004-637X/725/2/1735.

C. Jaschek and M. Jaschek. A southern Be star survey - Spectra and envelope radii. A&AS, 95 :535–540, November 1992.

M. Jaschek, C. Jaschek, and D. Egret. A-type shell stars and infrared sources. A&A, 158 : 325–328, April 1986.

E. L. N. Jensen, R. D. Mathieu, and G. A. Fuller. The Connection between Submillimeter Continuum Flux and Binary Separation in Young Binaries : Evidence of Interaction between Stars and Disks. ApJ, 458 :312, February 1996. doi : 10.1086/176814.

A. Johansen, E. Jacquet, J. N. Cuzzi, A. Morbidelli, and M. Gounelle. *New Paradigms for Asteroid Formation*, pages 471–492. 2015. doi : 10.2458/azu_uapress_9780816530595-ch025.

B. Jonkheid, I. Kamp, J.-C. Augereau, and E. F. van Dishoeck. Modeling the gas-phase chemistry of the transitional disk around HD 141569A. A&A, 453 :163–171, July 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054769.

A. H. Joy. T Tauri Variable Stars. ApJ, 102 :168, September 1945. doi : 10.1086/144749.

P. Kalas, J. R. Graham, E. Chiang, M. P. Fitzgerald, M. Clampin, E. S. Kite, K. Stapelfeldt, C. Marois, and J. Krist. Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, 322 :1345, November 2008. doi : 10.1126/science.1166609.

P. Kalas, J. R. Graham, M. P. Fitzgerald, and M. Clampin. STIS Coronagraphic Imaging of Fomalhaut : Main Belt Structure and the Orbit of Fomalhaut b. ApJ, 775 :56, September 2013. doi : 10.1088/0004-637X/775/1/56.

J. H. Kastner, B. Zuckerman, P. Hily-Blant, and T. Forveille. Molecules in the disk orbiting the twin young suns of V4046 Sagittarii. A&A, 492 :469–473, December 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200810815.

J. H. Kastner, P. Hily-Blant, G. G. Sacco, T. Forveille, and B. Zuckerman. Detection of a Molecular Disk Orbiting the Nearby, "old," Classical T Tauri Star MP Muscae. ApJ, 723 : L248–L251, November 2010. doi : 10.1088/2041-8205/723/2/L248.

A. Kataoka, H. Tanaka, S. Okuzumi, and K. Wada. Static compression of porous dust aggregates. A&A, 554 :A4, June 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321325.

L. D. Keller, G. C. Sloan, W. J. Forrest, S. Ayala, P. D'Alessio, S. Shah, N. Calvet, J. Najita, A. Li, L. Hartmann, B. Sargent, D. M. Watson, and C. H. Chen. PAH Emission from Herbig Ae/Be Stars. ApJ, 684 :411-429, September 2008. doi : 10.1086/589818.

G. M. Kennedy and S. J. Kenyon. Stellar Mass Dependent Disk Dispersal. ApJ, 695 :1210–1226, April 2009. doi : 10.1088/0004-637X/695/2/1210.

G. M. Kennedy, S. J. Murphy, C. M. Lisse, F. Ménard, M. L. Sitko, M. C. Wyatt, D. D. R. Bayliss, F. E. DeMeo, K. B. Crawford, D. L. Kim, R. J. Rudy, R. W. Russell, B. Sibthorpe, M. A. Skinner, and G. Zhou. Evolution from protoplanetary to debris discs : the transition disc around HD 166191. MNRAS, 438 :3299–3309, March 2014. doi : 10.1093/mnras/stt2435.

F. Kiefer. *in. prep*, 2016.

B. Klein, S. D. Philipp, I. Krämer, C. Kasemann, R. Güsten, and K. M. Menten. The APEX digital Fast Fourier Transform Spectrometer. A&A, 454 :L29–L32, August 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065415.

D. W. Koerner and A. I. Sargent. Imaging the Small-Scale Circumstellar Gas Around T Tauri Stars. AJ, 109 :2138, May 1995. doi : 10.1086/117439.

D. W. Koerner, A. I. Sargent, and S. V. W. Beckwith. A rotating gaseous disk around the T Tauri star GM Aurigae. Icarus, 106 :2, November 1993. doi : 10.1006/icar.1993.1154.

M. Konishi, C. A. Grady, G. Schneider, H. Shibai, M. W. McElwain, E. R. Nesvold, M. J. Kuchner, J. Carson, J. H. Debes, A. Gaspar, T. K. Henning, D. C. Hines, P. M. Hinz, H. Jang-Condell, A. Moro-Martín, M. Perrin, T. J. Rodigas, E. Serabyn, M. D. Silverstone, C. C. Stark, M. Tamura, A. J. Weinberger, and J. P. Wisniewski. Discovery of an Inner Disk Component around HD 141569 A. ApJ, 818 :L23, February 2016. doi : 10.3847/2041-8205/818/2/L23.

Á. Kóspál, P. Ábrahám, J. A. Acosta-Pulido, C. P. Dullemond, T. Henning, M. Kun, C. Leinert, A. Moór, and N. J. Turner. Mid-infrared Spectral Variability Atlas of Young Stellar Objects. ApJS, 201 :11, August 2012. doi : 10.1088/0067-0049/201/2/11.

Á. Kóspál, A. Moór, A. Juhász, P. Ábrahám, D. Apai, T. Csengeri, C. A. Grady, T. Henning, A. M. Hughes, C. Kiss, I. Pascucci, and M. Schmalzl. ALMA Observations of the Molecular Gas in the Debris Disk of the 30 Myr Old Star HD 21997. ApJ, 776 :77, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/776/2/77.

A. L. Kraus, M. J. Ireland, L. A. Cieza, S. Hinkley, T. J. Dupuy, B. P. Bowler, and M. C. Liu. Three Wide Planetary-mass Companions to FW Tau, ROXs 12, and ROXs 42B. ApJ, 781 : 20, January 2014. doi : 10.1088/0004-637X/781/1/20.

A. V. Krivov, C. Eiroa, T. Löhne, J. P. Marshall, B. Montesinos, C. del Burgo, O. Absil, D. Ardila, J.-C. Augereau, A. Bayo, G. Bryden, W. Danchi, S. Ertel, J. Lebreton, R. Liseau, A. Mora, A. J. Mustill, H. Mutschke, R. Neuhäuser, G. L. Pilbratt, A. Roberge, T. O. B. Schmidt, K. R. Stapelfeldt, P. Thébault, C. Vitense, G. J. White, and S. Wolf. Herschel's "Cold Debris Disks" : Background Galaxies or Quiescent Rims of Planetary Systems ? ApJ, 772 :32, July 2013. doi : 10.1088/0004-637X/772/1/32.

W. Kwon, L. W. Looney, L. G. Mundy, and W. J. Welch. Resolving Protoplanetary Disks at Millimeter Wavelengths with CARMA. ApJ, 808 :102, July 2015. doi : 10.1088/0004-637X/808/1/102.

A.-M. Lagrange, D. E. Backman, and P. Artymowicz. Planetary Material around Main-Sequence Stars. *Protostars and Planets IV*, page 639, May 2000.

A.-M. Lagrange, D. Gratadour, G. Chauvin, T. Fusco, D. Ehrenreich, D. Mouillet, G. Rousset, D. Rouan, F. Allard, É. Gendron, J. Charton, L. Mugnier, P. Rabou, J. Montri, and F. Lacombe. A probable giant planet imaged in the $\beta$ Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. A&A, 493 :L21–L25, January 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200811325.

A. M. Lagrange-Henri, H. Beust, R. Ferlet, and A. Vidal-Madjar. The circumstellar gas around Beta Pictoris. VIII - Evidence for a clumpy structure of the infalling gas. A&A, 215 :L5–L8, May 1989.

G. Laibe. Growing dust grains in protoplanetary discs - II. The radial-drift barrier problem. MNRAS, 437 :3037–3054, February 2014. doi : 10.1093/mnras/stt1928.

J. Lebreton, J.-C. Augereau, W.-F. Thi, A. Roberge, J. Donaldson, G. Schneider, S. T. Maddison, F. Ménard, P. Riviere-Marichalar, G. S. Mathews, I. Kamp, C. Pinte, W. R. F. Dent, D. Barrado, G. Duchêne, J.-F. Gonzalez, C. A. Grady, G. Meeus, E. Pantin, J. P. Williams, and P. Woitke. An icy Kuiper belt around the young solar-type star HD 181327. A&A, 539 :A17, March 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117714.

H. F. Levison, A. Morbidelli, C. Van Laerhoven, R. Gomes, and K. Tsiganis. Origin of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of Uranus and Neptune. Icarus, 196 :258–273, July 2008. doi : 10.1016/j.icarus.2007.11.035.

A. Li and J. I. Lunine. Modeling the Infrared Emission from the HD 141569A Disk. ApJ, 594 :987–1010, September 2003. doi : 10.1086/376939.

J. Lieman-Sifry, A. M. Hughes, J. M. Carpenter, U. Gorti, A. Hales, and K. M. Flaherty. Debris Disks in the Scorpius-Centaurus OB Association Resolved by ALMA. *ArXiv e-prints*, June 2016.

D. Lorenzetti, T. Giannini, B. Nisini, M. Benedettini, D. Elia, L. Campeggio, and F. Strafella. The complete far infrared spectroscopic survey of Herbig AeBe stars obtained by ISO-LWS. A&A, 395 :637–645, November 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020977.

K. L. Luhman, P. R. Allen, C. Espaillat, L. Hartmann, and N. Calvet. The Disk Population of the Taurus Star-Forming Region. ApJS, 186 :111–174, January 2010. doi : 10.1088/0067-0049/186/1/111.

D. Lynden-Bell and J. E. Pringle. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. MNRAS, 168 :603–637, September 1974. doi : 10.1093/mnras/168.3.603.

K. M. Maaskant, M. Honda, L. B. F. M. Waters, A. G. G. M. Tielens, C. Dominik, M. Min, A. Verhoeff, G. Meeus, and M. E. van den Ancker. Identifying gaps in flaring Herbig Ae/Be disks using spatially resolved mid-infrared imaging. Are all group I disks transitional ? A&A, 555 :A64, July 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321300.

K. M. Maaskant, M. Min, L. B. F. M. Waters, and A. G. G. M. Tielens. Polycyclic aromatic hydrocarbon ionization as a tracer of gas flows through protoplanetary disk gaps. A&A, 563 :A78, March 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201323137.

M. A. MacGregor, D. J. Wilner, S. M. Andrews, and A. M. Hughes. Resolved Millimeter Emission from the HD 15115 Debris Disk. ApJ, 801 :59, March 2015. doi : 10.1088/0004-637X/801/1/59.

V. Mannings and J. P. Emerson. Dust in discs around T Tauri stars : Grain growth ? MNRAS, 267 :361–378, March 1994. doi : 10.1093/mnras/267.2.361.

P. Manoj, H. C. Bhatt, G. Maheswar, and S. Muneer. Evolution of Emission-Line Activity in Intermediate-Mass Young Stars. ApJ, 653 :657–674, December 2006. doi : 10.1086/508764.

S. Marino, S. Casassus, S. Perez, W. Lyra, P. E. Roman, H. Avenhaus, C. M. Wright, and S. T. Maddison. Compact Dust Concentration in the MWC 758 Protoplanetary Disk. ApJ, 813 :76, November 2015a. doi : 10.1088/0004-637X/813/1/76.

S. Marino, S. Perez, and S. Casassus. Shadows Cast by a Warp in the HD 142527 Protoplanetary Disk. ApJ, 798 :L44, January 2015b. doi : 10.1088/2041-8205/798/2/L44.

S. Marino, L. Matra, C. Stark, M. C. Wyatt, S. Casassus, G. Kennedy, D. Rodriguez, B. Zuckerman, S. Perez, W. R. F. Dent, M. Kuchner, A. M. Hughes, G. Schneider, A. Steele, A. Roberge, J. Donaldson, and E. Nesvold. Exocometary gas in the HD 181327 debris ring. *ArXiv e-prints*, May 2016.

K. A. Marsh, M. D. Silverstone, E. E. Becklin, D. W. Koerner, M. W. Werner, A. J. Weinberger, and M. E. Ressler. Mid-Infrared Images of the Debris Disk around HD 141569. ApJ, 573 : 425–430, July 2002. doi : 10.1086/340488.

F. S. Masset and J. C. B. Papaloizou. Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters. ApJ, 588 :494–508, May 2003. doi : 10.1086/373892.

G. S. Mathews, J. P. Williams, F. Ménard, N. Phillips, G. Duchêne, and C. Pinte. The Late Stages of Protoplanetary Disk Evolution : A Millimeter Survey of Upper Scorpius. ApJ, 745 :23, January 2012. doi : 10.1088/0004-637X/745/1/23.

R. D. Mathieu, K. Stassun, G. Basri, E. L. N. Jensen, C. M. Johns-Krull, J. A. Valenti, and L. W. Hartmann. The Classical T Tauri Spectroscopic Binary DQ Tau.I.Orbital Elements and Light Curves. AJ, 113 :1841, May 1997. doi : 10.1086/118395.

B. Matthews, G. Kennedy, B. Sibthorpe, M. Booth, M. Wyatt, H. Broekhoven-Fiene, B. Macintosh, and C. Marois. Resolved Imaging of the HR 8799 Debris Disk with Herschel. ApJ, 780 :97, January 2014. doi : 10.1088/0004-637X/780/1/97.

J. Mazoyer, A. Boccaletti, J.-C. Augereau, A.-M. Lagrange, R. Galicher, and P. Baudoz. Is the HD 15115 inner disk really asymmetrical ? A&A, 569 :A29, September 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201424479.

J. Mazoyer, A. Boccaletti, É. Choquet, M. D. Perrin, L. Pueyo, J.-C. Augereau, A.-M. Lagrange, J. Debes, and S. G. Wolff. A Symmetric Inner Cavity in the HD 141569A Circumstellar Disk. ApJ, 818 :150, February 2016. doi : 10.3847/0004-637X/818/2/150.

I. McDonald, A. A. Zijlstra, and M. L. Boyer. Fundamental parameters and infrared excesses of Hipparcos stars. MNRAS, 427 :343–357, November 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21873.x.

G. Meeus, L. B. F. M. Waters, J. Bouwman, M. E. van den Ancker, C. Waelkens, and K. Malfait. ISO spectroscopy of circumstellar dust in 14 Herbig Ae/Be systems : Towards an understanding of dust processing. A&A, 365 :476–490, January 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20000144.

G. Meeus, B. Montesinos, I. Mendigutía, I. Kamp, W. F. Thi, C. Eiroa, C. A. Grady, G. Mathews, G. Sandell, C. Martin-Zaïdi, S. Brittain, W. R. F. Dent, C. Howard, F. Ménard, C. Pinte, A. Roberge, B. Vandenbussche, and J. P. Williams. Observations of Herbig Ae/Be stars with Herschel/PACS. The atomic and molecular contents of their protoplanetary discs. A&A, 544 :A78, August 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219225.

G. Meeus, C. Salyk, S. Bruderer, D. Fedele, K. Maaskant, N. J. Evans, E. F. van Dishoeck, B. Montesinos, G. Herczeg, J. Bouwman, J. D. Green, C. Dominik, T. Henning, and S. Vicente. DIGIT survey of far-infrared lines from protoplanetary discs. II. CO. A&A, 559 : A84, November 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321122.

I. Mendigutía, N. Calvet, B. Montesinos, A. Mora, J. Muzerolle, C. Eiroa, R. D. Oudmaijer, and B. Merín. Accretion rates and accretion tracers of Herbig Ae/Be stars. A&A, 535 : A99, November 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201117444.

B. Merín, B. Montesinos, C. Eiroa, E. Solano, A. Mora, P. D'Alessio, N. Calvet, R. D. Oudmaijer, D. de Winter, J. K. Davies, A. W. Harris, A. Collier Cameron, H. J. Deeg, R. Ferlet, F. Garzón, C. A. Grady, K. Horne, L. F. Miranda, J. Palacios, A. Penny, A. Quirrenbach, H. Rauer, J. Schneider, and P. R. Wesselius. Study of the properties and spectral energy distributions of the Herbig AeBe stars HD 34282 and HD 141569. A&A, 419 :301–318, May 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20034561.

M. M. Moerchen, C. M. Telesco, and C. Packham. High Spatial Resolution Imaging of Thermal Emission from Debris Disks. ApJ, 723 :1418–1435, November 2010. doi : 10.1088/0004-637X/723/2/1418.

B. Montesinos, C. Eiroa, A. Mora, and B. Merín. Parameters of Herbig Ae/Be and Vega-type stars. A&A, 495 :901–917, March 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810623.

A. Moór, P. Ábrahám, A. Derekas, C. Kiss, L. L. Kiss, D. Apai, C. Grady, and T. Henning. Nearby Debris Disk Systems with High Fractional Luminosity Reconsidered. ApJ, 644 : 525–542, June 2006. doi : 10.1086/503381.

A. Moór, P. Ábrahám, A. Juhász, C. Kiss, I. Pascucci, Á. Kóspál, D. Apai, T. Henning, T. Csengeri, and C. Grady. Molecular Gas in Young Debris Disks. ApJ, 740 :L7, October 2011. doi : 10.1088/2041-8205/740/1/L7.

A. Moór, A. Juhász, Á. Kóspál, P. Ábrahám, D. Apai, T. Csengeri, C. Grady, T. Henning, A. M. Hughes, C. Kiss, I. Pascucci, M. Schmalzl, and K. Gabányi. ALMA Continuum Observations of a 30 Myr Old Gaseous Debris Disk around HD 21997. ApJ, 777 :L25, November 2013. doi : 10.1088/2041-8205/777/2/L25.

A. Moór, T. Henning, A. Juhász, P. Ábrahám, Z. Balog, Á. Kóspál, I. Pascucci, G. M. Szabó, R. Vavrek, M. Curé, T. Csengeri, C. Grady, R. Güsten, and C. Kiss. Discovery of Molecular Gas around HD 131835 in an APEX Molecular Line Survey of Bright Debris Disks. ApJ, 814 :42, November 2015a. doi : 10.1088/0004-637X/814/1/42.

A. Moór, Á. Kóspál, P. Ábrahám, D. Apai, Z. Balog, C. Grady, T. Henning, A. Juhász, C. Kiss, A. V. Krivov, N. Pawellek, and G. M. Szabó. Stirring in massive, young debris discs from spatially resolved Herschel images. MNRAS, 447 :577–597, February 2015b. doi : 10.1093/mnras/stu2442.

A. Mora, B. Merín, E. Solano, B. Montesinos, D. de Winter, C. Eiroa, R. Ferlet, C. A. Grady, J. K. Davies, L. F. Miranda, R. D. Oudmaijer, J. Palacios, A. Quirrenbach, A. W. Harris, H. Rauer, A. Collier Cameron, H. J. Deeg, F. Garzón, A. Penny, J. Schneider, Y. Tsapras, and P. R. Wesselius. EXPORT : Spectral classification and projected rotational velocities of Vega-type and pre-main sequence stars. A&A, 378 :116–131, October 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20011098.

F. Y. Morales, M. W. Werner, G. Bryden, P. Plavchan, K. R. Stapelfeldt, G. H. Rieke, K. Y. L. Su, C. A. Beichman, C. H. Chen, K. Grogan, S. J. Kenyon, A. Moro-Martin, and S. Wolf. Spitzer Mid-IR Spectra of Dust Debris Around A and Late B Type Stars : Asteroid Belt Analogs and Power-Law Dust Distributions. ApJ, 699 :1067–1086, July 2009. doi : 10.1088/0004-637X/699/2/1067.

A. Morbidelli, W. F. Bottke, D. Nesvorný, and H. F. Levison. Asteroids were born big. Icarus, 204 :558–573, December 2009. doi : 10.1016/j.icarus.2009.07.011.

A. Moro-Martin. *Dusty Planetary Systems*, page 431. 2013. doi : 10.1007/978-94-007-5606-9_9.

A. Moro-Martín, J. P. Marshall, G. Kennedy, B. Sibthorpe, B. C. Matthews, C. Eiroa, M. C. Wyatt, J.-F. Lestrade, J. Maldonado, D. Rodriguez, J. S. Greaves, B. Montesinos, A. Mora, M. Booth, G. Duchêne, D. Wilner, and J. Horner. Does the Presence of Planets Affect the Frequency and Properties of Extrasolar Kuiper Belts ? Results from the Herschel Debris and Dunes Surveys. ApJ, 801 :143, March 2015. doi : 10.1088/0004-637X/801/2/143.

D. Mouillet, J. D. Larwood, J. C. B. Papaloizou, and A. M. Lagrange. A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the Beta Pictoris disc. MNRAS, 292 :896, December 1997. doi : 10.1093/mnras/292.4.896.

D. Mouillet, A. M. Lagrange, J. C. Augereau, and F. Ménard. Asymmetries in the HD 141569 circumstellar disk. A&A, 372 :L61–L64, June 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010660.

M. J. Mumma and S. B. Charnley. The Chemical Composition of Comets - Emerging Taxonomies and Natal Heritage. ARA&A, 49 :471–524, September 2011. doi : 10.1146/annurev-astro-081309-130811.

U. Munari, S. Dallaporta, A. Siviero, C. Soubiran, M. Fiorucci, and P. Girard. The distance to the Pleiades from orbital solution of the double-lined eclipsing binary HD 23642. A&A, 418 :L31–L34, April 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20040124.

J. R. Najita, S. E. Strom, and J. Muzerolle. Demographics of transition objects. MNRAS, 378 :369–378, June 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11793.x.

A. Natta, L. Testi, J. Muzerolle, S. Randich, F. Comerón, and P. Persi. Accretion in brown dwarfs : An infrared view. A&A, 424 :603–612, September 2004a. doi : 10.1051/0004-6361:20040356.

A. Natta, L. Testi, R. Neri, D. S. Shepherd, and D. J. Wilner. A search for evolved dust in Herbig Ae stars. A&A, 416 :179–186, March 2004b. doi : 10.1051/0004-6361:20035620.

A. Natta, L. Testi, and S. Randich. Accretion in the $\rho$-Ophiuchi pre-main sequence stars. A&A, 452 :245–252, June 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054706.

R. Nilsson, R. Liseau, A. Brandeker, G. Olofsson, G. L. Pilbratt, C. Risacher, J. Rodmann, J.-C. Augereau, P. Bergman, C. Eiroa, M. Fridlund, P. Thébault, and G. J. White. Kuiper belts around nearby stars. A&A, 518 :A40, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014444.

K. I. Öberg, C. Qi, J. K. J. Fogel, E. A. Bergin, S. M. Andrews, C. Espaillat, T. A. van Kempen, D. J. Wilner, and I. Pascucci. The Disk Imaging Survey of Chemistry with SMA. I. Taurus Protoplanetary Disk Data. ApJ, 720 :480–493, September 2010. doi : 10.1088/0004-637X/720/1/480.

K. I. Öberg, C. Qi, J. K. J. Fogel, E. A. Bergin, S. M. Andrews, C. Espaillat, D. J. Wilner, I. Pascucci, and J. H. Kastner. Disk Imaging Survey of Chemistry with SMA. II. Southern Sky Protoplanetary Disk Data and Full Sample Statistics. ApJ, 734 :98, June 2011. doi : 10.1088/0004-637X/734/2/98.

N. Ohashi. Observational signature of planet formation : The ALMA view. Ap&SS, 313 : 101–107, January 2008. doi : 10.1007/s10509-007-9667-5.

M. Ohishi, W. M. Irvine, and N. Kaifu. Molecular Abundance Variations among and Within Cold, Dark Molecular Clouds(rp). In P. D. Singh, editor, *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, volume 150 of *IAU Symposium*, page 171, 1992.

S. Pacheco-Vázquez, A. Fuente, M. Agúndez, C. Pinte, T. Alonso-Albi, R. Neri, J. Cernicharo, J. R. Goicoechea, O. Berné, L. Wiesenfeld, R. Bachiller, and B. Lefloch. Chemical composition of the circumstellar disk around AB Aurigae. A&A, 578 :A81, June 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425347.

O. Panić, E. F. van Dishoeck, M. R. Hogerheijde, A. Belloche, R. Güsten, W. Boland, and A. Baryshev. Observations of warm molecular gas and kinematics in the disc around HD 100546. A&A, 519 :A110, September 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913709.

O. Panić, W. S. Holland, M. C. Wyatt, G. M. Kennedy, B. C. Matthews, J. F. Lestrade, B. Sibthorpe, J. S. Greaves, J. P. Marshall, N. M. Phillips, and J. Tottle. First results of the SONS survey : submillimetre detections of debris discs. MNRAS, 435 :1037–1046, October 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1293.

N. Pascual, B. Montesinos, G. Meeus, J. P. Marshall, I. Mendigutía, and G. Sandell. The far-infrared behaviour of Herbig Ae/Be discs : Herschel PACS photometry. A&A, 586 : A6, February 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201526605.

R. I. Patel, S. A. Metchev, and A. Heinze. A Sensitive Identification of Warm Debris Disks in the Solar Neighborhood through Precise Calibration of Saturated WISE Photometry. ApJS, 212 :10, May 2014. doi : 10.1088/0067-0049/212/1/10.

M. J. Pecaut, E. E. Mamajek, and E. J. Bubar. A Revised Age for Upper Scorpius and the Star Formation History among the F-type Members of the Scorpius-Centaurus OB Association. ApJ, 746 :154, February 2012. doi : 10.1088/0004-637X/746/2/154.

L. M. Pérez, A. Isella, J. M. Carpenter, and C. J. Chandler. Large-scale Asymmetries in the Transitional Disks of SAO 206462 and SR 21. ApJ, 783 :L13, March 2014. doi : 10.1088/2041-8205/783/1/L13.

S. Perez, S. Casassus, F. Ménard, P. Roman, G. van der Plas, L. Cieza, C. Pinte, V. Christiaens, and A. S. Hales. CO Gas Inside the Protoplanetary Disk Cavity in HD 142527 : Disk Structure from ALMA. ApJ, 798 :85, January 2015. doi : 10.1088/0004-637X/798/2/85.

J. Pericaud, E. Di Folco, A. Dutrey, S. Guilloteau, and V. Pietu. *in. prep*, 2016.

C. Perrot, A. Boccaletti, E. Pantin, J.-C. Augereau, A.-M. Lagrange, R. Galicher, A.-L. Maire, J. Mazoyer, J. Milli, G. Rousset, R. Gratton, M. Bonnefoy, W. Brandner, E. Buenzli, M. Langlois, J. Lannier, D. Mesa, S. Peretti, G. Salter, E. Sissa, G. Chauvin, S. Desidera, M. Feldt, A. Vigan, E. Di Folco, A. Dutrey, J. Péricaud, P. Baudoz, M. Benisty, J. De Boer, A. Garufi, J. H. Girard, F. Menard, J. Olofsson, S. P. Quanz, D. Mouillet, V. Christiaens, S. Casassus, J.-L. Beuzit, P. Blanchard, M. Carle, T. Fusco, E. Giro, N. Hubin, D. Maurel, O. Moeller-Nilsson, A. Sevin, and L. Weber. Discovery of concentric broken rings at sub-arcsec separations in the HD 141569A gas-rich, debris disk with VLT/SPHERE. A&A, 590 :L7, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628396.

S. Pfalzner, M. Steinhausen, and K. Menten. Short Dissipation Times of Proto-planetary Disks : An Artifact of Selection Effects ? ApJ, 793 :L34, October 2014. doi : 10.1088/2041-8205/793/2/L34.

V. Piétu, A. Dutrey, and C. Kahane. A Keplerian disk around the Herbig Ae star HD 34282. A&A, 398 :565–569, February 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021551.

V. Piétu, S. Guilloteau, and A. Dutrey. Sub-arcsec imaging of the AB Aur molecular disk and envelope at millimeter wavelengths : a non Keplerian disk. A&A, 443 :945–954, December 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042050.

V. Piétu, A. Dutrey, and S. Guilloteau. Probing the structure of protoplanetary disks : a comparative study of DM Tau, LkCa 15, and MWC 480. A&A, 467 :163–178, May 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066537.

V. Piétu, S. Guilloteau, E. Di Folco, A. Dutrey, and Y. Boehler. Faint disks around classical T Tauri stars : Small but dense enough to form planets. A&A, 564 :A95, April 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201322388.

Vincent Piétu. *Physici-chimie des disques protoplanétaires : apport de l'interférométrie millimétrique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2004.

J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. Icarus, 124 : 62–85, November 1996. doi : 10.1006/icar.1996.0190.

J. E. Pringle. Accretion discs in astrophysics. ARA&A, 19 :137–162, 1981. doi : 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033.

C. Qi, P. T. P. Ho, D. J. Wilner, S. Takakuwa, N. Hirano, N. Ohashi, T. L. Bourke, Q. Zhang, G. A. Blake, M. Hogerheijde, M. Saito, M. Choi, and J. Yang. Imaging the Disk around TW Hydrae with the Submillimeter Array. ApJ, 616 :L11–L14, November 2004. doi : 10.1086/421063.

C. Qi, D. J. Wilner, N. Calvet, T. L. Bourke, G. A. Blake, M. R. Hogerheijde, P. T. P. Ho, and E. Bergin. CO J = 6-5 Observations of TW Hydrae with the Submillimeter Array. ApJ, 636 :L157–L160, January 2006. doi : 10.1086/500241.

C. Qi, K. I. Öberg, D. J. Wilner, and K. A. Rosenfeld. First Detection of c-$C_3H_2$ in a Circumstellar Disk. ApJ, 765 :L14, March 2013. doi : 10.1088/2041-8205/765/1/L14.

A. Raman, M. Lisanti, D. J. Wilner, C. Qi, and M. Hogerheijde. A Keplerian Disk around the Herbig Ae Star HD 169142. AJ, 131 :2290–2293, April 2006. doi : 10.1086/500587.

S. N. Raymond, P. J. Armitage, A. Moro-Martín, M. Booth, M. C. Wyatt, J. C. Armstrong, A. M. Mandell, F. Selsis, and A. A. West. Debris disks as signposts of terrestrial planet formation. A&A, 530 :A62, June 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116456.

S. N. Raymond, P. J. Armitage, A. Moro-Martín, M. Booth, M. C. Wyatt, J. C. Armstrong, A. M. Mandell, F. Selsis, and A. A. West. Debris disks as signposts of terrestrial planet formation. II. Dependence of exoplanet architectures on giant planet and disk properties. A&A, 541 :A11, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117049.

L. Reboussin, S. Guilloteau, M. Simon, N. Grosso, V. Wakelam, E. Di Folco, A. Dutrey, and V. Piétu. Sensitive survey for $^{13}$CO, CN, $H_2CO$, and SO in the disks of T Tauri and Herbig Ae stars. II. Stars in $\rho$ Ophiuchi and upper Scorpius. A&A, 578 :A31, June 2015a. doi : 10.1051/0004-6361/201525705.

L. Reboussin, V. Wakelam, S. Guilloteau, F. Hersant, and A. Dutrey. Chemistry in protoplanetary disks : the gas-phase CO/$H_2$ ratio and the carbon reservoir. A&A, 579 :A82, July 2015b. doi : 10.1051/0004-6361/201525885.

R. Reche, H. Beust, and J.-C. Augereau. Investigating the flyby scenario for the HD 141569 system. A&A, 493 :661–669, January 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810419.

J. H. Rhee, I. Song, B. Zuckerman, and M. McElwain. Characterization of Dusty Debris Disks : The IRAS and Hipparcos Catalogs. ApJ, 660 :1556–1571, May 2007. doi : 10.1086/509912.

Á. Ribas, H. Bouy, and B. Merín. Protoplanetary disk lifetimes vs. stellar mass and possible implications for giant planet populations. A&A, 576 :A52, April 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424846.

L. Ricci, L. Testi, A. Natta, R. Neri, S. Cabrit, and G. J. Herczeg. Dust properties of protoplanetary disks in the Taurus-Auriga star forming region from millimeter wavelengths. A&A, 512 :A15, March 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913403.

L. Ricci, L. Testi, A. Natta, A. Scholz, and I. de Gregorio-Monsalvo. ALMA Observations of $\rho$-Oph 102 : Grain Growth and Molecular Gas in the Disk around a Young Brown Dwarf. ApJ, 761 :L20, December 2012. doi : 10.1088/2041-8205/761/2/L20.

L. Ricci, L. Testi, A. Natta, A. Scholz, I. de Gregorio-Monsalvo, and A. Isella. Brown Dwarf Disks with ALMA. ApJ, 791 :20, August 2014. doi : 10.1088/0004-637X/791/1/20.

E. Rigliaco, I. Pascucci, G. Duchene, S. Edwards, D. R. Ardila, C. Grady, I. Mendigutía, B. Montesinos, G. D. Mulders, J. R. Najita, J. Carpenter, E. Furlan, U. Gorti, R. Meijerink, and M. R. Meyer. Probing Stellar Accretion with Mid-infrared Hydrogen Lines. ApJ, 801 :31, March 2015. doi : 10.1088/0004-637X/801/1/31.

P. Riviere-Marichalar, D. Barrado, B. Montesinos, G. Duchêne, H. Bouy, C. Pinte, F. Menard, J. Donaldson, C. Eiroa, A. V. Krivov, I. Kamp, I. Mendigutía, W. R. F. Dent, and J. Lillo-Box. Gas and dust in the beta Pictoris moving group as seen by the Herschel Space Observatory. A&A, 565 :A68, May 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201322901.

A. C. Rizzuto, M. J. Ireland, and D. B. Zucker. WISE circumstellar discs in the young Sco-Cen association. MNRAS, 421 :L97–L101, March 2012. doi : 10.1111/j.1745-3933.2012.01214.x.

D. R. Rodriguez, G. van der Plas, J. H. Kastner, A. C. Schneider, J. K. Faherty, D. Mardones, S. Mohanty, and D. Principe. An ALMA survey for disks orbiting low-mass stars in the TW Hya Association. A&A, 582 :L5, October 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201527031.

G. A. Romero, M. R. Schreiber, L. A. Cieza, A. Rebassa-Mansergas, B. Merín, A. V. Smith Castelli, L. E. Allen, and N. Morrell. The Nature of Transition Circumstellar Disks. II. Southern Molecular Clouds. ApJ, 749 :79, April 2012. doi : 10.1088/0004-637X/749/1/79.

K. A. Rosenfeld, S. M. Andrews, A. M. Hughes, D. J. Wilner, and C. Qi. A Spatially Resolved Vertical Temperature Gradient in the HD 163296 Disk. ApJ, 774 :16, September 2013. doi : 10.1088/0004-637X/774/1/16.

D. M. Salter, M. R. Hogerheijde, and G. A. Blake. Captured at millimeter wavelengths : a flare from the classical T Tauri star DQ Tauri. A&A, 492 :L21–L24, December 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200810807.

C. Salyk, G. A. Blake, A. C. A. Boogert, and J. M. Brown. High-resolution 5 $\mu$m Spectroscopy of Transitional Disks. ApJ, 699 :330–347, July 2009. doi : 10.1088/0004-637X/699/1/330.

C. Salyk, G. J. Herczeg, J. M. Brown, G. A. Blake, K. M. Pontoppidan, and E. F. van Dishoeck. Measuring Protoplanetary Disk Accretion with H I Pfund $\beta$. ApJ, 769 :21, May 2013. doi : 10.1088/0004-637X/769/1/21.

C. Salyk, K. Pontoppidan, S. Corder, D. Muñoz, K. Zhang, and G. A. Blake. ALMA Observations of the T Tauri Binary System AS 205 : Evidence for Molecular Winds and/or Binary Interactions. ApJ, 792 :68, September 2014. doi : 10.1088/0004-637X/792/1/68.

H. E. Schlichting and R. Sari. Runaway Growth During Planet Formation : Explaining the Size Distribution of Large Kuiper Belt Objects. ApJ, 728 :68, February 2011. doi : 10.1088/0004-637X/728/1/68.

A. Schneider, I. Song, C. Melis, B. Zuckerman, and M. Bessell. Identifying nearby, Young, Late-type Stars by Means of their Circumstellar Disks. ApJ, 757 :163, October 2012. doi : 10.1088/0004-637X/757/2/163.

N. Z. Scoville, A. I. Sargent, D. B. Sanders, M. J. Claussen, C. R. Masson, K. Y. Lo, and T. G. Phillips. High-resolution mapping of molecular outflows in NGC 2071, W49, and NGC 7538. ApJ, 303 :416–432, April 1986. doi : 10.1086/164086.

N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. A&A, 24 :337–355, 1973.

I. Sheret, W. R. F. Dent, and M. C. Wyatt. Submillimetre observations and modelling of Vega-type stars. MNRAS, 348 :1282–1294, March 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.07448.x.

F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. ARA&A, 25 :23–81, 1987. doi : 10.1146/annurev.aa.25.090187.000323.

A. Sicilia-Aguilar, T. Henning, and L. W. Hartmann. Accretion in Evolved and Transitional Disks in CEP OB2 : Looking for the Origin of the Inner Holes. ApJ, 710 :597–612, February 2010. doi : 10.1088/0004-637X/710/1/597.

M. Simon, A. Dutrey, and S. Guilloteau. Dynamical Masses of T Tauri Stars and Calibration of Pre-Main-Sequence Evolution. ApJ, 545 :1034–1043, December 2000. doi : 10.1086/317838.

G. C. Sloan, L. D. Keller, W. J. Forrest, E. Leibensperger, B. Sargent, A. Li, J. Najita, D. M. Watson, B. R. Brandl, C. H. Chen, J. D. Green, F. Markwick-Kemper, T. L. Herter, P. D'Alessio, P. W. Morris, D. J. Barry, P. Hall, P. C. Myers, and J. R. Houck. Mid-Infrared Spectra of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission in Herbig Ae/Be stars. ApJ, 632 :956–963, October 2005. doi : 10.1086/444371.

B. A. Smith and R. J. Terrile. A circumstellar disk around Beta Pictoris. *Science*, 226 :1421–1424, December 1984. doi : 10.1126/science.226.4681.1421.

N. Smith, J. Bally, D. Licht, and J. Walawender. New Silhouette Disks with Reflection Nebulae and Outflows in the Orion Nebula and M43. AJ, 129 :382–392, January 2005. doi : 10.1086/426567.

R. Smith, L. J. Churcher, M. C. Wyatt, M. M. Moerchen, and C. M. Telesco. Resolved debris disc emission around $\eta$ Telescopii : a young solar system or ongoing planet formation ? A&A, 493 :299–308, January 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810706.

J. Southworth, P. F. L. Maxted, and B. Smalley. Eclipsing binaries as standard candles. HD 23642 and the distance to the Pleiades. A&A, 429 :645–655, January 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20041867.

J. R. Stauffer, G. Schultz, and J. D. Kirkpatrick. Keck Spectra of Pleiades Brown Dwarf Candidates and a Precise Determination of the Lithium Depletion Edge in the Pleiades. ApJ, 499 :L199–L203, June 1998. doi : 10.1086/311379.

B. Sturm, J. Bouwman, T. Henning, N. J. Evans, L. B. F. M. Waters, E. F. van Dishoeck, J. D. Green, J. Olofsson, G. Meeus, K. Maaskant, C. Dominik, J. C. Augereau, G. D. Mulders, B. Acke, B. Merin, and G. J. Herczeg. The 69 $\mu$m forsterite band in spectra of protoplanetary disks. Results from the Herschel DIGIT programme. A&A, 553 :A5, May 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220243.

K. Y. L. Su, G. H. Rieke, J. A. Stansberry, G. Bryden, K. R. Stapelfeldt, D. E. Trilling, J. Muzerolle, C. A. Beichman, A. Moro-Martin, D. C. Hines, and M. W. Werner. Debris Disk Evolution around A Stars. ApJ, 653 :675–689, December 2006. doi : 10.1086/508649.

K. Y. L. Su, G. H. Rieke, K. R. Stapelfeldt, R. Malhotra, G. Bryden, P. S. Smith, K. A. Misselt, A. Moro-Martin, and J. P. Williams. The Debris Disk Around HR 8799. ApJ, 705 :314–327, November 2009. doi : 10.1088/0004-637X/705/1/314.

R. J. Sylvester, C. J. Skinner, M. J. Barlow, and V. Mannings. Optical, infrared and millimetre-wave properties of Vega-like systems. MNRAS, 279 :915–939, April 1996. doi : 10.1093/mnras/279.3.915.

R. J. Sylvester, S. K. Dunkin, and M. J. Barlow. SCUBA photometry of candidate Vega-like sources. MNRAS, 327 :133–140, October 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04672.x.

S. Hüttemeister T. L. Wilson, K. rohlfs. *Tools of Radio Astronomy*. Springer, 2013.

T. Takeuchi and P. Artymowicz. Dust Migration and Morphology in Optically Thin Circumstellar Gas Disks. ApJ, 557 :990–1006, August 2001. doi : 10.1086/322252.

H. Tanaka, S. Inaba, and K. Nakazawa. Steady-State Size Distribution for the Self-Similar Collision Cascade. Icarus, 123 :450–455, October 1996. doi : 10.1006/icar.1996.0170.

Y.-W. Tang, S. Guilloteau, V. Piétu, A. Dutrey, N. Ohashi, and P. T. P. Ho. The circumstellar disk of AB Aurigae : evidence for envelope accretion at late stages of star formation ? A&A, 547 :A84, November 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219414.

L. Testi, T. Birnstiel, L. Ricci, S. Andrews, J. Blum, J. Carpenter, C. Dominik, A. Isella, A. Natta, J. P. Williams, and D. J. Wilner. Dust Evolution in Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets VI*, pages 339–361, 2014. doi : 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch015.

W. F. Thi, E. F. van Dishoeck, G. A. Blake, G. J. van Zadelhoff, J. Horn, E. E. Becklin, V. Mannings, A. I. Sargent, M. E. van den Ancker, A. Natta, and J. Kessler. $H_2$ and CO Emission from Disks around T Tauri and Herbig Ae Pre-Main-Sequence Stars and from Debris Disks around Young Stars : Warm and Cold Circumstellar Gas. ApJ, 561 :1074–1094, November 2001. doi : 10.1086/323361.

W.-F. Thi, C. Pinte, E. Pantin, J. C. Augereau, G. Meeus, F. Ménard, C. Martin-Zaïdi, P. Woitke, P. Riviere-Marichalar, I. Kamp, A. Carmona, G. Sandell, C. Eiroa, W. Dent, B. Montesinos, G. Aresu, R. Meijerink, M. Spaans, G. White, D. Ardila, J. Lebreton, I. Mendigutía, and S. Brittain. Gas lines from the 5-Myr old optically thin disk around HD 141569A . Herschel observations and modeling. A&A, 561 :A50, January 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201322150.

C. A. O. Torres, G. R. Quast, L. da Silva, R. de La Reza, C. H. F. Melo, and M. Sterzik. Search for associations containing young stars (SACY). I. Sample and searching method. A&A, 460 :695–708, December 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065602.

C. A. O. Torres, G. R. Quast, C. H. F. Melo, and M. F. Sterzik. *Young Nearby Loose Associations*, page 757. December 2008.

K. Tsiganis, R. Gomes, A. Morbidelli, and H. F. Levison. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. Nature, 435 :459–461, May 2005. doi : 10.1038/nature03539.

T. Tsukagoshi, M. Momose, J. Hashimoto, T. Kudo, S. Andrews, M. Saito, Y. Kitamura, N. Ohashi, D. Wilner, R. Kawabe, L. Abe, E. Akiyama, W. Brandner, T. D. Brandt, J. Carson, T. Currie, S. E. Egner, M. Goto, C. Grady, O. Guyon, Y. Hayano, M. Hayashi, S. Hayashi, T. Henning, K. W. Hodapp, M. Ishii, M. Iye, M. Janson, R. Kandori, G. R. Knapp, N. Kusakabe, M. Kuzuhara, J. Kwon, M. McElwain, T. Matsuo, S. Mayama, S. Miyama, J.-i. Morino, A. Moro-Martín, T. Nishimura, T.-S. Pyo, E. Serabyn, T. Suenaga, H. Suto, R. Suzuki, Y. Takahashi, H. Takami, M. Takami, N. Takato, H. Terada, C. Thalmann, D. Tomono, E. L. Turner, T. Usuda, M. Watanabe, J. P. Wisniewski, T. Yamada, and M. Tamura. High-resolution Submillimeter and Near-infrared Studies of the Transition Disk around Sz 91. ApJ, 783 :90, March 2014. doi : 10.1088/0004-637X/783/2/90.

W. D. Vacca and G. Sandell. Near-infrared Spectroscopy of TW Hya : A Revised Spectral Type and Comparison with Magnetospheric Accretion Models. ApJ, 732 :8, May 2011. doi : 10.1088/0004-637X/732/1/8.

R. van Boekel, M. Min, L. B. F. M. Waters, A. de Koter, C. Dominik, M. E. van den Ancker, and J. Bouwman. A 10 $\mu$m spectroscopic survey of Herbig Ae star disks : Grain growth and crystallization. A&A, 437 :189–208, July 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042339.

N. van der Marel, E. F. van Dishoeck, S. Bruderer, T. Birnstiel, P. Pinilla, C. P. Dullemond, T. A. van Kempen, M. Schmalzl, J. M. Brown, G. J. Herczeg, G. S. Mathews, and V. Geers. A Major Asymmetric Dust Trap in a Transition Disk. *Science*, 340 :1199–1202, June 2013. doi : 10.1126/science.1236770.

N. van der Marel, E. F. van Dishoeck, S. Bruderer, L. Pérez, and A. Isella. Gas density drops inside dust cavities of transitional disks around young stars observed with ALMA. A&A, 579 :A106, July 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201525658.

G. van der Plas, M. E. van den Ancker, L. B. F. M. Waters, and C. Dominik. The structure of disks around Herbig Ae/Be stars as traced by CO ro-vibrational emission. A&A, 574 : A75, February 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425052.

F. van Leeuwen. Validation of the new Hipparcos reduction. A&A, 474 :653–664, November 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20078357.

F. van Leeuwen. Parallaxes and proper motions for 20 open clusters as based on the new Hipparcos catalogue. A&A, 497 :209–242, April 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200811382.

A. Vidal-Madjar, R. Ferlet, L. M. Hobbs, C. Gry, and C. E. Albert. The circumstellar gas cloud around Beta Pictoris. II. A&A, 167 :325–332, October 1986.

J. W. S. Vilas-Boas, P. C. Myers, and G. A. Fuller. Dense Cores of Dark Clouds. XII. $^{13}$CO and C$^{18}$O in Lupus, Corona Australis, Vela, and Scorpius. ApJ, 532 :1038–1050, April 2000. doi : 10.1086/308586.

K. Vincke, A. Breslau, and S. Pfalzner. Strong effect of the cluster environment on the size of protoplanetary discs ? A&A, 577 :A115, May 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425552.

R. Visser, E. F. van Dishoeck, and J. H. Black. The photodissociation and chemistry of CO isotopologues : applications to interstellar clouds and circumstellar disks. A&A, 503 : 323–343, August 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200912129.

G. A. Wade, S. Bagnulo, D. Drouin, J. D. Landstreet, and D. Monin. A search for strong, ordered magnetic fields in Herbig Ae/Be stars. MNRAS, 376 :1145–1161, April 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11495.x.

H. J. Walker and R. D. Wolstencroft. Cool circumstellar matter around nearby main-sequence stars. PASP, 100 :1509–1521, December 1988. doi : 10.1086/132357.

C. Walsh, A. Juhász, P. Pinilla, D. Harsono, G. S. Mathews, W. R. F. Dent, M. R. Hogerheijde, T. Birnstiel, G. Meeus, H. Nomura, Y. Aikawa, T. J. Millar, and G. Sandell. ALMA Hints at the Presence of two Companions in the Disk around HD 100546. ApJ, 791 :L6, August 2014. doi : 10.1088/2041-8205/791/1/L6.

S. J. Weidenschilling. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. MNRAS, 180 : 57–70, July 1977a. doi : 10.1093/mnras/180.1.57.

S. J. Weidenschilling. The distribution of mass in the planetary system and solar nebula. Ap&SS, 51 :153–158, September 1977b. doi : 10.1007/BF00642464.

A. J. Weinberger, E. E. Becklin, G. Schneider, B. A. Smith, P. J. Lowrance, M. D. Silverstone, B. Zuckerman, and R. J. Terrile. The Circumstellar Disk of HD 141569 Imaged with NICMOS. ApJ, 525 :L53–L56, November 1999. doi : 10.1086/312334.

A. J. Weinberger, R. M. Rich, E. E. Becklin, B. Zuckerman, and K. Matthews. Stellar Companions and the Age of HD 141569 and Its Circumstellar Disk. ApJ, 544 :937–943, December 2000. doi : 10.1086/317243.

J. A. White, A. C. Boley, A. M. Hughes, K. M. Flaherty, E. Ford, D. Wilner, S. Corder, and M. Payne. ALMA Observations of HD141569's Circumstellar Disk. *ArXiv e-prints*, June 2016.

R. J. White and A. M. Ghez. Observational Constraints on the Formation and Evolution of Binary Stars. ApJ, 556 :265–295, July 2001. doi : 10.1086/321542.

R. J. White, A. M. Ghez, I. N. Reid, and G. Schultz. A Test of Pre-Main-Sequence Evolutionary Models across the Stellar/Substellar Boundary Based on Spectra of the Young Quadruple GG Tauri. ApJ, 520 :811–821, August 1999. doi : 10.1086/307494.

B. A. Wilking, M. R. Meyer, J. G. Robinson, and T. P. Greene. Optical Spectroscopy of the Surface Population of the $\rho$ Ophiuchi Molecular Cloud : The First Wave of Star Formation. AJ, 130 :1733–1751, October 2005. doi : 10.1086/432758.

J. P. Williams and S. M. Andrews. The Dust Properties of Eight Debris Disk Candidates as Determined by Submillimeter Photometry. ApJ, 653 :1480–1485, December 2006. doi : 10.1086/508919.

J. P. Williams and W. M. J. Best. A Parametric Modeling Approach to Measuring the Gas Masses of Circumstellar Disks. ApJ, 788 :59, June 2014. doi : 10.1088/0004-637X/788/1/59.

J. P. Williams, L. A. Cieza, S. M. Andrews, I. M. Coulson, A. J. Barger, C. M. Casey, C.-C. Chen, L. L. Cowie, M. Koss, N. Lee, and D. B. Sanders. A SCUBA-2 850-$\mu$m survey of protoplanetary discs in the $\sigma$ Orionis cluster. MNRAS, 435 :1671–1679, October 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1407.

T. L. Wilson and R. Rood. Abundances in the Interstellar Medium. ARA&A, 32 :191–226, 1994. doi : 10.1146/annurev.aa.32.090194.001203.

M. C. Wyatt. Evolution of Debris Disks. ARA&A, 46 :339–383, September 2008. doi : 10.1146/annurev.astro.45.051806.110525.

M. C. Wyatt, R. Smith, K. Y. L. Su, G. H. Rieke, J. S. Greaves, C. A. Beichman, and G. Bryden. Steady State Evolution of Debris Disks around A Stars. ApJ, 663 :365–382, July 2007. doi : 10.1086/518404.

M. C. Wyatt, O. Panić, G. M. Kennedy, and L. Matrà. Five steps in the evolution from protoplanetary to debris disk. Ap&SS, 357 :103, June 2015. doi : 10.1007/s10509-015-2315-6.

K. Zhang, A. Isella, J. M. Carpenter, and G. A. Blake. Comparison of the Dust and Gas Radial Structure in the Transition Disk [PZ99] J160421.7-213028. ApJ, 791 :42, August 2014. doi : 10.1088/0004-637X/791/1/42.

B. Zuckerman and I. Song. Dusty Debris Disks as Signposts of Planets : Implications for Spitzer Space Telescope. ApJ, 603 :738–743, March 2004. doi : 10.1086/381700.

B. Zuckerman and I. Song. A 40 Myr Old Gaseous Circumstellar Disk at 49 Ceti : Massive CO-rich Comet Clouds at Young A-type Stars. ApJ, 758 :77, October 2012. doi : 10.1088/0004-637X/758/2/77.

B. Zuckerman, T. Forveille, and J. H. Kastner. Inhibition of giant-planet formation by rapid gas depletion around young stars. Nature, 373 :494–496, February 1995. doi : 10.1038/373494a0.

B. Zuckerman, C. Melis, I. Song, D. S. Meier, M. D. Perrin, B. Macintosh, C. Marois, A. J. Weinberger, J. H. Rhee, J. R. Graham, J. H. Kastner, P. Palmer, T. Forveille, E. E. Becklin, D. J. Wilner, T. S. Barman, G. W. Marcy, and M. S. Bessell. Gas and Dust Associated with the Strange, Isolated Star BP Piscium. ApJ, 683 :1085-1103, August 2008. doi : 10.1086/587448.

Annexe A

# Mesures extraites de la littérature pour l'étude du rapport $S_{CO}/F_{cont}$

TABLE A.1 – Mesures de l'émission intégrée du $^{12}$CO J=2→1 et du $^{12}$CO J=3→2, ainsi que de l'émission du continuum associée dans la littérature. Les limites supérieures sont données à 3$\sigma$. Les valeurs en italique sont interpolées à partir des formules 4.7 et 4.8. Les étoiles sont classées en cinq catégories : les CTTS, Herbig, WTTS, hybrides et les disques de débris.

| Nom | $^{12}$CO J=2→1 (Jy.km.s$^{-1}$) | 1,3 mm Cont. (mJy) | $^{12}$CO J=3→2 (Jy.km.s$^{-1}$) | 0,87 mm Cont. (mJy) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | Disques CTTS | | |
| CIDA 1 | *0,9 ± 0,8* | *16 ± 8* | 1,45 ± 0,05 | 27 ± 3 | 1 |
| †IRAS 04113+2758 | *10 ± 12* | *196 ± 96* | 19,1 | 410 ± 5 | 2 |
| CY Tau | 2,02 ± 0,08 | 111 ± 3 | *3,6 ± 1,0* | 140 ± 5 | 3, 4, 5 |
| †FQ Tau | *0,2 ± 0,2* | *6 ± 3* | 0,239 | 8,8 ± 1.2 | 2 |
| BP Tau | 1,11 ± 0,08 | 58,2 ± 1,3 | *1,90 ± 0,59* | 130 ± 7 | 3, 4, 5 |
| RY Tau | 6,6 | 229 ± 17 | 123 ± 37 | 560 ± 30 | 6, 7, 8, 5 |
| †FV Tau | *1,3 ± 1,5* | 6,17 ± 0,16 | 2,17 | 31 ± 1.4 | 9, 2 |
| †FW Tau c | 0,156 | 3,4 ± 0,2 | *0,2 ± 0,1* | *4,9 ± 2,4* | 51 |
| †FX Tau | *0,9 ± 1,0* | 7,1 ± 0,15 | 1,49 | 17 ± 0,9 | 9, 2 |
| †DK Tau | *0,9 ± 1,1* | 35 ± 7 | 1,56 | 66 ± 1,0 | 9, 2 |
| †HK Tau A | *2,3 ± 2,7* | 33 ± 0,15 | 4,1 | 78 ± 1,1 | 9, 2 |
| †HK Tau B | *1,9 ± 2,2* | 12,6 ± 0,15 | 3,39 | 57 ± 1,3 | 9, 2 |
| †V710 Tau | *1,8 ± 2,1* | 59,18 ± 0,33 | 3,23 | 142 ± 1,5 | 9, 2 |
| †GG Tau | *13 ± 16* | *546 ± 298* | 53 ± 15 | 1255 ± 57 | 8, 5 |
| GK Tau A | *2,00 ± 2,33* | 5,33 ± 0,56 | 3,56 | 15 ± 1 | 9, 2 |
| DL Tau | 1,98 ± 0,12 | 204 ± 2 | *3,5 ± 1,1* | 440 ± 40 | 3, 4, 10 |
| †HN Tau | *1,4 ± 1,7* | 12,8 ± 0,2 | 2,48 | 37 ± 1,1 | 9, 2 |
| DM Tau | 14,87 ± 0,12 | 109 ± 2,4 | 20 ± 6 | 237 ± 12 | 11, 4, 8, 5 |
| †IT Tau B | *0,6 ± 0,7* | *6,5 ± 3,1* | 1,03 | 10 ± 0,9 | 2 |
| AA Tau | 8,2 ± 0,16 | 88 ± 9 | *15,5 ± 4,7* | 144 ± 5 | 11, 5 |
| †HO Tau | *0,8 ± 0,9* | 17,06 ± 0,27 | 1,36 | 38 ± 1 | 9, 2 |
| †HBC 411 B | *0,4 ± 0,4* | 5,8 ± 0,27 | 0,624 | 14 ± 1 | 9, 2 |
| LkCa 15 | 13,94 ± 0,15 | 110 ± 2 | 23 ± 7 | 428 ± 11 | 11, 4, 8, 5 |
| J04442+25121 | *0,6 ± 0,6* | *5,9 ± 3,6* | 0,98 ± 0,03 | 9 ± 2 | 1 |
| †DQ Tau | 0,97 ± 0,11 | 83,1 ± 2,8 | *1,7 ± 0,6* | *161 ± 86* | 3, 4 |
| DR Tau | *49 ± 65* | 159 ± 11 | 103 ± 31 | 533 ± 7 | 5, 8 |
| †DS Tau | *3,7 ± 4,3* | 19,94 ± 0,25 | 6,69 | 43 ± 1.4 | 9, 2 |
| GM Aur | 19,41 ± 0,11 | 176 ± 5,3 | 29,0 ± 8,7 | 707 ± 4 | 11, 4, 8, 12 |
| V836 Tau | 0,84 ± 0,18 | 24 ± 2 | *1,42 ± 0,65* | *42 ± 23* | 13 |
| †IRAS 05022+2527 | *2,9 ± 3,4* | 35,22 ± 0,26 | 5,21 | 87 ± 1,3 | 9, 2 |
| HD 34282 | 4,2 ± 0,1 | 110 ± 10 | *7,7 ± 2,2* | *218 ± 131* | 2 |
| HD 245185 | 0,17 ± 0,03 | 29 ± 6 | *0,3 ± 0,1* | 74,1 ± 4,2 | 14 |
| HD 294268 | < 0,9 | 5 ± 0,8 | *<1,5 ± 1,8* | 19,4 ± 5,4 | 52 |
| V2731 Ori | 0,95 ± 0,13 | 10,7 ± 0,8 | *1,6 ± 0,6* | 32,6 ± 4,8 | 52 |
| J05391-02305 | < 2,43 | 8 ± 1 | *<4,3 ± 1,9* | 13 ± 2,7 | 52 |
| V602 Ori | 0,34 ± 0,08 | 7,8 ± 0,8 | *0,5 ± 0,3* | 17,4 ± 4,2 | 52 |
| V606 Ori | 0,36 ± 0,07 | 14,3 ± 0,8 | *0,6 ± 0,2* | 31,4 ± 4,8 | 52 |
| TWA 34 | 0,34 ± 0,03 | 0,54 ± 0,06 | *0,55 ± 0,17* | *0,66 ± 0,32* | 15 |

TABLE A.1 – suite.

| Nom | $^{12}$CO J=2→1 (Jy.km.s$^{-1}$) | 1,3 mm Cont. (mJy) | $^{12}$CO J=3→2 (Jy.km.s$^{-1}$) | 0,87 mm Cont. (mJy) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|
| TW Hya | 12,4 ± 1 | 540 ± 30 | 45 ± 4 | 1620 ± 50 | 54, 55 |
| T Cha | *7 ± 7* | 105 ± 18 | 12,46 ± 0,11 | 198 ± 4 | 59, 56 |
| HD 135344 | *10 ± 10* | *153 ± 75* | 18,6 ± 0,8 | 314 ± 4,5 | 16, 17 |
| HD 142527 | 17,4 ± 0,01 | 1090 ± 0,3 | *34 ± 10* | *2700 ± 1500* | 18 |
| HD 143006 | 4,28 ± 0,04 | 43 ± 3 | 3 ± 1 | *78 ± 43* | 19, 20, 16 |
| J16042-21302 | *11 ± 11* | *113 ± 53* | 21,4 ± 0,2 | 226 ± 1 | 21 |
| Sz 91 | 4,93 ± 0,02 | 40 ± 1 | 8,55 | 34,5 ± 2,9 | 53, 22, 23 |
| †AS 205 A (N) | 19,23 ± 0,27 | 377 ± 2 | 65 | 905 ± 7 | 24, 25 |
| †AS 205 B (S) | 3,02 ± 0,22 | 64 ± 1 | *5,4 ± 1,8* | 55 ± 7 | 24, 25 |
| GSS 26 | >4 | 176 | *>7,3 ± 19,9* | *364 ± 267* | 2 |
| GSS 39 | >25 | 304 | *>49,9 ± 2,1* | 663 ± 3 | 2, 25 |
| WL 18 | >0,3 | 24 | *>0,5 ± 1,7* | *42 ± 28* | 2 |
| WL 14 | >0,2 | <0,2 | *>0,3 ± 1,7* | *<0,2 ± 1,2* | 2 |
| ISO-Oph 102 | *0,3 ± 0,3* | 2,9 ± 1,2 | 0,53 ± 0,05 | 4,1 ± 0,2 | 26 |
| YLW 16c | >1,6 | 45 | *>2,8 ± 1,8* | *82 ± 58* | 2 |
| ROX 25 | >0,6 | 29 | *>1,0 ± 1,7* | *51 ± 35* | 2 |
| Flying Saucer | >2,1 | 32 | *>3,7 ± 1,9* | *57 ± 39* | 2 |
| AS 209 | 6,60 ± 0,17 | 300 | 16,5 | 577 ± 3 | 58, 57, 25 |
| †V4046 Sgr | 11,38 ± 0,16 | 451 ± 20 | *22 ± 7* | *1020 ± 600* | 27, 28 |
| Disques Herbig AeBe | | | | | |
| †V892 Tau | *22 ± 29* | *293 ± 167* | 85,4 ± 26 | 638 ± 54 | 8, 5 |
| AB Aur | 80[1] | 103 ± 18 | 153 ± 4 | 359 ± 67 | 2, 5, 16 |
| MWC 480 | 22 ± 0,2 | 289,3 ± 2,5 | 52 ± 1,1 | *626 ± 336* | 11, 4, 16 |
| MWC 758 | *7,9 ± 8,9* | 56 ± 1 | 15 ± 2 | 217 ± 40 | 29, 16, 30 |
| CQ Tau | 3,1 ± 0,18 | 162 ± 2 | 5,95 ± 0,96 | 421 ± 9 | 11, 4, 16, 31 |
| HD 100546 | *49 ± 62* | *540 ± 272* | 158 ± 24 | 1240 | 32, 33 |
| †AK Sco | 2,21 ± 0,01 | 32,65 ± 0,07 | *5,7 ± 1,9* | *52 ± 38* | 34 |
| HD 163296 | 46 ± 5 | 705 ± 12 | 109 ± 11 | 1910 ± 20 | 35, 36 |
| HD 169142 | 8,76 ± 0,7 | 169 ± 5 | 32,6 ± 2,5 | *349 ± 190* | 37, 16 |
| Disques WTTS | | | | | |
| J04182+16584 | <0,09 | <0,436 | *<0,14* | *<0,53* | 38 |
| †J04192+28261 | <0,09 | 0,533 | *<0,14* | *0,66 ± 0,38* | 38 |
| J04242+26500 | <0,09 | <0,426 | *<0,14* | *<0,51* | 38 |
| J04314+28590 | <0,09 | <0,435 | *<0,14* | *<0,53* | 38 |
| J04325+17353 | <0,09 | <0,438 | *<0,14* | *<0,53* | 38 |
| J04330+29214 | <0,09 | <0,431 | *<0,14* | *<0,52* | 38 |
| J04364+24125 | <0,09 | <0,435 | *<0,14* | *<0,53* | 38 |
| J04403+25190 | <0,09 | <0,431 | *<0,14* | *<0,52* | 38 |
| †J04420+25225 | <0,09 | <0,423 | *<0,14* | *<0,51* | 38 |
| J08413-79033 | <0,09 | <0,476 | *<0,14* | *<0,58* | 38 |

TABLE A.1 – suite.

| Nom | $^{12}$CO J=2→1 (Jy.km.s$^{-1}$) | 1,3 mm Cont. (mJy) | $^{12}$CO J=3→2 (Jy.km.s$^{-1}$) | 0,87 mm Cont. (mJy) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|
| J08422-79040 | <0,09 | <0,472 | *<0,14* | *<0,58* | 38 |
| J11073-77344 | <0,09 | <0,541 | *<0,14* | *<0,67* | 38 |
| †J11124-77222 | <0,09 | <0,494 | *<0,14* | *<0,60* | 38 |
| †J16002-41535 | <0,09 | 0,696 | *<0,14* | *0,88 ± 0,5* | 38 |
| J16010-33201 | <0,09 | <0,442 | *<0,14* | *<0,53* | 38 |
| J16031-32392 | <0,09 | <0,453 | *<0,14* | *<0,55* | 38 |
| †J16085-39023 | <0,09 | 1,813 | *<0,14* | *2,5 ± 1,5* | 38 |
| †J16124-19241 | <0,09 | <0,459 | *<0,14* | *<0,56* | 38 |
| †J16220-19530 | <0,09 | <0,483 | *<0,14* | *<0,59* | 38 |
| J16223-23455 | <0,09 | <0,461 | *<0,14* | *<0,56* | 38 |
| J16251-24560 | <0,09 | <0,453 | *<0,14* | *<0,55* | 38 |
| †J16275-24405 | <0,09 | <0,442 | *<0,14* | *<0,53* | 38 |
| †J19002-36560 | <0,09 | 0,569 | *<0,14* | *0,7 ± 0,3* | 38 |
| †J19012-37014 | <0,09 | <0,465 | *<0,14* | *<0,56* | 38 |
| Disques hybrides | | | | | |
| 49 Ceti | 2 ± 0.3 | <2.1 | 9.5 ± 1.9 | 8.2 ± 1.9 | 39, 40 |
| HD 21997 | 2.17 ± 0.23 | < 1 | 2.52 ± 0.27 | 2.69 ± 0.3 | 41, 2, 42 |
| HD 131835 | 1.6 ± 0.78 | *5.6 ± 4.9* | 2.74 ± 0.55 | 8.5 ± 4.4 | 43, 44 |
| HIP 76310 | 1,41 ± 0.08 | 1.2 ± 0.2 | *2.4 ± 0.5* | 1.6 ± 1.1 | 60 |
| HD 141569 | 9.57 ± 0.03 | 3.7 ± 0.4 | 14.6 ± 1 | 5.3 ± 0.6 | 45, 16, 46 |
| HIP 84881 | 1.18 ± 0.04 | 0.72 ± 0.11 | *2.5 ± 1* | *0.7 ± 0.4* | 60 |
| Disques de débris | | | | | |
| HD 225200 | *<1,7 ± 0,5* | – | <3,03 | – | 2 |
| †HD 2772 | <0,84 | – | *<1,4 ± 1,8* | – | 2 |
| HD 14055 | <0,47 | *4,3 ± 2,4* | *<0,8 ± 1,7* | 6,4 ± 1,1 | 2, 47 |
| HD 15115 | <2,48 | 2,6 ± 0,6 | *<4,4 ± 1,9* | 8,5 ± 1,2 | 2, 48, 47 |
| HD 17848 | *<5,4 ± 0,5* | – | <10,06 | – | 2 |
| †HD 21620 | <0,91 | – | *<1,5 ± 1,8* | – | 2 |
| †HD 23642 | <0,83 | – | *<1,4 ± 1,8* | – | 2 |
| HD 24966 | *<1,6 ± 0,5* | – | <2,75 | – | 2 |
| HD 30422 | *<1,2 ± 0,5* | – | <2,13 | – | 2 |
| HD 31295 | <1,1 | – | *<1,9 ± 1,8* | – | 2 |
| HD 35850 | *<1,3 ± 0,5* | – | <2,17 | <5,4 | 2 |
| HD 38206 | *<1,5 ± 0,5* | – | <2,67 | – | 2 |
| $\beta$ Pic | *3,6 ± 3,9* | *34 ± 18* | 6,59 ± 0,69 | 60 ± 6 | 49 |
| HD 42111 | <1,21 | – | *<2,1 ± 1,8* | – | 2 |
| HD 54341 | *<1,4 ± 0,5* | – | <2,39 | – | 2 |
| HD 71043 | *<1,5 ± 0,5* | – | <2,64 | – | 2 |
| HD 71155 | *<1,5 ± 0,5* | – | <2,56 | – | 2 |
| HD 78702 | *<1,2 ± 0,5* | *0,3 ± 1,9* | <2,03 | 0,3 ± 2,3 | 2 |

TABLE A.1 – suite.

| Nom | $^{12}$CO J=2→1 (Jy.km.s$^{-1}$) | 1,3 mm Cont. (mJy) | $^{12}$CO J=3→2 (Jy.km.s$^{-1}$) | 0,87 mm Cont. (mJy) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|
| HD 136246 | *<1,4 ± 0,5* | – | <2,37 | – | 2 |
| †HD 159082 | <0,66 | – | *<1,1 ± 1,8* | – | 2 |
| HD 164249 | *<1,3 ± 0,5* | – | <2,29 | – | 2 |
| HD 166191 | *<1,5 ± 0,5* | – | <2,66 | – | 2 |
| HD 181296 | *<1,2 ± 0,5* | *9.1 ± 3,7* | <2,11 | 14,4 | 2 |
| HD 182681 | *<1,6 ± 0,5* | *3,4 ± 2,1* | <2,79 | 5 ± 1,3 | 2, 47 |
| HD 218396 | <0,5 | 20 | *<0,8 ± 1,7* | 10,3 ± 1,8 | 2, 50 |
| HD 220825 | *<1,3 ± 0,5* | – | <2,2 | – | 2 |

[1] Le flux de AB Aur est contaminé par l'enveloppe. Nous avons estimé l'émission du disque à ≈ 80 Jy.km.s$^{-1}$ à partir d'observations interférométriques du PdBI.

† : systèmes multiples.

Réferences : 1 - Ricci et al. [2014] ; 2 - this work ; 3 - Williams and Best [2014] ; 4 - Guilloteau et al. [2011] ; 5 - Andrews and Williams [2005] ; 6 - Koerner and Sargent [1995] ; 7 - Beckwith et al. [1990] ; 8 - Thi et al. [2001] ; 9 - Akeson and Jensen [2014] ; 10 - Mannings and Emerson [1994] ; 11 - Öberg et al. [2010] ; 12 - Andrews and Williams [2007] ; 13 - Duvert et al. [2000] ; 14 - Ansdell et al. [2015] ; 15 - Rodriguez et al. [2015] ; 16 - Dent et al. [2005] ; 17 - Brown et al. [2009] ; 18 - Perez et al. [2015] ; 19 - Zuckerman et al. [1995] ; 20 - Natta et al. [2004b] ; 21 - Zhang et al. [2014] ; 22 - Tsukagoshi et al. [2014] ; 23 - Romero et al. [2012] ; 24 - Salyk et al. [2014] ; 25 - Andrews et al. [2009] ; 26 - Ricci et al. [2012] ; 27 - Kastner et al. [2008] ; 28 - Jensen et al. [1996] ; 29 - Chapillon et al. [2008] ; 30 - Isella et al. [2010] ; 31 - Banzatti et al. [2011] ; 32 - Panić et al. [2010] ; 33 - Walsh et al. [2014] ; 34 - Czekala et al. [2015] ; 35 - Rosenfeld et al. [2013] ; 36 - Isella et al. [2007] ; 37 - Raman et al. [2006] ; 38 - Hardy et al. [2015] ; 39 - Hughes et al. [2008a] ; 40 - Sheret et al. [2004] ; 41 - Kóspál et al. [2013] ; 42 - Moór et al. [2013] ; 43 - Moór et al. [2015a] ; 44 - Nilsson et al. [2010] ; 45 -Pericaud et al. [2016] ; 46 - Sylvester et al. [2001] ; 47 - Panić et al. [2013] ; 48 - MacGregor et al. [2015] ; 49 - Dent et al. [2014] ; 50 - Williams and Andrews [2006] ; 51 - Caceres et al. [2015] ; 52 - Williams et al. [2013] ; 53 - Canovas et al. [2016] ; 54 - Qi et al. [2004] ; 55 - Qi et al. [2006] ; 56 - Huélamo et al. [2015] ; 57 - Andre and Montmerle [1994] ; 58 - Öberg et al. [2011] ; 59 - Henning et al. [1993] ; 60 - Lieman-Sifry et al. [2016].

TABLE A.2 – Paramètres stellaires associés aux étoiles de la table A .

| Nom | Dist. (pc) | Type spectral | $M_\star$ ($M_\odot$) | $L_\star$ ($L_\odot$) | $\dot{M}_{acc}$ ($M_\odot$/yr) | Age ($\times 10^6$ ans) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | Disques CTTS | | | | |
| CIDA 1 | 140 | M5,5 | 0,13 | 0,13 | – | 2,7 | 1, 2 |
| IRAS 04113+2758 | 140 | – | – | – | – | – | |
| CY Tau | 140 | M1,5 | 0,44 | 0,40 | $4{,}08.10^{-9}$ | 5 | 1, 2, 3 |
| FQ Tau | 140 | M3 | 0,29 | 0,09 | $3{,}55.10^{-7}$ | 6,8 | 4, 2, 5 |
| BP Tau | 76.8 | K7 | 0,79 | 0,97 | $4{,}08.10^{-9}$ | 1,7 | 6, 2, 3 |
| RY Tau | 192 | K1 | 2,3 | 21,9 | $2{,}24.10^{-8}$ | 3,86 | 6, 7, 8 |
| FV Tau A | 140 | M5 | 1,23 | 2,3 | $4{,}79.10^{-8}$ | 3,7 | 4, 2, 9 |
| FV Tau B | 140 | M6 | 0,93 | 1,35 | $1{,}26.10^{-8}$ | 6,3 | 9, 2 |
| FW Tau c | 140 | M9 | 0,001 | – | $1{,}00.10^{-11}$ | 2 | 48, 49 |
| FX Tau | 140 | M1 | 0,48 | 0,52 | $2{,}23.10^{-9}$ | 1,7 | 10, 2, 5 |
| DK Tau | 140 | K8 | 0,71 | 1,32 | $1{,}05.10^{-9}$ | 1 | 10, 2, 3 |
| HK Tau A | 140 | M0,5 | 0,54 | 0,44 | $1{,}95.10^{-9}$ | 2,5 | 1, 2, 3 |
| HK Tau B | 140 | M2 | 0,37 | 0,03 | – | 4.1 | 1, 2 |
| V710 Tau | 140 | M0,5 | 0,54 | 0,57 | – | 1.7 | 1, 2 |
| GG Tau | 140 | K7 | 1,35 | 0,85 | $3{,}02.10^{-9}$ | 2,1 | 11, 2, 9 |
| GK Tau A | 140 | K7 | 0,78 | 1,35 | $6{,}45.10^{-9}$ | 1,1 | 5, 2 |
| DL Tau | 140 | K7 | 0,81 | 0,74 | $3{,}22.10^{-8}$ | 2,6 | 1, 2, 3 |
| HN Tau | 140 | K5 | 0,91 | 0,42 | $2{,}72.10^{-9}$ | 5,4 | 12, 2, 3 |
| DM Tau | 140 | M1 | 0,47 | 0,23 | $2{,}25.10^{-9}$ | 5 | 5, 2, 3 |
| IT Tau B | 140 | K3 | 1,41 | 1,43 | – | 4.6 | 10, 2 |
| AA Tau | 140 | K7 | 0,79 | 0,87 | $3{,}91.10^{-9}$ | 2 | 5, 2, 3 |
| HO Tau | 140 | M0,5 | 0,56 | 0,13 | – | 13.2 | 1, 2 |
| hbc 411 | 140 | – | – | – | – | – | |
| LkCa 15 | 140 | K5 | 1,05 | 0,81 | $6{,}77.10^{-10}$ | 3,7 | 5, 2, 3 |
| J04442+25121 | 140 | M7,3 | – | – | – | – | |
| DQ Tau | 140 | M0 | 1,27 | 0,4 | $2{,}53.10^{-9}$ | 3,5 | 13, 14, 2, 3 |
| DR Tau | 140 | K5 | 1,2 | 1,82 | $1{,}42.10^{-8}$ | 1,5 | 1, 2, 3 |
| DS Tau | 140 | K5 | 1,05 | 0,76 | $3{,}35.10^{-8}$ | 4,1 | 1, 2, 3 |
| GM Aur | 140 | K3 | 1,35 | 1,23 | $1{,}21.10^{-8}$ | 5,6 | 15, 2, 3 |
| V836 Tau | 140 | K7 | 0,83 | 0,57 | $4{,}20.10^{-9}$ | 3,7 | 1, 2, 3 |
| IRAS 05022+2527 | 140 | M0 | – | – | – | – | |
| HD 34282 | 350 | A0 | 2,35 | 5,13 | $<1{,}95.10^{-8}$ | 6,5 | 50, 19, 40 |
| HD 245185 | 450 | A1 | 2,2 | 22,9 | $6{,}3.10^{-8}$ | 7,97 | 7, 37 |
| HD 294268 | 420 | F8 | – | – | – | – | 51 |
| V2731 Ori | 420 | – | – | – | – | – | |
| J05391-02305 | 420 | K9 | – | – | – | – | 51 |
| V602 Ori | 420 | M3 | – | – | – | – | 51 |
| V606 Ori | 420 | – | – | – | – | – | |
| TWA 34 | 47 | M4,9 | – | 0,014 | – | 6 | 16, 17 |
| TW Hya | 54 | M2,5 | 0,4 | 0,19 | $4{,}75.10^{-9}$ | 3 | 18, 3 |
| T Cha | 164 | K0 | 1,5 | – | – | – | |

TABLE A.2 – suite.

| Nom | Dist. (pc) | Type spectral | $M_\star$ ($M_\odot$) | $L_\star$ ($L_\odot$) | $\dot{M}_{acc}$ ($M_\odot$/yr) | Age ($\times 10^6$ ans) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| HD 135344 | 140 | F3 | 1,5 | 7,08 | $4{,}27.10^{-8}$ | 8 | 19, 20 |
| HD 142527 | 140 | F6 | 1,6 | 7,94 | $3{,}55.10^{-8}$ | 8,8 | 19, 20 |
| HD 143006 | 82 | G6 | 1 | 0,8 | $5{,}11.10^{-9}$ | >10 | 21, 3 |
| J16042-21302 | 145 | – | – | – | – | – | |
| Sz 91 | 200 | M2 | – | 0,25 | – | – | 17 |
| AS 205 A (N) | 125 | K7 | 1,5 | 7,1 | $7{,}94.10^{-8}$ | 1,6 | 22, 23, 24 |
| AS 205 B (S) | 125 | M0,1 | 0,3 | 2,19 | $2{,}09.10^{-7}$ | – | 17, 23 |
| GSS 26 | 135 | M0 | 0,56 | 1,39 | – | 0.5 | 25, 26 |
| GSS 39 | 135 | M1 | 0,6 | 1 | $3{,}70.10^{-8}$ | 1 | 27, 24, 28 |
| WL 18 | 135 | K7 | – | 0,3 | – | – | 29, 30 |
| WL 14 | 135 | – | – | – | – | – | |
| ISO-Oph 102 | 135 | M6 | 0,06 | 0,08 | $1{,}00.10^{-9}$ | – | 31 |
| YLW 16c | 135 | M1 | 0,48 | 1,11 | – | 0.5 | 25, 26 |
| ROX 25 | 135 | – | – | – | – | – | |
| Flying Saucer | 120 | M1 | – | 0,14 | – | – | 32 |
| AS 209 | 125 | K5 | 1,4 | 2,5 | $3{,}02\ .10^{-8}$ | 0,5 | 33, 23, 24 |
| V4046 Sgr | 54 | – | – | – | – | – | |
| **Disques Herbig AeBe** | | | | | | | |
| V892 Tau | 140 | B8 | 2,8 | 38,8 | – | 46 | 7, 2 |
| AB Aur | 139 | A1 | 2,6 | 51,3 | $1{,}41\ .10^{-7}$ | 3,94 | 7, 19 |
| MWC 480 | 146 | A4,5 | 1,91 | 19,1 | $<5{,}89\ .10^{-8}$ | 7,1 | 34, 2, 8 |
| MWC 758 | 279 | A3 | 1,8 | 17,4 | $8{,}90\ .10^{-7}$ | 3,5 | 35, 36, 37, 38 |
| HD 245185 | 450 | A1 | 2,2 | 22,9 | – | 7.97 | 7 |
| CQ Tau | 113 | F3 | 1,6 | 7,1 | $<5{,}01\ .10^{-9}$ | 13,27 | 7, 8 |
| HD 100546 | 97 | B9 | 2,5 | 40,7 | $9{,}12\ .10^{-8}$ | 3,46 | 39, 40, 20 |
| AK Sco | 103 | F5 | 2,49 | – | – | – | 41 |
| HD 163296 | 119 | A1 | 2,49 | 33,9 | $3{,}23\ .10^{-8}$ | 3 | 19, 40, 20 |
| HD 169142 | 145 | A5 | 2 | 18,2 | $3{,}98\ .10^{-8}$ | 5,42 | 19, 40 |
| **Disques WTTS** | | | | | | | |
| J04182+16584 | 135 | K5 | – | – | – | | |
| J04192+28261 | 135 | K7 | 0,67 | – | $< 1{,}00.10^{-11}$ | 3,5 | 42, 43 |
| J04242+26500 | 135 | M2 | 0,35 | – | $< 1{,}00.10^{-11}$ | 6,7 | 42, 43 |
| J04314+28590 | 135 | F5 | – | – | $< 1{,}00.10^{-11}$ | – | 42, 43 |
| J04325+17353 | 135 | M2 | 0,36 | – | – | 3.1 | 42 |
| J04330+29214 | 135 | B9 | – | – | $< 1{,}00.10^{-11}$ | – | 42, 43 |
| J04364+24125 | 135 | F2 | – | – | $< 1{,}00.10^{-11}$ | – | 42, 43 |
| J04403+25190 | 135 | M5 | 0,17 | – | $< 1{,}00.10^{-11}$ | – | 42 |
| J04420+25225 | 135 | K7 | 0,65 | – | – | – | 42 |
| J08413-79033 | 97 | M3 | 0,27 | – | – | 3.4 | 42 |
| J08422-79040 | 97 | M3 | 0,31 | – | – | 15 | 42 |

TABLE A.2 – suite.

| Nom | Dist. (pc) | Type spectral | $M_\star$ ($M_\odot$) | $L_\star$ ($L_\odot$) | $\dot{M}_{acc}$ ($M_\odot$/yr) | Age ($\times 10^6$ ans) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| J11073-77344 | 160 | M4 | 0,20 | – | – | 12.4 | 42 |
| J11124-77222 | 160 | G8 | 1,4 | – | – | 6.9 | 42 |
| J16002-41535 | 150 | M5,3 | 0,17 | – | – | 26.3 | 42 |
| J16010-33201 | 150 | G8 | 1,1 | – | – | 7.7 | 42 |
| J16031-32392 | 150 | K7 | 0,7 | – | – | 2.6 | 42 |
| J16085-39023 | 200 | M6 | 0,1 | – | – | 6.6 | 42 |
| J16124-19241 | 119 | K8 | 0,64 | – | – | 2.2 | 42 |
| J16220-19530 | 119 | M3,7 | 0,34 | – | – | 9.9 | 42 |
| J16223-23455 | 119 | M2,5 | 0,33 | – | – | 3 | 42 |
| J16251-24560 | 119 | M0 | 0,56 | – | – | 4.2 | 42 |
| J16275-24405 | 129 | K7 | 0,77 | – | – | 4.7 | 42 |
| J19002-36560 | 129 | M4 | 0,24 | – | – | 10.2 | 42 |
| J19012-37014 | 116 | M3,8 | 0,21 | – | – | – | 42 |
| **Disques hybrides** | | | | | | | |
| 49 Ceti | 59 | A1 | 2.17 | 21.8 | – | 8.9 | 44 |
| HD 21997 | 72 | A3 | 1.8 | – | – | 30 | 45 |
| HD 131835 | 122 | A2 | – | – | – | 16 | 46 |
| HIP 76310 | 151 | A0 | 2.2 | 26.9 | – | 10 | 53, 52 |
| HD 141569 | 116 | A0 | 2.18 | 22.9 | $2.24 \times 10^{-8}$ | 6.65 | 34, 40, 20 |
| HIP 84881 | 118 | A0 | 2.9 | 15 | – | 10 | 52 |
| **Disques de débris** | | | | | | | |
| HD 225200 | 129 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 2772 | 116 | B8 | – | – | – | – | |
| HD 14055 | 34 | A1 | – | – | – | – | |
| HD 15115 | 45 | F2 | – | – | – | – | |
| HD 17848 | 51 | A2 | – | – | – | – | |
| HD 21620 | 149 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 23642 | 106 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 24966 | 104 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 30422 | 56 | A3 | – | – | – | – | |
| HD 31295 | 36 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 35850 | 27 | F8 | 1,2 | 1,78 | $2{,}41.10^{-12}$ | – | 3 |
| HD 38206 | 69 | A0 | – | – | – | – | |
| $\beta$ Pic | 19 | A6 | – | – | – | 20 | 47 |
| HD 42111 | 201 | A3 | – | – | – | – | |
| HD 54341 | 102 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 71043 | 73 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 71155 | 38 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 78702 | 84 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 136246 | 144 | A1 | – | – | – | – | |

TABLE A.2 – suite.

| Nom | Dist. (pc) | Type spectral | $M_\star$ ($M_\odot$) | $L_\star$ ($L_\odot$) | $\dot{M}_{acc}$ ($M_\odot$/yr) | Age ($\times 10^6$ ans) | Réf. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| HD 159082 | 135 | B9 | – | – | – | – | |
| HD 164249 | 48 | F6 | – | – | – | – | |
| HD 166191 | 119 | F8 | – | – | – | – | |
| HD 181296 | 48 | A0 | – | – | – | – | |
| HD 182681 | 69 | B9 | – | – | – | – | |
| HD 218396 | 39 | A5 | – | – | – | – | |
| HD 220825 | 47 | A2 | – | – | – | – | |

References : 1 - Luhman et al. [2010] ; 2 - Andrews et al. [2013] ; 3 - Rigliaco et al. [2015] ; 4 - Hartigan and Kenyon [2003] ; 5 - Hartmann et al. [1998] ; 6 - Hartigan et al. [1995] ; 7 - Hernández et al. [2004] ; 8 - Mendigutía et al. [2011] ; 9 - White and Ghez [2001] ; 10 - Duchêne et al. [1999] ; 11 - White et al. [1999] ; 12 - Hartigan et al. [1994] ; 13 - Mathieu et al. [1997] ; 14 - Czekala et al. [2016] ; 15 - Espaillat et al. [2010] ; 16 - Schneider et al. [2012] ; 17 - Herczeg and Hillenbrand [2014] ; 18 - Vacca and Sandell [2011] ; 19 - Garcia Lopez et al. [2006] ; 20 - Fairlamb et al. [2015] ; 21 - Natta et al. [2004b] ; 22 - Bast et al. [2011] ; 23 - Salyk et al. [2013] ; 24 - Andrews et al. [2009] ; 25 - Ricci et al. [2010] ; 26 - Reboussin et al. [2015a] ; 27 - Natta et al. [2006] ; 28 - Isella et al. [2009] ; 29 - Wilking et al. [2005] ; 30 - Andrews et al. [2010] ; 31 - Natta et al. [2004a] ; 32 - Grosso et al. [2003] ; 33 - Herbig and Bell [1988] ; 34 - Mora et al. [2001] ; 35 - Beskrovnaya et al. [1999] ; 36 - Wade et al. [2007] ; 37 - Donehew and Brittain [2011] ; 38 - Meeus et al. [2012] ; 39 - van Boekel et al. [2005] ; 40 - Manoj et al. [2006] ; 41 - Czekala et al. [2015] ; 42 - Hardy et al. [2015] ; 43 - Cieza et al. [2012] ; 44 - Montesinos et al. [2009] ; 45 - Torres et al. [2006] ; 46 - Pecaut et al. [2012] ; 47 - Binks and Jeffries [2014] ; 48 - Kraus et al. [2014] ; 49 - Bowler et al. [2014] ; 50 - Piétu et al. [2003] ; 51 - Williams et al. [2013] ; 52 - Lieman-Sifry et al. [2016] ; 53 - **?** ;.
En l'absence de référence, les informations proviennent de SIMBAD [1].

1. http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/

Annexe B

# Liste des publications, communications et demandes d'observations

## Sommaire


**B.1 Publications . . . . . 168**
B.1.1 Revues à comité de lecture . . . . . 168
B.1.2 Revues de conférences . . . . . 168
**B.2 Communications . . . . . 168**
**B.3 Demandes d'observations . . . . . 168**
B.3.1 ALMA . . . . . 168
B.3.2 NOEMA . . . . . 169
B.3.3 30 m (IRAM) . . . . . 169
B.3.4 APEX . . . . . 169
B.3.5 SPHERE . . . . . 169

# B.1 Publications

## B.1.1 Revues à comité de lecture

J. Péricaud, E. Di Folco, A. Dutrey, S. Guilloteau et V. Piétu. The hybrid disks : a search and study to better understand evolution of disks. Soumission A&A fin juillet 2016.

E. Di Folco, J. Péricaud, A. Dutrey, S. Guilloteau et V. Piétu. Dissipation of gas in the hybrid disk HD 141569A. En préparation.

C. Perrot, A. Boccaletti, E. Pantin, J.-C. Augereau, A.-M. Lagrange, R. Galicher, A.-L. Maire, J. Milli, G. Rousset et 38 coauteurs. Discovery of concentric broken rings at sub-arcsec separations in the HD 141569A gas-rich, debris disk with VLT/SPHERE. A&A, 590 : L7.

## B.1.2 Revues de conférences

J. Péricaud, E. Di Folco, A. Dutrey, J.-C. Augereau, V. Piétu, et S. Guilloteau. HD141569A : Disk Dissipation Caught in Action. IAUS 314, 201.

# B.2 Communications

J. Péricaud, E. Di Folco, A. Dutrey, J.-C. Augereau, V. Piétu, et S. Guilloteau. HD141569A : Disk Dissipation Caught in Action. Poster, conférence “Characterizing Planetary Systems Across the HR Diagram”, Cambridge, Royaume-Uni, 2014.

J. Péricaud, E. Di Folco, A. Dutrey, J.-C. Augereau, V. Piétu, et S. Guilloteau. HD141569A : Disk Dissipation Caught in Action. Poster, conférence “Thirty years of $\beta$ Pic and debris disk studies”, Paris, France, 2014.

J. Péricaud, E. Di Folco, A. Dutrey, J.-C. Augereau, V. Piétu, et S. Guilloteau. HD141569A : Disk Dissipation Caught in Action. Poster, conférence “IAUS 314 : Youg Stars & Planets Near the Sun”, Atlanta, Etats-Unis, 2015.

J. Péricaud, E. Di Folco, A. Dutrey, J.-C. Augereau, V. Piétu, et S. Guilloteau. The HD 141569A hybrid disk. Présentation orale, conférence “SF2A”, Toulouse, France, 2015.

J. Péricaud, E. Di Folco, A. Dutrey, J.-C. Augereau, V. Piétu, et S. Guilloteau. The HD 141569A hybrid disk. Présentation orale, conférence “45th Young European Radio Astronomers Conference”, Ventspils, Lettonie, 2015.

# B.3 Demandes d’observations

## B.3.1 ALMA

**Projet 2013.1.00883.S (observé).** PI : J. Péricaud. Co-Is : E. Di Folco, A. Dutrey, J.-C. Augereau, B. Dent, S. Guilloteau, J. Lebreton, V. Piétu et W.-F Thi. HD 141569 : Pristine gas and

evolved dust.

### B.3.2 NOEMA

**Projet X070 (observé).** PI : J. Péricaud. Co-Is : E. Di Folco, A. Dutrey, V. Piétu, S. Guilloteau et J.-C. Augereau. HD141569 : disk dissipation caught in action.

**Projet S15AW (observé).** PI : J. Péricaud. Co-Is : E. Di Folco, A. Dutrey, S. Guilloteau, V. Piétu et J.-C. Augereau. Dynamics in the dissipating HD 141569 disk.

**Projet X–7 (observé).** PI : A. Dutrey. Co-Is : J. Péricaud, E. Di Folco, S. Guilloteau, V. Piétu et J.-C. Augereau. HD141569 : disk dissipation caught in action - DDT request 12CO 2-1.

**Projet W15BA (accepté).** PIs : E. Di Folco, V. Piétu. Co-Is : S. Guilloteau, A. Dutrey, Y. Boehler et J. Péricaud. Gas dissipation in T Tauri disks.

### B.3.3 30 m (IRAM)

**Projet 172-14 (observé).** PI : J. Péricaud. Co-Is : E. Di Folco, A. Dutrey, S. Guilloteau et V. Piétu. A deep search for (primordial ?) CO gas in hybrid disks.

**Projet 049-15 (observé).** PI J. Péricaud. Co-Is : E. Di Folco, A. Dutrey, S. Guilloteau, J.-C. Augereau et V. Piétu. The molecular content of hybrid disks : HD141569A as a case study.

### B.3.4 APEX

**Projet 094.C-0161 (observé).** PI : J. Péricaud. Co-Is : E. Di Folco, A. Dutrey, S. Guilloteau et V. Piétu. A deep search for (primordial ?) CO gas in hybrid disks.

**Projet 095.C-0742 (observé).** PI : J. Péricaud. Co-Is : E. Di Folco, A. Dutrey, S. Guilloteau et V. Piétu. A deep search for (primordial ?) CO gas in hybrid disks.

**Projet 098.C-0628.** PI : E. Di Folco. Co-Is : J. Péricaud, A. Dutrey, S. Guilloteau et V. Piétu. Extending the search for primordial CO gas in high-luminosity, hybrid disks.

### B.3.5 SPHERE

**Projet 095.C-0381 (observé).** PI : A. Boccaletti. Co-Is : J. Mazoyer, E. Pantin, A.-M. Lagrange, J.-C. Augereau, J. Milli, C. Perrot, R. Galicher, P. Baudoz, E. Di Folco, J. Péricaud, A. Dutrey, V. Christiaens et S. Casassus. Investigating the inner part of a transitional disk.