



HAL
open science

Modélisation des disques protoplanétaires Vers une compréhension de leur évolution

Christophe Pinte

► **To cite this version:**

Christophe Pinte. Modélisation des disques protoplanétaires Vers une compréhension de leur évolution. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT: . tel-00180097v1

HAL Id: tel-00180097

<https://theses.hal.science/tel-00180097v1>

Submitted on 17 Oct 2007 (v1), last revised 17 Oct 2007 (v2)

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

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

Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier
Spécialité : Astronomie & Astrophysique

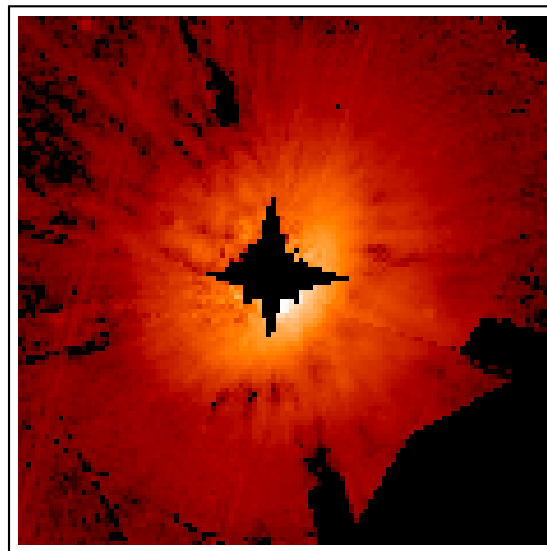
Modélisation des disques protoplanétaires

Vers une compréhension de leur évolution

Présentée par

Christophe Pinte

pour obtenir le diplôme de docteur de l'Université Joseph Fourier



Soutenue le 27 octobre 2006 devant le jury composé de :

M. Jean-Louis Monin	Président
M. Tim Harries	Rapporteur
M. Philippe Stee	Rapporteur
M. Jean-François Gonzalez	Examineur
M. Thierry Montmerle	Examineur
M. François Ménard	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Naissance d'un système planétaire	1
1.1.1	Un peu d'histoire	1
1.1.2	Formation des étoiles de faible masse	3
1.1.3	L'environnement circumstellaire	4
1.2	La poussière dans les disques : propriétés et évolution	8
1.2.1	La poussière interstellaire	9
1.2.2	Modèles de poussière	9
1.2.3	Croissance et évolution des grains : les premières phases de la formation planétaire	11
1.2.4	Sédimentation, dynamique de la poussière	12
1.3	Observations des disques	14
1.3.1	Distribution spectrale d'énergie	15
1.3.2	Images en lumière diffusée	16
1.3.3	Spectroscopie infrarouge	18
1.3.4	Interférométrie infrarouge	20
1.3.5	Domaine millimétrique	21
1.4	Qu'entendons-nous par modèles de disques?	22
1.4.1	Modélisation de la structure du disque	24
1.4.2	Modélisation du transfert radiatif	24
1.5	Objectifs et travail de thèse	25
2	Modélisation du transfert radiatif	27
2.1	Le problème du transfert radiatif	27
2.2	La méthode Monte Carlo	29
2.2.1	Principe général du code	29
2.2.2	Pourquoi faire confiance au hasard?	31
2.2.3	Nombres aléatoires	35
2.3	Nouveaux développements et caractéristiques du code	36
2.4	Hypothèses, domaines d'application et limites du modèle	37
2.4.1	Système de coordonnées et géométrie du modèle	37
2.4.2	Propriétés des grains	39
2.4.3	Régime stationnaire et propagation instantanée	40
2.4.4	Diffusion de la lumière	40
2.4.5	Grains en équilibre radiatif	41
2.5	La vie d'un photon	41

2.5.1	Génération des photons	41
2.5.2	Énergie et longueurs d'onde des paquets	45
2.5.3	Longueur de vol	45
2.5.4	Production des quantités observables	49
2.6	Traitement de la diffusion	50
2.6.1	Formalisme de Stokes	51
2.6.2	Diffusion par des grains aléatoirement orientés	52
2.6.3	Polarisabilité	52
2.6.4	Quelques remarques sur la distribution angulaire de rayonnement	53
2.6.5	Distribution en taille de grains	60
2.6.6	Nouvelle direction de vol	63
2.6.7	Calcul des nouveaux paramètres de Stokes	63
2.6.8	Échantillonnage du champ de rayonnement : production des images	65
2.7	Calcul de l'émission thermique du disque	67
2.7.1	Correction en température et ajustement de la distribution en longueurs d'onde	67
2.7.2	Taux d'absorption et intensité spécifique moyenne	70
2.7.3	Résolution de l'équilibre radiatif	71
2.7.4	Échantillonnage du champ de rayonnement : production des SED	72
2.7.5	Zone sombre : cas très opaque	76
2.7.6	Équilibre radiatif d'une distribution en taille des grains	76
2.7.7	Autres processus de chauffage	79
2.8	Validation du code	80
2.8.1	Modèle de référence à deux dimensions	81
2.8.2	Tests numériques supplémentaires, stabilité du code	82
2.8.3	Polarisation linéaire	87
2.8.4	Cas optiquement mince	89
2.8.5	Échantillonnage spatial du champ de rayonnement	89
2.8.6	Chauffage différentiel des grains	89
2.9	Résumé et perspectives	95
Annexe	97
	Publication A : Monte Carlo radiative transfer in protoplanetary disks	98
A.1	<i>Introduction</i>	98
A.2	<i>Description of the numerical code</i>	99
A.3	<i>Tests and validation of MCFOST</i>	102
A.4	<i>Example of applications of MCFOST</i>	103
A.5	<i>Summary</i>	106
3	Modélisation multi-longueurs d'onde et multi-techniques	109
3.1	Cadre de l'étude	109
3.1.1	Sélection des jeux de données	110
3.1.2	Définitions des modèles	111
3.1.3	Ajustement des modèles	111
3.2	IM Lup	112
3.2.1	Images en lumière diffusée	112
3.2.2	SED et spectroscopie infrarouge	112
3.2.3	Analyses qualitatives	112
3.2.4	Modélisation et ajustements	115
3.2.5	Résultats	117
3.2.6	Discussion	121

3.3	IRAS 04158+2805	123
3.3.1	Modélisation et analyses	123
	Publication B : Multiwavelength studies of the gas and dust disk of	
	IRAS 04158+2805	124
	<i>B.1 Introduction</i>	<i>124</i>
	<i>B.2 Observations and data reduction</i>	<i>125</i>
	<i>B.3 Results</i>	<i>126</i>
	<i>B.4 Modelling of the dust disk</i>	<i>128</i>
	<i>B.5 Discussion</i>	<i>131</i>
	<i>B.6 Conclusion</i>	<i>133</i>
3.3.2	Perspectives	135
3.4	GG Tau	136
3.4.1	Multiplicité des étoiles jeunes	136
3.4.2	GG Tau : un anneau circumbinaire	137
3.4.3	Un disque stratifié ?	137
3.4.4	Nouvelle modélisation	140
3.4.5	Polarisation et rapports de flux	146
3.4.6	Résumé et développements futurs	147
3.5	Conclusions et perspectives	149
4	Signatures observationnelles de la sédimentation des grains	151
4.1	Vers une meilleure description des disques stratifiés	151
4.2	Modélisation hydrodynamique	152
4.2.1	Description du code	152
4.2.2	Couplage des codes hydrodynamiques et de transfert radiatif	153
4.3	Étude d'un disque d'étoile T Tauri	155
4.3.1	Distribution de poussière	155
4.3.2	Images en lumière diffusée	155
4.3.3	Distribution spectrale d'énergie	159
4.4	Étude d'un disque circumbinaire	160
4.4.1	Distribution de poussière	161
4.4.2	Images en lumière diffusée	162
4.5	Résumé et prochaines étapes	164
5	Tomographie de la région magnétosphérique	167
5.1	Indices observationnels de l'accrétion magnétosphérique	167
5.2	AA Tau : une vue directe sur la région magnétosphérique	168
5.2.1	Un petit résumé des observations	168
5.2.2	Interprétations	170
5.3	Définition du modèle	173
5.4	Résultats	174
5.4.1	Paramètres pertinents	174
5.4.2	Simulations numériques	175
5.4.3	Contraintes sur les paramètres	177
5.5	Discussion	179
5.5.1	Confirmation de l'extinction circumstellaire	179
5.5.2	Géométrie du disque d'accrétion	180
5.5.3	Accrétion non stationnaire	181
5.5.4	Excès infrarouge	181
5.6	Influence de taches chaudes	182
5.6.1	Tache placée derrière le mur	182

5.6.2	Tache décalée en phase	182
5.7	Vitesses radiales	183
	Publication C : Magnetospheric accretion-ejection processes in the classical T Tauri star AA Tau	184
	<i>C.1 Introduction</i>	184
	<i>C.2 Observations</i>	185
	<i>C.3 Results</i>	186
	<i>C.4 Discussion</i>	192
	<i>C.5 Conclusions</i>	195
5.8	Résumé et perspectives	198
6	Environnement des naines brunes et étoiles Herbig Ae/Be	199
6.1	Disques autour des étoiles Herbig Ae/Be	199
6.1.1	Formation des étoiles de masse intermédiaire	199
6.1.2	Imagerie du disque de HD 97048 en émission PAH	200
	Publication D : Anatomy of a flaring proto-planetary disk around a young intermediate-mass star	201
6.1.3	Perspectives	204
6.2	Disques autour des naines brunes	204
6.2.1	Formation des naines brunes	204
6.2.2	Disques des naines brunes du Taureau et leur environnement	204
	Publication E : On the circumstellar environnement of brown dwarfs in Taurus	205
	<i>E.1 Introduction</i>	205
	<i>E.2 Observations and results</i>	206
	<i>E.3 Disk models</i>	211
	<i>E.4 Discussion</i>	213
	<i>E.4 Conclusions</i>	214
6.2.3	Perspectives	216
7	Évolution des disques	217
7.1	D'un disque de gaz à un disque de débris	217
7.2	Modélisation des images en lumière diffusée et de la SED de HD 181327	218
	Publication F : Discovery of an 86 AU radius Debris Ring around HD181327	219
	<i>F.1 Introduction</i>	219
	<i>F.2 Nicmos observations and data processing</i>	220
	<i>F.3 ACS observations</i>	221
	<i>F.4 Spitzer/MIPS and IRAS photometry</i>	223
	<i>F.5 The HD 18137 ring-like disk</i>	223
	<i>F.6 Nicmos + ACS</i>	227
	<i>F.7 Disk/grain properties</i>	229
	<i>F.8 Grain size distribution</i>	231
	<i>F.9 Discussion</i>	233
	<i>F.10 Summary</i>	234
7.3	Prochaines étapes	237
	Conclusions et perspectives	239
	Références bibliographiques	243

Table des figures

1.1	Distribution spectrale d'énergie typique d'une étoile T Tauri	3
1.2	Diagramme Hertzsprung-Russel du nuage du Taureau	5
1.3	Étapes de la formation stellaire	6
1.4	Accrétion magnétosphérique	7
1.5	Deux exemples de grains de poussière	10
1.6	Orbites du gaz et de la poussière dans un disque	12
1.7	Trajectoires des grains de poussière dans le plan (t, z)	13
1.8	Imagerie à haute résolution de disques vus par la tranche	17
1.9	Complémentarité des observations à différentes longueurs d'onde	23
2.1	Schéma général du code	30
2.2	Propagation des photons	42
2.3	Détermination du point de sortie radial d'un photon	47
2.4	Détermination du point de sortie vertical d'un photon	47
2.5	Détermination du point de sortie azimutal d'un photon	48
2.6	Polarisabilité pour une taille unique de grain	53
2.7	Polarisabilité pour une distribution en taille de grains	54
2.8	Comparaison des fonction de phase : théorie de Mie et Henyey-Greenstein	56
2.9	Images de disques avec différentes fonctions de phase	56
2.10	Différence des images	60
2.11	Fonctions de répartition des longueurs de vol et optique.	66
2.12	Efficacité de la méthode de redistribution du bruit	68
2.13	Distribution en longueurs d'onde avec correction en température	69
2.14	Information créée par un photon lors de sa propagation	71
2.15	Influence de la résolution de la grille au bord interne	75
2.16	Température radiale et verticale	83
2.17	SED du modèle de référence à deux dimension	84
2.18	Différences entre les SEDs modélisées	85
2.19	Stabilité vis-à-vis de la résolution en inclinaison	86
2.20	Stabilité vis-à-vis de la résolution spatiale	86
2.21	Stabilité vis-à-vis de la coupure verticale	87
2.22	Polarisation en fonction de l'inclinaison pour différentes profondeurs optiques	88
2.23	Profils de brillance	90
2.24	Comparaison des profils de brillance avec et sans la méthode d'uniformisation du bruit dans l'image	91

2.25	Distribution de température dans le cas optiquement mince	91
2.26	Différence de température	92
2.27	SEDs des étapes 1 et 2 dans le cas du chauffage différentiel des grains	93
2.28	SEDs des étapes 1 et 2, sans l'algorithme d'accélération	94
2.29	SED sans la méthode d'accélération	95
3.1	Images en lumière diffusée de IM Lup	113
3.2	SED et spectre IRS de IM Lup	113
3.3	Analyse qualitative de la SED de IM Lup	115
3.4	Définition des paramètres géométriques des images	116
3.5	Courbes de probabilité des différents paramètres pour les images en lumière diffusée	118
3.6	Courbes de probabilité des différents paramètres pour la SED	119
3.7	Courbes de probabilité des différents paramètres pour les images en lumière diffusée et la SED simultanément	120
3.8	SED du meilleur modèle	121
3.9	Images en lumière diffusée du meilleur modèle	122
3.10	Raies de silicates et de CO ₂ en absorption	135
3.11	Formation d'un système multiple	136
3.12	Environnement d'une binaire serrée	137
3.13	Images synthétiques et observées de GG Tau	138
3.14	Profils radiaux de brillance observés	139
3.15	Image synthétique avec uniquement une stratification verticale	141
3.16	Représentation schématique de la stratification radiale et verticale	142
3.17	Profils azimutaux de brillance du meilleur modèle avec stratification	143
3.18	Courbes de probabilité dans le cas avec sédimentation	143
3.19	Profils azimutaux de brillance du meilleur modèle sans stratification	145
3.20	Courbes de probabilité dans le cas sans sédimentation	145
3.21	Cartes de polarisation de GG Tau à 1 μm observées et simulées	146
3.22	Comparaison des anciennes et nouvelles modélisations	148
3.23	Modélisation préliminaire du disque de HK Tau	150
4.1	Ajustement, pour des particules de 5 μm dans le disque circumbinaire	154
4.2	Distribution spatiale des grains en fonction de leur taille	156
4.3	Ajustements de H et Σ pour de disque circumstellaire	157
4.4	Images en lumière diffusée avec et sans sédimentation	158
4.5	Profils de brillance avec et sans sédimentation	158
4.6	Polarisation avec et sans sédimentation	159
4.7	SEDs avec et sans stratification	160
4.8	Profils verticaux de température	161
4.9	Densité de la poussière dans le disque circumbinaire	162
4.10	Échelle de hauteur et densité de surface pour les grains de 1 à 10 μm dans le disque circumbinaire	162
4.11	Images synthétiques du disque circumbinaire	163
4.12	Profils azimutaux de brillance	163
5.1	Variations photométriques et excès de couleur	169
5.2	Variations photométriques et polarimétriques de AA Tau	169
5.3	Paramètres de Stokes observés pour AA Tau	169
5.4	Observation coronographique du disque de AA Tau	171

5.5	Interprétation des courbes de lumières	172
5.6	Description schématique du modèle	173
5.7	Courbes de lumière du meilleur modèle	175
5.8	Influence de l'épaisseur optique du mur	178
5.9	Influence de la taille maximale des grains	180
5.10	Influence d'une tache chaude décalée de 90°	183
7.1	Fonction de phase d'agrégats plus ou moins compacts	238

Remerciements

Comme le veut la tradition, je vais tenter de satisfaire au délicat exercice des remerciements, peut-être la tâche la plus ardue de ces années de thèse. Non qu'exprimer ma gratitude envers les personnes en qui j'ai trouvé un soutien me soit difficile, bien au contraire. La difficulté tient plutôt dans le fait de n'oublier personne. C'est pourquoi, je remercie par avance ceux dont le nom n'apparaît pas dans cette page et qui m'ont aidé d'une manière ou d'une autre.

La première personne que je souhaite remercier est François Ménard, qui a su me laisser la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux, tout en y gardant un œil critique et avisé. Je lui suis très reconnaissant de la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer mon stage de DEA puis ma thèse. J'ai par ailleurs particulièrement apprécié sa disponibilité, son enthousiasme permanent et les précieux conseils qu'il a su me donner tout au long de la thèse. Nos continuelles discussions ont sans aucun doute été la clef de l'aboutissement de cette thèse et c'est avec un très grand plaisir que j'ai travaillé à ses côtés.

J'adresse également un grand merci à Gaspard Duchêne pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée tout au long de ces trois années, pour les nombreuses discussions que nous avons échangées et pour avoir essayé de me sensibiliser aux problématiques observationnelles (j'espère qu'il y est un peu parvenu ...).

Je tiens à remercier les différentes personnes avec qui j'ai eu la chance de pouvoir collaborer dans cette thèse et qui m'ont ouvert de nouvelles perspectives pour l'étude des disques, en particulier les membres de l'équipe FOST : Jean-Charles Augereau, Sylvain Guieu, Jean-Louis Monin, Jean-Philippe Berger, Jérôme Bouvier, Myriam Benisty, Fabien Malbet, Catherine Dougados, Émilie Herwats.

J'ai également été très heureux de travailler avec Laure Fouchet et Jean-François Gonzalez sur l'étude de la dynamique de la poussière.

Je remercie aussi mes collaborateurs plus lointains : C. McCabe, K. Stapelfeldt, G. Schneider, D. Padgett, P.O. Lagage, E. Pantin, C. Doucet, E. Habart, A. Glauser, M. Güdel grâce à qui j'ai pu avoir accès aux nombreuses données observationnelles sur lesquelles s'appuie cette thèse.

Merci au Service Commun de Calcul Intensif (SCCI) pour les nombreuses heures de calcul fournies sans laquelle cette thèse n'aurait pu voir le jour et en particulier à Françoise Roch et Nicolas Capit qui m'ont apporté une aide très appréciable lors de la mise au point et de l'exploitation à grande échelle du code.

Je remercie Tim Harries et Philippe Stee de m'avoir fait l'honneur d'être rapporteurs de cette thèse. Merci à Jean-François Gonzalez, Jean-Louis Monin et Thierry Montmerle d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Le Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble est un cadre privilégié pour effectuer une thèse et je remercie *en vrac* tous ses membres pour les excellents moments que j'y ai passés. Je remercie plus particulièrement mes collègues de bureau, Ludovic Saugé et Sylvain Guieu (qui a en outre eu la lourde tâche de m'initier à Yorick) et mes compagnons de virées en vélo, François, Xavier, et Jean-Louis (c'est promis, j'essaierai d'améliorer mes reflexes en cas de freinage d'urgence ...).

Je termine par un grand merci à ma famille qui a toujours été présente lorsque j'en ai eu besoin et a fait preuve d'un irremplaçable et inconditionnel soutien.

Avant propos

Formation stellaire, évolution des disques et formation planétaire sont intimement liées. Avec les nouveaux moyens observationnels, notamment dans le domaine infrarouge, le berceau des planètes – les disques circumstellaires de poussière – peuvent maintenant être étudiés avec un niveau de détails sans précédent, permettant de tester les théories de formation planétaire. La première étape de la formation des planètes est la coagulation de la poussière. Les grains de tailles inférieures au micromètre grossissent pour former des agrégats qui vont finalement donner naissance à des planétésimaux de taille kilométrique. Cette première étape est d'un intérêt tout particulier, c'est la phase pour laquelle nous disposons du plus de contraintes observationnelles, avec des observations sur une très large gamme de longueurs d'onde.

Pour mieux comprendre les processus qui régissent la croissance des grains, nous nous sommes concentrés sur la complémentarité entre les images en lumière diffusée à plusieurs longueurs d'onde, les cartes de polarisation, les spectres infrarouges et les distributions spectrales d'énergie. Avec la richesse de données devenant disponibles, du visible au domaine radio, des études fines du contenu en poussière et de l'évolution des disques deviennent possibles et de puissants codes de transfert radiatif sont nécessaires pour exploiter pleinement les données. Le premier volet de cette thèse fut de développer un tel code, basé sur la méthode Monte Carlo. Le second volet est le début de l'exploitation scientifique de cet outil, que nous utilisons pour des modélisations multi-longueurs d'onde et multi-techniques de l'environnement de quelques objets jeunes : IM Lup, IRAS 04158+2805, GG Tau, AA Tau, ...

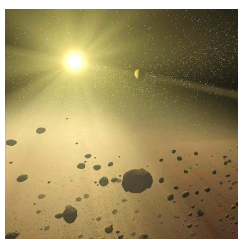
1

Introduction

Sommaire

1.1	Naissance d'un système planétaire	1
1.2	La poussière dans les disques : propriétés et évolution	8
1.3	Observations des disques	14
1.4	Qu'entendons-nous par modèles de disques ?	22
1.5	Objectifs et travail de thèse	25

1.1 Naissance d'un système planétaire



Il est difficile d'évoquer les disques protoplanétaires sans penser à notre système solaire, qui est très probablement le fruit de l'évolution d'un disque entourant le soleil primitif. Le système solaire tel que nous le connaissons aujourd'hui comprend huit planètes, une ceinture d'astéroïde, et deux zones de noyaux cométaires : la ceinture de Kuiper et le nuage d'Oort, derniers vestiges de la nébuleuse protosolaire. Comprendre les processus de formation des étoiles, et surtout de ceux des planètes, est une question fondamentale dans la recherche de nos origines. Bien que cette question soit l'une des plus vieilles en astrophysique, elle a suscité un intérêt nouveau depuis la découverte de systèmes planétaires extrasolaires, aux propriétés variées, et surtout notablement différentes de celles de notre système solaire.

1.1.1 Un peu d'histoire

Le premier scénario global de formation du système solaire fut formulé par Immanuel Kant (1755). Le philosophe allemand postulait que le soleil et son cortège de planètes avaient la même origine et qu'ils se seraient formés à partir de la contraction d'une nébuleuse. De cette nébuleuse naîtrait un disque en rotation, siège de la formation des planètes. En 1796, le mathématicien français Pierre Simon de Laplace formula une hypothèse similaire. Alors que l'approche de Kant était essentiellement philosophique, et ne prenait en compte que les effets de la gravitation, Laplace prenait en considération les effets possibles du moment cinétique, qui catapultait de la matière du nuage en contraction, matière qui condenserait éventuellement en planètes. À partir de 1747, Georges-Louis Leclerc de Buffon, dans son *Histoire naturelle*,

développa un scénario concurrent, postulant que le passage d'une étoile à proximité du soleil aurait arraché des filaments de matière au Soleil, par l'effet des forces de marée, filaments qui se seraient ensuite condensés en planètes. Pendant une bonne partie de XIX^{ème} siècle, cette théorie de la quasi-collision fut préférée. La théorie de la nébuleuse de Kant-Laplace fut critiquée, notamment par James Clerk Maxwell, qui montra que si la matière des planètes connues avait un jour été distribuée autour du Soleil sous la forme d'un disque, sa rotation différentielle aurait empêché la création de planètes. Une autre objection mentionnait que le Soleil possédait un moment angulaire inférieur à ce que la théorie de la nébuleuse indiquait. Les bases de la théorie de la quasi-collision furent établies par Jeffreys (1918). Mais Russell (1935) montra qu'il est impossible d'arracher de la matière au soleil avec des vitesses de l'ordre de quelques dizaines de km.s^{-1} , typique des vitesses stellaires observées et Spitzer (1939) qu'un tel filament serait dispersé du fait de sa pression interne, et la théorie nébulaire revint en force vers le milieu du XX^{ème} siècle. Parallèlement, le début du XX^{ème} siècle fut marqué par une intense activité à appliquer les lois de la thermodynamique développée au siècle précédent, avec des contributions de J. Jeans, A.S. Eddington et R. Emden. Ainsi en 1902, Jeans formula pour la première fois le critère qui est connu de nos jours comme la masse de Jeans, décrivant l'amorce de l'effondrement gravitationnel d'une sphère de gaz uniforme.

D'un point de vue observationnel, Joy (1942, 1945, 1949) publiait une série d'articles dans lesquels il rassemblait une dizaine d'objets du nuage du Taureau aux caractéristiques marquantes. Ces objets de faible luminosité présentaient un type spectral d'étoiles froides avec de fortes raies d'émission, semblables à celle de la chromosphère solaire, ainsi que de fortes variations photométriques. Enfin, ces étoiles étaient associées à des nébuleuses en absorption ou réflexion. Joy nomma ces objets étoiles T Tauri, d'après le nom de l'objet le plus étudié de cette liste, l'étoile T Tau, dont la variabilité était connue depuis 1850. La caractère jeune de ces objets, suggéré par la présence des nébuleuses, fut proposé par Ambartsumian (1947), après avoir remarqué que les étoiles T Tauri apparaissaient dans des groupes, nommés associations T, et que ces groupes étaient souvent liés à des étoiles O et B (associations O), dont la durée de vie est courte. La présence de raies d'absorption du lithium beaucoup plus profondes que celles observées dans le Soleil pointe également vers des objets jeunes. Le Lithium est en effet détruit à des températures relativement basses de l'ordre de $2.5 \cdot 10^6$ K (Bodenheimer 1965), bien plus faible que la température nécessaire à la combustion thermonucléaire de l'hydrogène. Les arguments initiaux en faveur de l'extrême jeunesse de ces étoiles de faible masse sont résumés par Herbig (1962).

Les étoiles T Tauri ont des types spectraux qui vont de K à M, avec un type spectral typique estimé à K7-M0 (Cohen & Kuhi 1979). Aux fortes raies d'émission, s'ajoute un excès continu dans le domaine ultraviolet, qui vient se superposer au spectre de l'étoile, jusqu'à $6\,000 - 7\,000 \text{ \AA}$ et remplir les raies photosphériques (*veiling* en anglais), comme l'a noté Joy pour la première fois, rendant la détermination du type spectral parfois complexe. Les progrès dans les détecteurs infrarouges ont permis de mettre en évidence un excès infrarouge important (Mendoza V. 1966). La figure 1.1 présente la distribution spectrale d'énergie typique d'une étoile T Tauri, avec la présence des excès ultraviolet et infrarouge.

Depuis une vingtaine d'années, les étoiles T Tauri ont été classées suivant deux catégories. D'une part, les étoiles T Tauri classiques (CTTS), dont nous venons de discuter. Elles sont définies par des caractéristiques spectroscopiques (Herbig 1962), notamment les raies d'émission de l'hydrogène (la raie $H\alpha$ a une largeur équivalente supérieure à 10 \AA) et du calcium (raies H et K). D'autre part, les étoiles T Tauri à émission faible (WTTS, pour Weak Emission Line T Tauri Stars). Ces étoiles possèdent plusieurs caractéristiques typiques des T Tauri classiques mais leurs raies d'émission ont des largeurs équivalentes beaucoup plus faibles. Ces étoiles correspondent sans doute à une phase plus évoluée que les CTTS où l'étoile a accréte la majeure

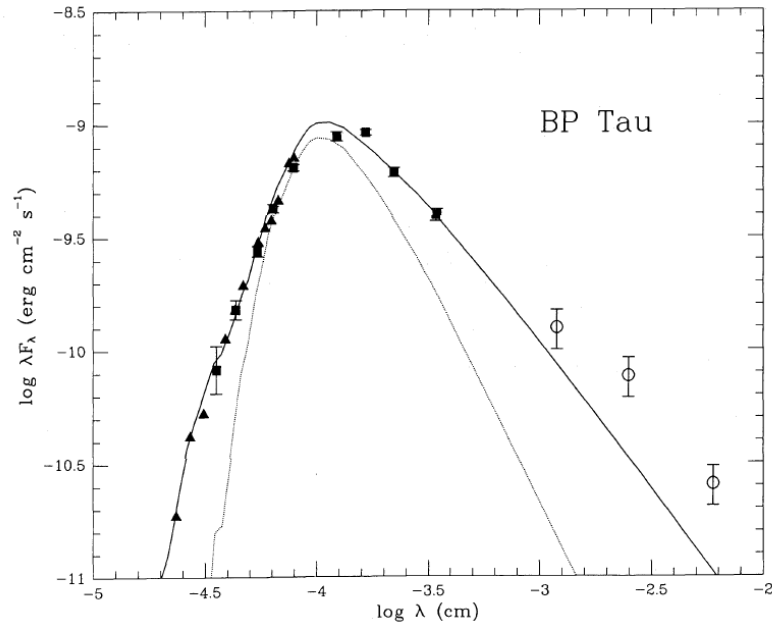


Figure 1.1 – Distribution spectrale d'énergie typique d'une étoile T Tauri : BP Tau. La courbe en trait fin représente la photosphère de l'étoile. La courbe en trait épais est un modèle de disque ajusté aux données. Figure extraite de Bertout et al. (1988).

partie de la masse du disque et ne subit plus aujourd'hui que peu, voire pas d'accrétion.

Les études spectroscopiques systématiques, notamment la recherche de la raie $H\alpha$ en émission ont permis de découvrir un nombre important d'étoiles T Tauri, le plus souvent associées à des nuages moléculaires : Taureau, Orion, Ophiucus, Chameleon. Des groupes de quelques dizaines d'étoiles T Tauri non associées à des nuages moléculaires ont également été découverts, comme l'association TW Hydra (Rucinski & Krautter 1983; Webb et al. 1999). Parallèlement, des sources plus enfouies étaient observées. Ainsi, Lada & Wilking (1984) et Lada (1986) divisaient les sources de nuage ρ Ophiucus en trois classes morphologiques basées sur la forme de leur distribution spectrale d'énergie. Adams et al. (1987) suggéra que cette classification correspond à une séquence évolutive depuis les proto-étoiles jusqu'aux étoiles de la séquence principale.

L'ensemble de ces étapes a donné naissance au modèle de formation des étoiles de faible masse tel que nous l'imaginons aujourd'hui (voir les revues de Bertout 1989 et Ménard & Bertout 1999) et dont nous allons décrire les ingrédients essentiels.

1.1.2 Formation des étoiles de faible masse

L'association des étoiles T Tauri avec des nuages moléculaires suggère que ces étoiles se forment à partir du gaz du milieu interstellaire. Ce gaz est initialement en équilibre, la gravité pouvant être compensée par divers processus : rotation lente du gaz, turbulence, pression magnétique, ... Suite à une onde de choc externe (explosion d'une supernovae voisine, onde de densité d'un bras spiral de la galaxie) ou par abaissement du champ magnétique sous un seuil critique par diffusion ambipolaire, le nuage commence à s'effondrer sur lui-même. Cet effondrement peut s'accompagner d'une fragmentation donnant naissance à plusieurs cœurs pre-stellaires. Des modèles d'effondrement pour une étoile isolée ont été initialement développés par Larson (1967), pour un scénario dynamique, et Shu (1977), pour une effondrement auto-similaire (dont les différentes étapes sont résumées par Shu et al. (1987)). La concen-

tration de la matière au centre du cœur pre-stellaire donnera naissance à une proto-étoile, éventuellement multiple.

L'étape suivante marque le début de la phase de formation stellaire proprement dite. Une proto-étoile, appelée de Classe 0 suivant Andre et al. (1993), est entourée d'une enveloppe circumstellaire de masse supérieure à sa propre masse, depuis laquelle la proto-étoile accrete de la matière. Des disques et flots moléculaires sont également associés. L'extinction est alors très importante et la température de l'ordre de quelques dizaines de Kelvins : le système rayonne essentiellement dans le submillimétrique.

Le système évolue alors vers un objet de Classe I (Lada 1987), qui présente une distribution spectrale d'énergie croissante dans l'infrarouge moyen. Il est entouré d'une enveloppe sphérique qui a perdu une grande partie de sa masse (elle ne contient plus que quelques dixièmes de masse stellaire) et d'un disque accretant de la matière sur l'étoile centrale. Des flots bi-polaires éjectent de la matière. Ces sources présentent un spectre centré sur l'infrarouge moyen et lointain.

Vers un million d'années, l'enveloppe a pratiquement disparu de sorte que l'étoile centrale et le disque deviennent observables sur toute la gamme spectrale. On parle d'objets de Classe II. L'étoile continue à se contracter lentement, n'ayant pas encore allumé ses réactions thermonucléaires et libère l'énergie liée à cette contraction sous forme d'un rayonnement centré aux alentours du micromètre. On parle d'une phase pre-séquence principale (PMS : pre-main sequence). L'évolution de l'étoile vers la séquence principale a été décrite par Hayashi (1961). La position des étoiles T Tauri dans le diagramme de Hertzsprung-Russel confirme leur jeunesse. Associée à des modèles d'évolution stellaire (par exemple Palla & Stahler 1999, Siess et al. 2000 ou Chabrier et al. 2000), l'utilisation de ces diagrammes permet de déterminer la masse et l'âge des objets, comme sur la figure 1.2 pour le nuage du Taureau. Les valeurs typiques obtenues pour les étoiles T Tauri sont des masses entre 0.5 et 1 masse solaire et un âge aux environs d'un million d'années.

La poussière circumstellaire, organisée sous la forme d'un disque, sur lequel nous reviendrons dans un instant, est à l'origine d'un excès important dans le domaine infrarouge. L'accrétion de matière sur l'étoile se caractérise par une émission dans l'ultraviolet. Des jets bipolaires sont associés au système. La matière circumstellaire ne représente plus que quelques centièmes de masse stellaire.

À un stade plus évolué, les étoiles en formation ne présentent généralement plus de signature d'accrétion et d'éjection, mais dans certains cas un léger excès en infrarouge moyen et lointain ou en millimétrique est observé. On parle alors de Classe III. Cet excès proviendrait d'un disque résiduel mince et léger (quelques millièmes de masse stellaire). À la toute fin de la phase pre-séquence principale, les zones centrales de l'étoile deviennent radiatives et les réactions de brûlage de l'hydrogène sont amorcées. L'étoile entre sur la séquence principale où elle restera une longue fraction de sa vie. À ce stade, les astéroïdes et planètes sont sans doute formés.

1.1.3 L'environnement circumstellaire

Lors de sa formation à partir du nuage moléculaire, l'étoile interagit fortement avec son environnement. Elle est entourée d'une enveloppe de gaz et de poussière, d'un disque d'accrétion et d'un jet bipolaire collimaté et/ou flot moléculaire.

La matière du fragment de nuage en effondrement était probablement initialement en rotation lente. Par conservation du moment cinétique, la rotation va s'accélérer lors de la contraction et la matière va avoir tendance à se répartir dans un disque. Dans le disque, la matière est globalement en rotation képlérienne mais les forces de frottement entre les différents «anneaux» du disque, liées à la viscosité du gaz, font spiraler la matière vers les

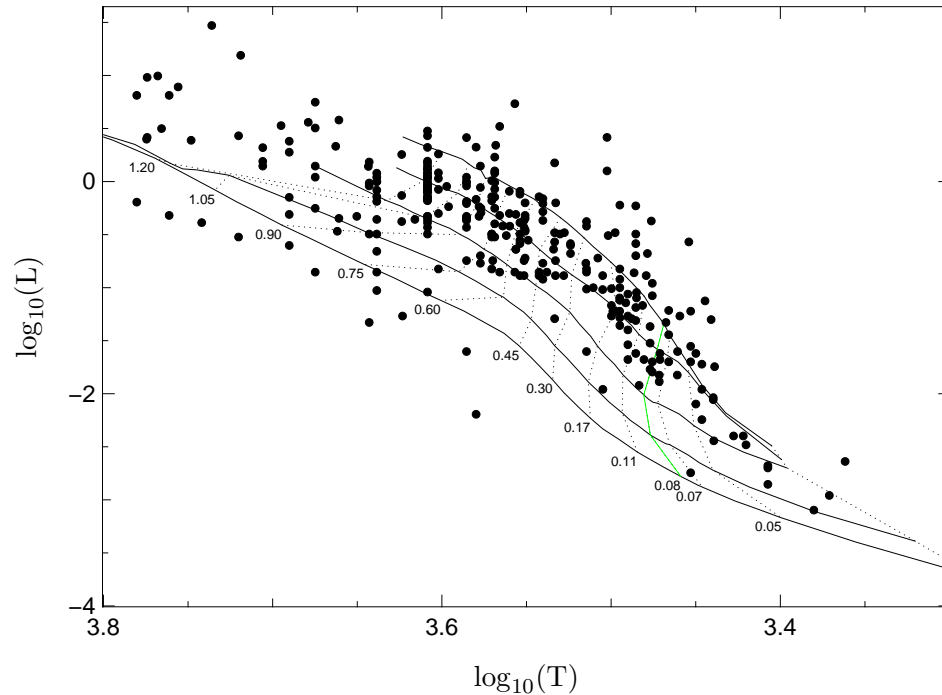


Figure 1.2 – Diagramme Hertzsprung-Russel du nuage du Taureau. Les courbes en traits pleins sont les isochrones à 1, 3, 10, 30 et 100 millions d’années (selon les modèles DUSTY de Chabrier et al. 2000) et les courbes en pointillés sont les isomasses. La ligne verte à 0.08 représente la limite de brûlage de l’hydrogène qui sépare les étoiles des naines brunes. Les points représentent les étoiles T Tauri et naines brunes du Taureau (jusqu’aux travaux de Guieu et al. 2006). Crédit : S. Guieu.

zones centrales, permettant l’accrétion de matière sur l’étoile et le transport centrifuge du moment cinétique : les parties externes, qui ont une vitesse orbitale linéaire plus faible que les parties centrales sont accélérées alors que les parties centrales sont freinées.

Les disques entourant les étoiles T Tauri, sont essentiellement composés de gaz moléculaire, avec une composante de poussière qui représente une fraction en masse de l’ordre de 1 %. La poussière est en revanche la principale source d’opacité des disques, qui sont optiquement épais le long du plan équatorial, au moins dans les domaines visible et infrarouge proche. Les disques ont des tailles caractéristiques de quelques centaines d’unités astronomiques, une échelle de hauteur de l’ordre d’un dixième de leur rayon, avec une structure évasée, c’est-à-dire une échelle de hauteur qui augmente avec la distance à l’étoile.

Les disques d’accrétion sont des éléments centraux dans la formation stellaire et les premières phases de l’évolution des étoiles de type solaire. En plus de fournir la matière pour la construction de l’étoile, les conditions qui règnent en leur sein régulent la formation des planètes.

La géométrie de la zone d’accrétion dans les parties centrales du disque reste encore peu connue. Les premiers modèles d’accrétion supposaient que le disque s’étendait jusqu’à l’étoile et que l’énergie cinétique de la matière en accrétion était libérée dans une couche limite dans le plan équatorial (Lynden-Bell & Pringle 1974). Certaines observations, comme les profils de raies P-Cygni inverses restaient difficiles à expliquer. L’intense rayonnement X des étoiles T Tauri et de leur activité dans le domaine centimétrique a ainsi permis de mettre en évidence de forts champs magnétiques à la surface de ces étoiles (Andre et al. 1987; Montmerle et al. 1993). Cela a soulevé le problème de l’influence de la magnétosphère stellaire sur la structure

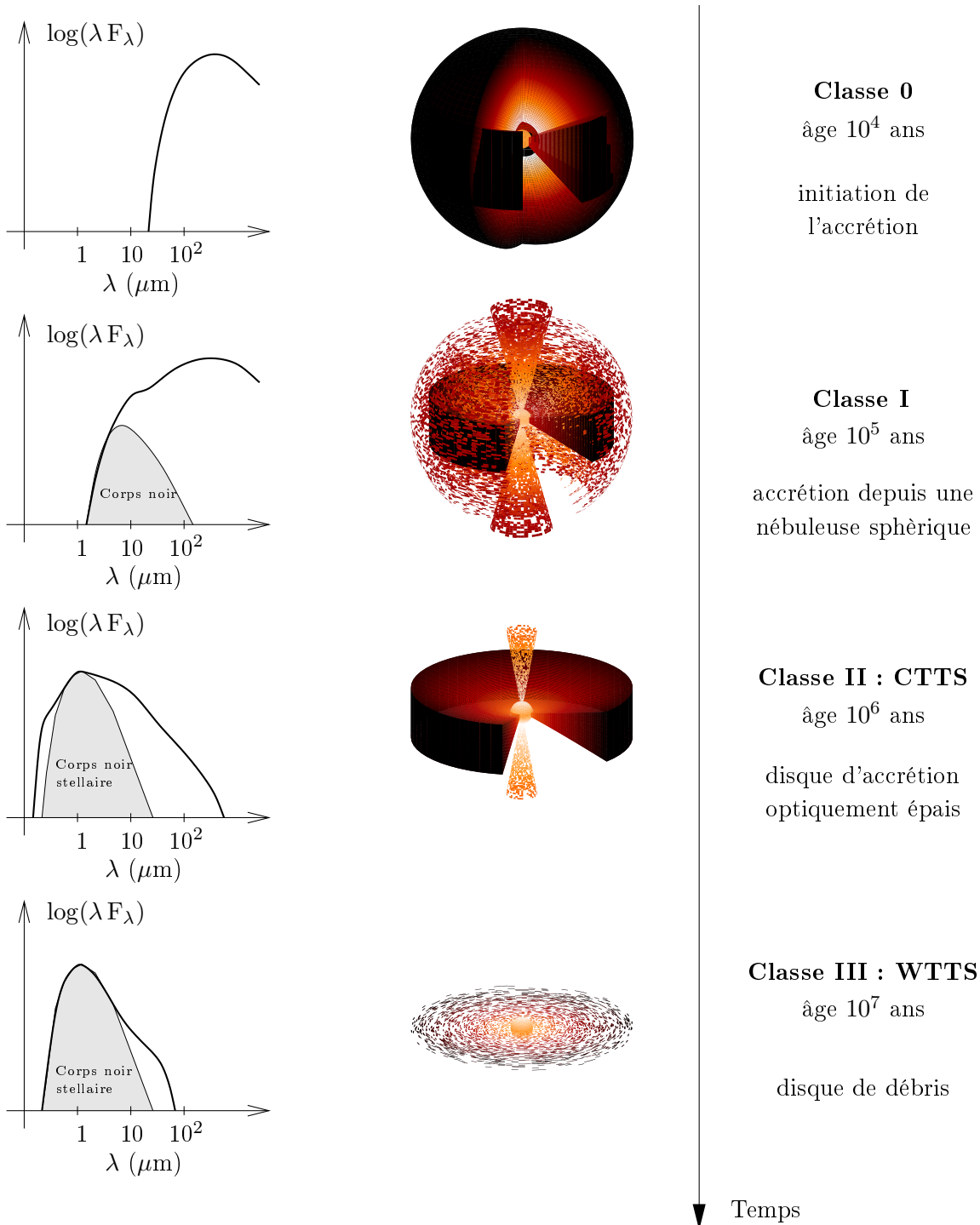


Figure 1.3 – Les différentes étapes de la formation stellaire : l'évolution temporelle a lieu du haut vers le bas. La colonne de gauche représente la distribution spectrale d'énergie, la colonne centrale figure l'allure du système, la colonne de droite résume les caractéristiques principales des différentes classes. (inspiré d'un document de Andre et al. 2000).

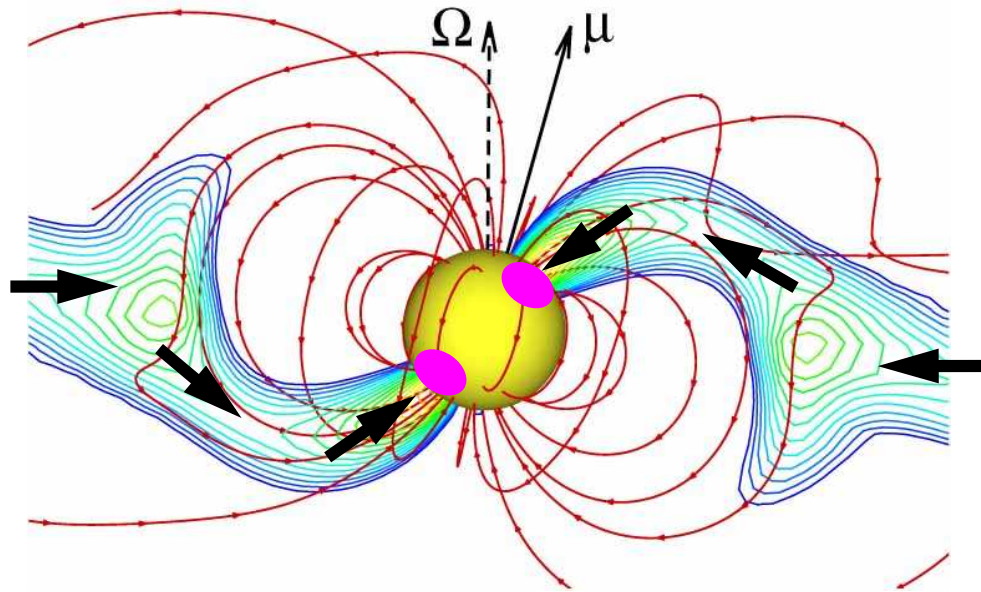


Figure 1.4 – Accrétion magnétosphérique : le disque d'accrétion est tronqué par le champ magnétique stellaire et l'accrétion sur l'étoile centrale se fait en suivant les lignes de champ (vecteurs noirs) depuis le bord interne du disque, à des vitesses proches de la vitesse de chute libre. Lorsque la matière rencontre la photosphère, elle est fortement chauffée, provoquant l'apparition de taches chaudes au niveau des pôles magnétiques (en violet). Figure adaptée de Romanova et al. (2004).

interne du disque et sur les processus d'accrétion qui ont lieu en son sein. Plus récemment, des mesures d'élargissement de raies par effet Zeeman ont permis de confirmer l'existence de champs magnétiques de l'ordre de 1 à 3 kilogauss chez quelques T Tauri (Johns-Krull et al. 1999, 2001; Guenther et al. 1999; Valenti & Johns-Krull 2004).

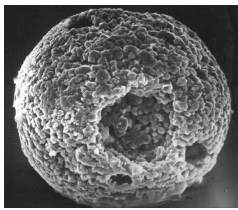
Ces observations ont donné naissance au modèle d'accrétion magnétosphérique, initialement développé par Ghosh & Lamb (1979), pour des étoiles à neutron magnétisées. En supposant que la composante principale du champ magnétique stellaire est dipolaire, Camenzind (1990) et Koenigl (1991) montrèrent que, pour des taux d'accrétion typiques entre 10^{-9} et $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Hartmann et al. 1998), le disque interne est tronqué à quelques rayons stellaires. Le mouvement de la matière en accretion, si elle est suffisamment ionisée, devient en effet dicté par le champ magnétique à partir du point où la pression produite par la matière en accretion (ρv^2) est égale à la pression magnétique ($B^2/8\pi$). Ce point est souvent appelé rayon de troncation. La matière en accretion est alors transportée le long des tubes de champ depuis le bord interne du disque jusqu'à la photosphère, produisant des colonnes d'accrétion magnétosphérique. La matière accrétée rencontre alors la surface stellaire à des vitesses proches de la vitesse de chute libre produisant des forts chocs d'accrétion au niveau des pôles magnétiques, qui se traduisent par des taches chaudes, plusieurs milliers de Kelvins plus chaudes que la photosphère (typiquement 8 000 K alors que la photosphère est à une température de l'ordre de 4 000 K). La figure 1.4 schématise ce scénario.

Ce processus d'accrétion est intimement lié à un processus d'éjection de matière sous forme de jets bipolaires, très collimatés (Kwan & Tademaru 1988; Mundt & Eislöffel 1998), parfois associés à des flots moléculaires (Arce et al. 2006; Bally et al. 2006), créés par le contact des jets avec l'enveloppe associée à l'étoile en formation. La manière dont les processus d'accrétion et d'éjection sont liés reste mal comprise mais la corrélation observée entre les taux d'accrétion

et les taux d'éjection (Cabrit et al. 1990; Hartigan et al. 1995) suggère fortement une relation entre les deux processus. Tous les modèles de jet actuels s'appuient sur l'existence d'un champ magnétique dans le disque et favorisent un mécanisme magnétohydrodynamique (MHD) pour le lancement du jet. Les premiers modèles furent développés par Blandford & Payne (1982) et le domaine connaît des développements rapides (voir les revues de Konigl & Pudritz 2000, Pudritz et al. 2006 et Shang et al. 2006). Dans tous les cas, le disque est à l'origine du jet mais son origine précise est mal connue. En particulier, on ne sait pas si le jet provient de la zone d'interaction entre la magnétosphère de l'étoile et le disque, comme c'est le cas dans les modèles de vents-X (Shang et al. 2006) ou depuis une large zone radiale du disque, comme dans le cas du modèle de vent de disque (Ferreira & Pelletier 1993; Pudritz et al. 2006), les deux modèles se s'excluant pas l'un l'autre. Le jet permet d'évacuer une fraction importante du moment cinétique, facilitant ainsi l'accrétion de la matière sur l'étoile. La rotation des jets a été mise en évidence récemment (Davis et al. 2000; Pesenti et al. 2004; Ray et al. 2006) dans les zones externes des jets (à plus de quelques dizaines d'unités astronomiques de l'étoile), permettant de déduire qu'entre 60 et 100 % du moment cinétique est évacué par les jets (dans les objets pour lesquels les données sont suffisantes : DG Tau et RW Aur).

L'environnement des objets stellaires jeunes est extrêmement complexe et montre un visage très différent suivant l'échelle à laquelle on le regarde. Dans la suite, nous allons nous intéresser principalement au disque d'accrétion en nous concentrant sur sa composante de poussière.

1.2 La poussière dans les disques : propriétés et évolution



Le terme *poussière* revêt une signification particulière en astrophysique. La poussière, telle que nous la rencontrons tous les jours sur Terre, est composée, entre autre, de cheveux et poils, de restes de nourriture, de spores, de terre desséchée, de résidus de combustion, ... Dans un contexte astrophysique, un grain de poussière désigne plutôt une petite particule à l'état solide, composée par exemple de silicates ou d'espèces carbonnées, comme un grain de

sable en plus fin. Ces grains suivent un cycle de création et destruction. Une grande fraction des grains de poussière est formée dans les éjections des étoiles de masses intermédiaires (jusqu'à 8 masses solaires) en fin de vie, par condensation du gaz en expansion, éjections qui donneront naissance à des nébuleuses planétaires. La poussière ainsi formée est injectée dans le milieu interstellaire où elle peut rester plusieurs centaines de millions d'années et être modifiée par le champ de rayonnement interstellaire. Dans les nuages moléculaires, la poussière peut se retrouver dans un fragment en effondrement, pour ensuite être incorporée dans un disque depuis lequel la proto-étoile accrete sa matière. Une grande partie de la poussière va être détruite en étant incorporée dans l'étoile en formation. Dans le disque, la poussière subit très probablement des modifications profondes : croissance des grains, recuit thermique et cristallisation, réactions chimiques à la surface des grains, particulièrement si un manteau de glace est présent. À la fin de sa vie, l'étoile va perdre une grande fraction de sa masse, par éjection de quantités importantes de gaz vers le milieu interstellaire, desquelles pourra se former de la poussière, commençant un nouveau cycle.

Si elle ne représente qu'une petite fraction de la masse des disques circumstellaires, typiquement de l'ordre de 1 %, la poussière, parce que son opacité est dominante sur celle du gaz (dans le continu), joue un rôle fondamental dans la structure du disque : elle contrôle la température du disque, en absorbant et réémettant le champ de rayonnement de l'étoile. C'est également la composante de poussière que nous détectons dans les observations en bandes

larges.

Les grains de poussière sont aussi les composants primordiaux des éventuelles planètes qui vont se former dans le disque. La première étape du processus de formation planétaire, sur laquelle nous nous concentrons dans cette thèse, est la coagulation des grains de poussière, initialement proches de ceux du milieu interstellaire, pour donner naissance à de plus grands agrégats, conduisant finalement à des planétésimaux de plusieurs kilomètres. Une fois ces planétésimaux formés, les interactions gravitationnelles commencent à dominer sur les autres forces, et vont potentiellement donner naissance à des cœurs planétaires rocheux.

1.2.1 La poussière interstellaire

Notre connaissance de la poussière vient essentiellement de son interaction avec la lumière : atténuation, diffusion, émission thermique dans l'infrarouge proche et moyen (voir Whittet 2003 et Draine 2003a pour des revues des observations de la poussière). L'existence de la poussière interstellaire a été déduite de l'extinction de la lumière des étoiles (Trumpler 1930). La plupart des connaissances sur la poussière interstellaire sont encore basées sur des études de la dépendance en longueur d'onde de cette extinction, souvent évoquée sous le terme de rougissement du fait d'une extinction supérieure dans le bleu que dans le rouge. De manière simplifiée, la dépendance en longueur d'onde fournit des contraintes sur la distribution en taille des grains et les signatures spectrales sur la composition chimique. Les grains du milieu interstellaire sont très probablement un mélange de silicates et de carbone avec une distribution en taille allant de $\approx 100 \text{ \AA}$ à $\approx 1 \mu\text{m}$ et les modèles utilisent souvent une répartition suivant une loi de puissance $dn(a) \propto a^{-3.5} da$ où a désigne la taille des grains¹. La taille maximale des grains a évolué au fur et à mesure que les mesures dans le domaine infrarouge sont devenues disponibles, elle était de $0.25 \mu\text{m}$ pour Mathis et al. (1977), $0.9 \mu\text{m}$ pour Mathis & Whiffen (1989) et Weingartner & Draine (2001), et les nouvelles observations obtenues par le télescope *Spitzer* semblent indiquer la présence de grains plus gros. Des plus petites particules, PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) et très petits grains carbonés, sont également présentes (Draine 2003b). Elles sont un ingrédient important dans les processus de chauffage et de refroidissement. Ces distributions de type interstellaire servent souvent de point de départ pour l'étude des disques, comme nous le verrons dans les chapitres suivants.

1.2.2 Modèles de poussière

Il y a principalement trois types de modèles de poussière interstellaire : les modèles silicate-graphite (Mathis et al. 1977; Draine & Lee 1984; Kim et al. 1994) et leur extension – les modèles silicate-graphite-PAH (Siebenmorgen & Kruegel 1992; Li & Draine 2001; Weingartner & Draine 2001) ; les modèles à cœur en silicates et manteau carboné (Desert et al. 1990; Jones et al. 1990; Li & Greenberg 1997) et les modèles qui supposent que les grains de poussières sont des agrégats de faible densité de particules silicatées et carbonées (Mathis & Whiffen 1989; Mathis 1996; Zubko et al. 2004).

Le calcul des propriétés optiques des grains de poussière implique la résolution des équations de Maxwell pour l'interaction de la lumière incidente avec la particule. Cet exercice est en général peu trivial et, dans la plupart des cas, la forme de la particule est modélisée de façon simplifiée. La solution exacte pour des particules sphériques a été publiée par Gustav Mie en 1908. Cette théorie est encore très largement utilisée, de par sa simplicité et de par notre absence de connaissance précise de la géométrie des particules : les grains sphériques et

¹Kim et al. (1994) n'utilisent pas une distribution en taille de type loi de puissance mais reconstruisent cette distribution à partir des courbes d'extinction. Ils obtiennent une distribution qui présente des oscillations autour de la loi de puissance en -3.5 et qui décroît avec un profil de type exponentiel au-delà de $25 \mu\text{m}$.

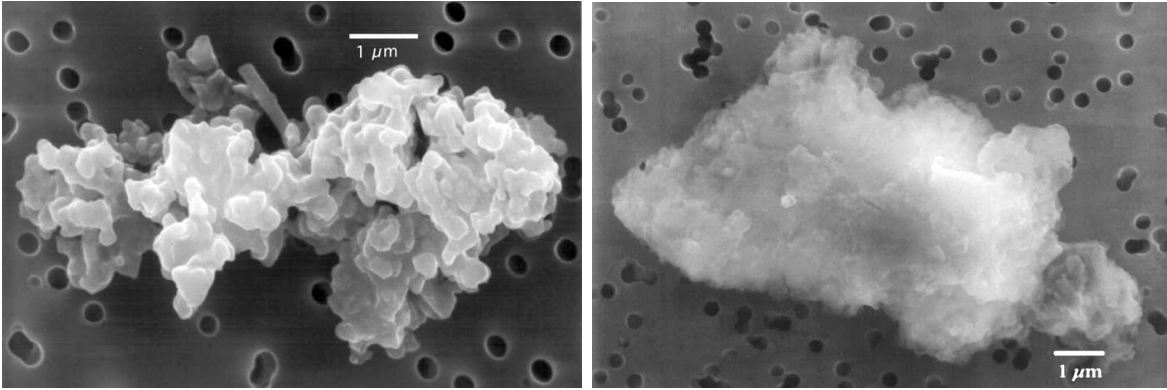


Figure 1.5 – Deux exemples de grains de poussière. Images obtenues à l’aide d’un microscope à balayage électronique. Ces deux particules sont essentiellement composées de chondrite. Elles ont été capturées par des avions spéciaux dans la stratosphère (à une altitude de l’ordre de 20 km). La forme et la structure de ces grains sont probablement similaires à celles des grains cométaires. Crédits : Don Brownlee, University of Washington, Seattle et Elmar Jessberger, Institut für Planetologie, Münster, Germany (Jessberger et al. 2001). La figure d’entête de cette partie présente une «sphérule cosmique» c’est-à-dire une particule de poussière interplanétaire qui a traversé l’atmosphère terrestre, en étant partiellement recuite, puis récupérée (en Antartique pour la particule présentée ici). Crédits : Don Brownlee.

homogènes sont le modèle le plus simple de grain et l’on peut choisir de l’utiliser jusqu’à ce que des observations le mettent en défaut. Cette approche nous donne des informations sur les caractéristiques générales des grains, dans la limite où les propriétés optiques des sphères ne sont pas trop éloignées de celles des grains réels.

Cependant comme le montre la figure 1.5, les grains du milieu interstellaire ne ressemblent pas à des sphères homogènes. Essentiellement, deux approches ont été utilisées pour rompre la symétrie introduite par les grains sphériques et essayer de mieux reproduire les propriétés optiques de grains complexes. La première est d’essayer de modéliser les grains de la manière la plus exacte possible, par exemple en utilisant des théories de Mie généralisées pour des agrégats composés de sphères (Rouleau 1996 par exemple), ou en représentant une particule de forme arbitraire comme une somme de dipôles (méthode DDA : discrete dipole approximation, Draine & Flatau 1994). Une seconde démarche est d’utiliser une approche statistique, qui essaye de trouver un moyen de modéliser les propriétés optiques de grains aux formes complexes en trouvant un ensemble de particules de formes simples avec des propriétés optiques similaires. Cette idée trouve une fondation scientifique dans le fait, que pour les *spectres d’absorption* de particules *petites devant la longueur d’onde*, on peut distinguer deux groupes de particules : les sphères homogènes et les autres particules. Les effets liés à la forme dans le second groupe sont beaucoup plus faibles que les différences avec les sphères homogènes (Min et al. 2003). La méthode statistique permet, si la distribution de particules est assez grande, d’éviter les effets de résonance observés pour les grains sphériques, et si les formes choisies sont suffisamment simples, de calculer les propriétés optiques à un coût en temps processeur relativement faible, comparé aux méthodes Mie généralisées ou DDA. Cette méthode a cependant peu de pouvoir de prédiction. Dans la suite, nous utiliserons la théorie de Mie pour tous les disques que nous modéliserons. Nous emploierons la théorie de Mie généralisée dans le chapitre 7 pour étudier les grains dans les disques de débris.

1.2.3 Croissance et évolution des grains : les premières phases de la formation planétaire

Les disques circumstellaires sont supposés être le lieu de formation des planètes. La première étape de la formation de ces dernières serait l'agglomération des grains de poussière initialement issus du milieu interstellaire. Les disques que nous observons doivent donc être le siège d'une croissance et d'une évolution des grains : cristallisation, sédimentation, ... et donneront potentiellement naissance à des systèmes planétaires dans quelques millions d'années. La mise en évidence de cette croissance et évolution des grains est donc nécessaire pour une meilleure compréhension des processus de formation planétaire et constitue le cœur de la thèse.

Les modèles d'évolution de la poussière dans des cœurs en effondrement (Kruegel & Siebenmorgen 1994; Ossenkopf & Henning 1994; Pollack et al. 1994; Miyake & Nakagawa 1995) ne prédisent que des changements mineurs dans les propriétés des grains, comme le confirment les observations d'objets de Classe 0 et I (par exemple Beckwith & Sargent 1991; Bianchi et al. 2003; Kessler-Silacci et al. 2005).

Les changements principaux ont lieu une fois que la poussière est collectée dans un disque circumstellaire, où les densités sont beaucoup plus élevées, augmentant la probabilité d'interaction. Les grains interstellaires primitifs peuvent alors croître de tailles sous-microniques à des corps kilométriques (planétésimaux) et éventuellement des planètes (voir la revue de Dominik et al. 2006).

La croissance jusqu'à des tailles de l'ordre du centimètre voire même du mètre se fait principalement par des agrégations lors des collisions, bien que les instabilités gravitationnelles puissent jouer un rôle dans les régions particulièrement denses en poussière (Youdin & Shu 2002). Les différences de vitesses relatives provoquant ces collisions sont produites par un couplage différent avec le gaz (voir par exemple les revues de Weidenschilling & Cuzzi 1993; Beckwith et al. 2000). Pour les grains sous-microniques, la croissance par mouvement brownien est relativement bien comprise (Blum 2004). Les différences de vitesses relatives des grains avec des tailles comprises entre 1 et 100 μm sont de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} m.s^{-1} , c'est-à-dire suffisamment faible pour permettre un collage des particules, grâce aux forces de Van der Waals. Les expériences en laboratoire montrent que la croissance se fait initialement sous forme ordonnée et le résultat de ce processus de croissance initial est la formation d'une distribution en taille relativement étroite avec des agrégats fractaux (Wurm & Blum 1998; Blum et al. 1999, 2000; Krause & Blum 2004), dont la dimension fractale dépend du processus d'agrégation dominant (mouvement brownien, turbulence, sédimentation gravitationnelle, ...). Ce type de processus permet de former des grains jusqu'à des tailles de l'ordre du millimètre. Pour des vitesses relatives plus élevées, correspondant à des grains plus gros, près du seuil de collage des grains individuels, un nouveau phénomène apparaît (Dominik et al. 1995; Dominik & Tielens 1997; Blum et al. 2000) : les agrégats sont restructurés lors de la collision pour former des agrégats plus compacts. Les grains résultants, de tailles jusqu'à quelques dizaines de centimètres, ne présentent plus de structure fractale mais restent très poreux (voir par exemple les expériences de Wurm et al. 2005). Lorsque les particules atteignent une taille de l'ordre du mètre (à 1 AU), les vitesses relatives deviennent si élevées que les agrégats sont détruits lors des collisions et les grains individuels libérés (Jones et al. 1996; Blum & Wurm 2000). En outre, la migration radiale est aussi la plus efficace pour ces tailles de grains (Weidenschilling et al. 1997) : les particules dérivent rapidement vers l'étoile et sont vaporisées. La manière dont les particules peuvent surmonter cette «barrière du mètre» et atteindre des tailles où les collisions destructives et la dérive radiale ne sont plus un problème, reste inconnue.

De nouveaux processus physiques interviennent alors très probablement pour franchir cette barrière. Si le niveau de turbulence dans le disque n'est pas trop élevé, les grains peuvent sédimenter vers le plan médian, formant un sous-disque de poussière, qui pourrait devenir

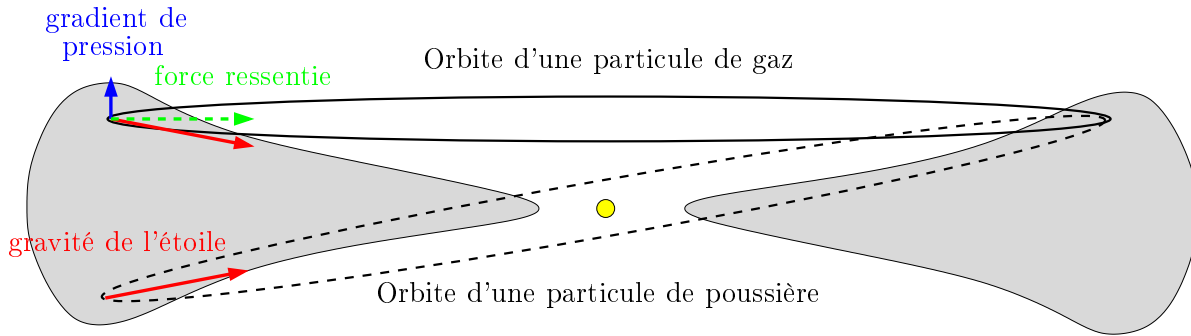


Figure 1.6 – Orbites du gaz et de la poussière dans un disque. Le gaz soutenu par la pression réalise une orbite à hauteur au-dessus du plan médian constante (ligne pleine). Une particule de gaz, si son interaction avec le gaz n'est pas prise en considération, suit une orbite képlérienne avec des traversées périodiques du plan médian (ligne en tirets).

instable gravitationnellement (Goldreich & Ward 1973; Youdin & Shu 2002), fragmenter et former des planétésimaux, ou la poussière peut être capturée dans des tourbillons (Barge & Sommeria 1995).

1.2.4 Sédimentation, dynamique de la poussière

La sédimentation des grains vers le plan médian, sous les effets conjugués de la gravité de l'étoile et du frottement avec le gaz, a lieu parallèlement à leur croissance. Les deux processus sont par ailleurs très certainement liés. La sédimentation augmente les vitesses relatives entre grains de poussière et favorise les collisions permettant aux grains de croître plus rapidement, ce qui va encore accélérer leur sédimentation.

Parce que le gaz et la poussière ne sont pas soumis aux mêmes forces, leurs trajectoires au sein du disque sont différentes. Le gaz subit la force de gravité de l'étoile, la force résultant du gradient de pression et la force de frottement visqueux avec les particules de poussière. Ces dernières sont soumises à la force gravitationnelle et au frottement visqueux mais du fait de la rareté des collisions entre les différentes particules, le terme de pression est absent. Cette différence essentielle conduit le gaz et la poussière à se déplacer sur des orbites différentes autour de l'étoile. Si l'on néglige les forces d'interaction entre gaz et poussière, un volume infinitésimal de gaz se déplace à hauteur constante au-dessus du plan médian, soutenu par le gradient vertical de pression qui compense la composante verticale du champ de gravité de l'étoile. Un grain de poussière se déplace lui sur une orbite képlérienne autour du centre de masse, comme illustré sur la figure 1.6.

Dans le référentiel tournant avec un grain de poussière, celui-ci effectue des oscillations de part et d'autre du plan équatorial du disque. La force exercée par le gaz tend alors à amortir ces oscillations, forçant le grain à sédimenter vers le plan du disque (Weidenschilling 1977), à moins que ce processus ne soit balancé par une agitation, par exemple liée à la turbulence, qui uniformise la poussière et le gaz. Malheureusement, les processus à l'origine de la turbulence dans les disques protoplanétaires ne sont pas très bien connus, et le mélange, l'agitation sont généralement introduits de manière simple, paramétrée. Le problème de la dynamique verticale des grains dans les disques a été étudié par Dubrulle et al. (1995), qui écrivent la compétition entre la sédimentation des grains et leur transport vers les couches supérieures du disque par la turbulence au moyen d'une équation de diffusion. Leurs résultats mettent en évidence la formation d'un sous-disque de poussière dont l'échelle de hauteur, qui dépend de la taille des grains, est inférieure à celle du disque de gaz.

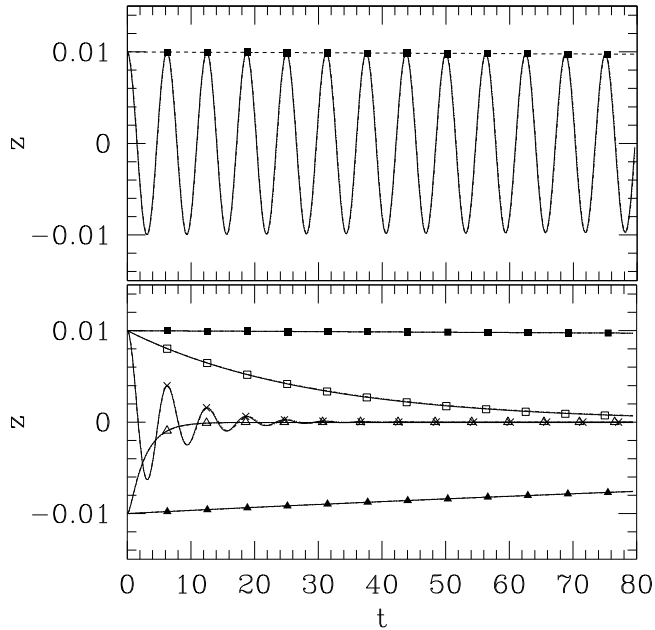


Figure 1.7 – Trajectoires des grains de poussière dans le plan (t, z) , pour différentes tailles de grains : panneau supérieur : 10 m, panneau inférieur : 1 m (croix), 10 cm (triangles vides), 1 cm (carrés vides), 1 mm (triangles pleins), 0.1 mm (carrés pleins). Les particules ont été initialement lâchées à un rayon de une unité astronomique et à une hauteur de 0.01 AU. Le temps est gradué en périodes orbitales. Figure extraite de Garaud et al. (2004).

Garaud et al. (2004) s'intéressent au mouvement individuel des particules suivant leur taille (Fig. 1.7) puis utilisent une méthode de moyennage de Boltzmann et obtiennent une expression analytique pour l'évolution des propriétés moyennes de la poussière : densité, vitesse et dispersion en fonction de la distance au plan médian du disque. La figure 1.7 met en évidence la différence dans le comportement des grains suivant leur taille : les petits grains (0.1 mm ou moins) sont très couplés avec le gaz et restent à hauteur constante au-dessus du plan médian, les grains de tailles intermédiaires ont un mouvement d'oscillations amorties et les très gros grains (10 m), qui ne voient pratiquement pas le gaz, ont un mouvement d'oscillations libres et les grains de taille (Figure 1.7).

Barrière-Fouchet et al. (2005) utilisent une méthode SPH (smoothed particle hydrodynamics) 3D à deux phases : une phase représentant le gaz et l'autre une taille de grains de la poussière, pour modéliser la dynamique de la poussière dans le disque. Ils mettent en évidence une sédimentation verticale, ainsi qu'une migration radiale différentielle des grains suivant leur taille. La sédimentation est la plus efficace pour les grains entre 100 μm et 10 cm. La sédimentation est suivie d'une phase de migration radiale lorsque les grains sont proches du plan médian. Ces modèles ne prennent pas en compte les effets d'une redistribution des grains, par la turbulence par exemple.

Fromang & Papaloizou (2006) étudient de manière locale, *i.e.* à un rayon donné dans le disque, les effets de la turbulence magnéto-hydrodynamique sur la dynamique verticale de la poussière dans les disques protoplanétaires (la migration radiale ne peut être étudiée de par l'aspect local des simulations). Ils trouvent que la sédimentation commence à être significative pour des grains de l'ordre de 1 à 10 cm à une distance de quelques unités astronomiques, et que l'évolution et la sédimentation de la poussière peuvent être bien décrites par une équation de diffusion-advection dont le coefficient de diffusion peut être calculé à partir du champ de vitesse turbulent.

La formation de ce sous-disque de poussière (Safronov & Zvjagina 1969; Dubrulle et al. 1995) joue un rôle essentiel dans notre compréhension actuelle de la formation planétaire. La densité de poussière est rehaussée dans ce sous-disque et peut atteindre, voire dépasser, celle du gaz (Cuzzi et al. 1993), ce qui influe fortement sur les temps caractéristiques nécessaires aux grains pour croître jusqu'à former des planétésimaux et éventuellement des planètes. Un autre processus de croissance des grains prendrait alors le relais de celui que nous avons décrit

précédemment : quand l'auto-gravité de la sous-couche de poussière dépasse la gravité de l'objet central, elle se fragmente pour former des planétésimaux (Goldreich & Ward 1973). La couche peut cependant être déstabilisée par un cisaillement vertical (instabilité de Kelvin-Helmholtz) : les grains dans le plan médian ayant une vitesse képlérienne alors que, au-dessus, la vitesse est sous-képlérienne, à cause des frottements avec le gaz, supporté par la pression (Weidenschilling 1977; Cuzzi et al. 1993; Johansen et al. 2006). Ce cisaillement donne naissance à de la turbulence qui a tendance à étirer verticalement la couche de poussière avant qu'elle ne devienne suffisamment fine pour s'effondrer gravitationnellement. Un quasi-équilibre pourrait cependant être atteint entre la turbulence et la sédimentation mais les phénomènes en jeu sont complexes (forces de marée, de Coriolis, migration radiale, ... voir par exemple Champney et al. 1995; Sekiya 1998; Dobrovolskis et al. 1999; Youdin & Shu 2002; Ishitsu & Sekiya 2002, 2003).

En dépit des nombreuses incertitudes, les modèles prédisent que les grains peuvent grossir jusqu'à de très grandes tailles et sédimenter vers le plan équatorial, laissant une population de petits grains près de la surface et des corps de plus en plus gros près du plan médian. Le disque a alors une structure stratifiée, que nous tenterons de mettre en évidence, voire de mesurer quantitativement, à l'aide d'observations sondant différentes zones du disque (chapitres 3 et 4).

1.3 Observations des disques



La dernière décennie a été le témoin d'une amélioration des capacités d'imagerie, avec l'avènement de puissants instruments dans les domaines optique et infrarouge, la mise en service de télescopes de 8-10 m avec optique adaptative, d'interféromètres dans les régimes millimétrique et infrarouge. La sensibilité et la couverture en longueur d'onde ont été fortement augmentées et les domaines infra-

rouges proche et moyen sont maintenant efficacement explorés par le télescope spatial *Spitzer*. Les nouvelles installations, telles *Herschel* et *ALMA*, vont bientôt compléter la couverture. Ces progrès instrumentaux nous offrent une vision sans précédent des disques protoplanétaires, qui devrait nous permettre de mieux comprendre les mécanismes qui dictent la formation planétaire.

Les observations des disques protoplanétaires nous donnent accès à deux informations primordiales, (i) la géométrie et la structure des disques et (ii) les propriétés optiques des grains de poussière au sein du disque. Ces informations sont cependant couplées, et il est souvent nécessaire d'obtenir plusieurs observations à différentes longueurs d'onde et de passer par une étape de modélisation pour les extraire séparément.

Chaque grain interagit de manière maximale, au sens où les sections efficaces d'extinction, diffusion et absorption sont maximales, avec les photons qui ont une longueur d'onde de l'ordre de la taille du grain (au moins dans le cas de grains compacts). À l'inverse, à une longueur d'onde donnée, nous sommes essentiellement sensibles aux grains qui ont une taille caractéristique de l'ordre de la longueur d'onde. La caractérisation complète des propriétés des grains passe de ce fait nécessairement par une approche multi-longueurs d'onde, l'information obtenue à une unique longueur d'onde n'étant que très partielle. De même, cela implique que nous sommes dans l'impossibilité de sonder directement les grains plus gros que quelques centimètres, faute de signatures observationnelles détectables. Si pour les gros corps, de type planétésimaux, on peut espérer détecter leur présence par les perturbations gravitationnelles qu'ils induisent sur les grains plus petits, nous n'avons en revanche aucun moyen de détecter

des grains qui auraient une taille de l'ordre du mètre.

L'observation à différentes longueurs d'onde, se traduit par une exploration de différentes échelles dans le disque. Les images en lumière diffusée, dans le domaine visible et proche infrarouge permettent de sonder les disques sur des échelles comprises entre quelques dizaines et quelques centaines d'unités astronomiques. Pour une étoile CTTS typique (vue sous une inclinaison relativement faible), la contribution de l'émission thermique commence à dominer celle de la lumière diffusée au-delà de longueurs d'onde de quelques micromètres. La répartition en longueur d'onde de l'émission thermique du disque s'interprète, en première approximation par le gradient radial de température et la distribution en masse, répartie principalement dans les parties externes, qui caractérisent le disque : les zones centrales ($\lesssim 0.1$ AU), les plus chaudes (jusqu'à ≈ 1500 K, qui correspond à la température de sublimation de la poussière) émettent dans le domaine infrarouge proche, entre 1 et $2 \mu\text{m}$; l'infrarouge moyen ($\approx 10 \mu\text{m}$) sonde les premières unités astronomiques alors que les zones externes, plus froides (< 50 K), émettent dans les régimes sub-millimétrique et millimétrique.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons les principales méthodes d'observations de la poussière dans les disques, ainsi que les informations auxquelles elles nous donnent accès.

1.3.1 Distribution spectrale d'énergie

Les études des propriétés des objets jeunes s'appuyaient initialement uniquement sur des analyses des distributions spectrales d'énergie, du fait de l'absence d'observations résolues (voir par exemple Bouvier et al. 1988 Beckwith et al. 1990). L'excès infrarouge de ces objets a très tôt été attribué à la présence d'un disque (Mendoza V. 1966, 1968). Cohen (1973) émit l'hypothèse que des grains de silicates en orbite autour de l'étoile étaient à l'origine de cet excès infrarouge. Les observations entre 12 et 100 microns d'objets stellaires jeunes par *IRAS* permit à Rucinski (1985) de montrer que cet excès pouvait provenir d'un disque d'accrétion. Afin d'expliquer comment la redistribution de l'énergie stellaire pouvait être responsable de l'excès infrarouge de la plupart des CTTSs, Kenyon & Hartmann (1987) proposèrent que les disques entourant ces étoiles étaient évasés, c'est-à-dire que l'échelle de hauteur du disque croît plus que linéairement avec la distance à l'étoile centrale. De ce fait, un disque évasé intercepte la lumière de l'étoile à tous les rayons et présente une surface surchauffée par rapport au plan médian qui ne voit pas la lumière de l'étoile. Cette structure évasée est par ailleurs une attente physique pour un disque en équilibre hydrostatique dont la température dans le plan médian ne décroît pas trop rapidement avec le rayon². Le disque reçoit un surplus d'énergie de l'étoile qui vient compléter l'énergie intrinsèque liée à l'accrétion de matière. Nous savons aujourd'hui que cette contribution domine dans les parties externes. Pour les étoiles T Tauri et étoiles de Herbig, l'énergie radiative interceptée et ré-émise par le disque est dominante, sauf peut-être dans les zones très centrales des disques entourant les étoiles de faible luminosité.

L'étude des distributions spectrales d'énergie des étoiles jeunes a permis de mettre en évidence la présence des disques circumstellaires, présence confirmée par la suite par les observations à haute résolution angulaire. Elles nous informent sur le bilan d'énergie global du disque et sur la manière dont se répartit l'émission dans le disque. Ainsi, la classification des étoiles de Herbig en deux groupes par Meeus et al. (2001), suivant la quantité et la forme de l'excès dans l'infrarouge moyen a-t-elle été interprétée comme la distinction entre deux classes de disques, évasés ou «auto-ombragés» par un bord interne surélevé par le chauffage direct de l'étoile (Dullemond & Dominik 2004a). Une baisse de l'opacité, liée par exemple à une croissance ou sédimentation des grains pourrait être la cause de ces différences. Pour les étoiles de masse solaire, qui nous intéressent principalement dans cette thèse, une structure

²La pente γ , de la température $T(r) \propto r^{-\gamma}$ doit être supérieure à -1.

évasée, sans bord interne surélevé, semble très bien reproduire les observations.

L'information contenue dans les mesures photométriques reste cependant très partielle et il est extrêmement difficile de remonter à la géométrie des objets sans données complémentaires. Ainsi, Vinković et al. (2003) montrent, qu'en absence d'information sur la répartition spatiale de la poussière, il est possible de construire un halo sphérique qui présente la même SED qu'un disque donné. Les SEDs n'en demeurent pas moins un outil très puissant lorsqu'elles sont utilisées en *complément* d'une autre technique d'observation, interférométrie (Lachaume et al. 2003) ou imagerie (Schneider et al. 2003) par exemple. Cela permet de réduire fortement le nombre de degrés de liberté et de contraindre de manière plus robuste les propriétés des disques. Nous utiliserons cette complémentarité au chapitre 3.

1.3.2 Images en lumière diffusée

L'apparition récente d'observations à haute résolution angulaire des disques, grâce au télescope spatial et au développement des techniques d'optique adaptative sur les télescopes au sol a permis d'offrir des informations uniques sur la structure des disques et les propriétés des grains de poussière qu'ils renferment.

Les images obtenues du domaine visible à l'infrarouge moyen révèlent des disques évasés vus en lumière diffusée. La difficulté majeure de ces observations est le contraste entre la lumière diffusée par le disque et la lumière de l'étoile vue directement, dont l'étalement par diffraction vient masquer le disque. Cette difficulté technique a fortement biaisé la détection des disques en lumière diffusée vers les disques vus sous de fortes inclinaisons, qui masquent l'étoile. La figure 1.8 montre les images obtenues par le télescope spatial de deux des premiers disques observés par la tranche : HH 30 et HK Tau B. Ces observations donnent un accès direct à l'extension radiale des disques, typiquement quelques centaines d'unités astronomiques et à la structure verticale : les disques sont géométriquement minces avec une échelle de hauteur caractéristique de l'ordre d'un dixième de leur rayon. Le contraste requis pour observer ces disques est beaucoup plus faible que dans le cas des disques où l'étoile centrale est visible directement. Les techniques d'optique adaptative sont dans ce cas très efficaces et permettent d'obtenir des images complémentaires de celles du télescope spatial, notamment en étendant les observations vers les domaines infrarouge proche et moyen. Ainsi, McCabe et al. (2003) ont mis en évidence que HK Tau B apparaît comme une source étendue jusqu'à 12 μm . La lumière observée s'étend bien au-delà de ce que nous attendrions pour de l'émission thermique, indiquant qu'il s'agit bien de lumière diffusée³. Perrin et al. (2006) ont obtenu des observations similaires pour le disque PDS 144, autour d'une étoile de Herbig Ae⁴.

Si elle reste délicate, l'observation des disques en lumière diffusée lorsque l'étoile centrale est visible directement n'en est pas moins possible. Ce type d'observations a jusqu'à présent majoritairement été obtenu à l'aide du HST, l'instabilité de la fonction d'étalement du point (PSF : point spread fonction) des systèmes d'optique adaptative rendant délicates ces observations depuis le sol. De telles observations ont par exemple été obtenues pour TW Hydra (Krist et al. 2000), IM Lup (Padgett et al. 1999), GG Tau (Krist et al. 2005). Ces observations nécessitent la soustraction d'une étoile de référence afin de supprimer dans la mesure du possible la figure de diffraction de l'étoile. L'utilisation d'un coronographe est parfois nécessaire (Augereau et al. 2001; Schneider et al. 2003).

La diffusion de la lumière est un processus extrêmement sensible aux propriétés des grains : taille, composition, forme, ... En ce sens, les images en lumière diffusée offrent un outil de

³En revanche, il très probable qu'une fraction non négligeable de la lumière que nous observons soit de l'émission thermique des zones centrales du disque qui a été diffusée au moins une fois par les parties externes.

⁴L'image à 10 μm obtenue pour PDS 144 présente très probablement une contribution de l'émission thermique des PAHs (voir le paragraphe 1.2.1) qui vient se superposer à la lumière diffusée.

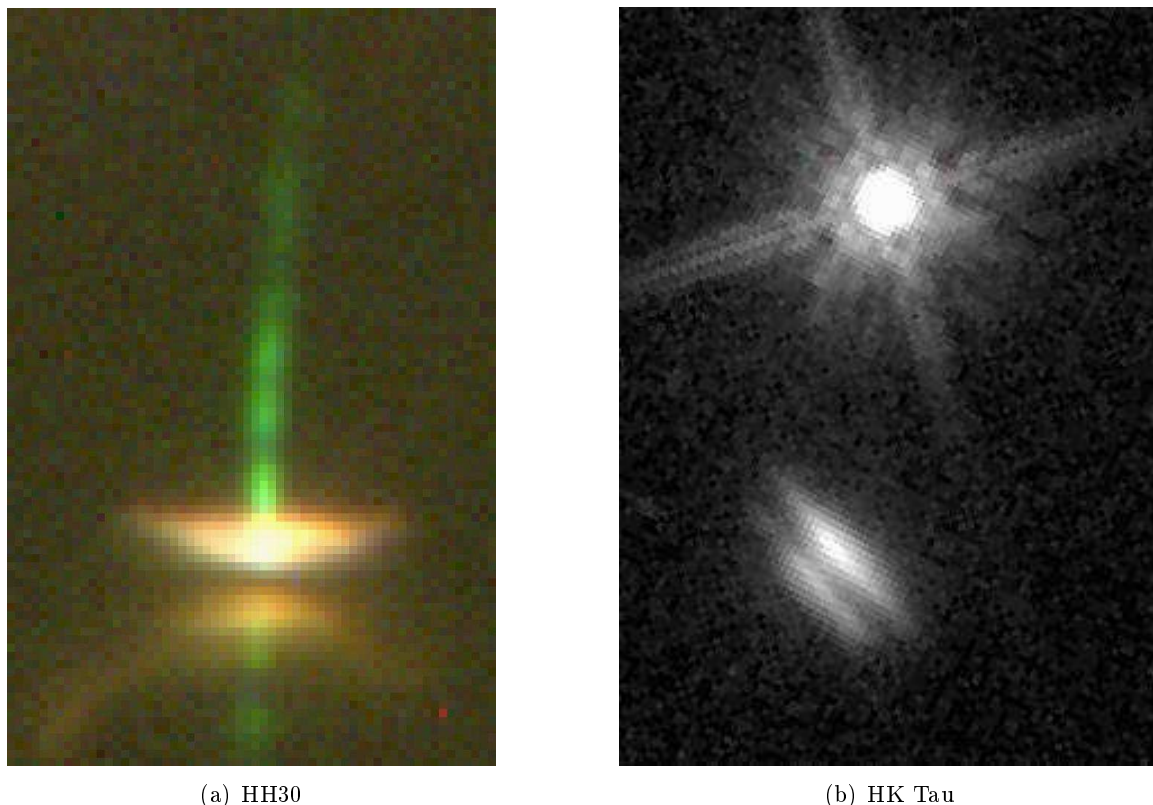


Figure 1.8 – Imagerie à haute résolution de disques circumstellaires (images HST). Les deux disques sont vus par la tranche. Les disques apparaissent comme deux “nébuleuses” allongées et parallèles : ils sont en fait observés en lumière diffusée et le plan équatorial du disque est matérialisé par la bande noire qui correspond à une forte atténuation par un disque optiquement épais (l’étoile centrale est complètement masquée).

Figure (a) : HH 30. Deux jets polaires sont observés, perpendiculaires au plan du disque.

Figure (b) : HK Tau. Le système est double : HK Tau n’est pas résolu et apparaît sous la forme de la PSF du télescope spatial. HK Tau B, au sud (bas de la figure) est le disque qui nous intéresse.

diagnostic des grains contenus dans les disques circumstellaires très puissant. La très grande épaisseur optique des disques dans le domaine visible et infrarouge proche, où la contribution de la lumière diffusée est dominante, ne nous autorise cependant qu’à sonder les couches surfaciques des disques, typiquement jusqu’à des profondeurs optiques de l’ordre de $\tau = 1$. Cela permet de sonder la géométrie de la surface du disque.

L’étude de la dépendance de l’opacité en fonction de la longueur d’onde permet d’obtenir des informations intéressantes sur les grains. Pour des petits grains de type interstellaire, la surface $\tau = 1$ est située dans les zones de faibles densités, loin du plan médian et se décale vers les régions de plus fortes densités dans l’infrarouge proche. Pour des gros grains, en revanche, l’extinction varie très peu entre les domaines visible et infrarouge proche et on s’attend à observer des nébuleuses en réflexion dont la géométrie varie très peu avec la longueur d’onde. Pour les disques observés par la tranche, la signature principale permettant d’étudier la poussière est la variation de l’épaisseur de la bande sombre avec la longueur d’onde. De telles études ont été menées pour les disques autour de Orion 114-426 (McCaughrean et al. 1998), IRAS 04302+2247, (Padgett et al. 1999), HH 30 (Cotera et al. 2001) et HV Tau C (Stapelfeldt et al. 2003). L’ensemble de ces travaux semble démontrer que les propriétés de diffusion de la

poussière sont dominées par des petits grains, proches de ceux du milieu interstellaire. Une caractérisation plus précise des propriétés des grains passe par la modélisation de ces images multi-longueurs d'onde. Ce travail a été réalisé par Cotera et al. (2001) et Watson & Stapelfeldt (2004) pour HH 30 qui trouvent que les variations de l'épaisseur de la bande sombre avec la longueur d'onde sont moins rapides que celles attendues pour des grains interstellaires, avec un rapport des opacités entre 0.45 et 2 μm de 2.0, alors que des grains interstellaires produisent un rapport de l'ordre de 10.0. Des études similaires pour les disques HV Tau C (Stapelfeldt et al. 2003) et IRAS 04302+2247 (Wolf et al. 2003) trouvent des rapport d'opacité cohérents avec ceux des grains du milieu interstellaire. Ces études voient en outre leur portée augmentée par les premières observations de disques dans le moyen infrarouge (voir par exemple McCabe et al. 2003, pour le disque autour de HK Tau B). L'élargissement de la couverture en longueurs d'onde offert par ces nouvelles observations permet de déduire des contraintes beaucoup plus fortes sur les propriétés de la distribution de grains.

La distribution angulaire du rayonnement permet également de sonder les propriétés des grains, notamment dans le cas des disques présentant une inclinaison intermédiaire. La figure 2.8 (page 56) présente ainsi quelques unes de ces distributions pour différentes tailles de grains. On pourra se référer à Voshchinnikov & Krügel (1999) pour une étude plus détaillée du comportement en diffusion de grains sphériques et homogènes. Ce type d'étude a été utilisé pour le disque circumbinaire entourant GG Tau (Duchêne et al. 2004), dont la géométrie est bien connue grâce aux observations millimétriques (Guilloteau et al. 1999) ainsi que pour le disque de GM Aurigae (Schneider et al. 2003).

La polarisation est aussi très dépendante des propriétés des grains. Pour les particules très petites devant la longueur d'onde, la polarisabilité présente une courbe en cloche qui n'est fonction que de l'angle de diffusion (voir par exemple la figure 2.6). Cette courbe se complexifie quand la particule a une taille similaire à la longueur d'onde, et présente surtout une baisse de la polarisabilité maximale offrant un diagnostic potentiel sur la taille des grains. Si elles sont difficiles à interpréter seules, les cartes de polarisation permettent de compléter les images en lumière diffusée et leur étude simultanée offre la possibilité de réduire l'espace des paramètres valides (Silber et al. 2000; Lucas et al. 2004).

1.3.3 Spectroscopie infrarouge

L'analyse spectroscopique des disques dans l'infrarouge moyen fournit également des informations précieuses sur les propriétés des grains de poussière contenus dans les disques. L'exploration de ce champ de recherche a débuté avec les observations du télescope *ISO* et a récemment connu un développement important grâce à la sensibilité du télescope *Spitzer*, qui offre de nouvelles perspectives dans la compréhension des processus d'évolution des grains.

L'infrarouge moyen, entre 3 et 100 microns est un domaine spectral riche en résonances vibrationnelles de la poussière. Il contient en effet les signatures des grains de silicates, de très petits grains hors équilibre radiatif, mais également des informations sur les glaces d'eau et de CO₂, qui forment des manteaux autour des grains dans les zones externes et froides des disques. La longueur d'onde, la forme et la force des résonances permettent de sonder la composition chimique, la cristallinité, la taille et la forme des particules. On observe en particulier deux bandes, une à 10 μm due à la vibration de la liaison Si-O et l'autre à 20 μm liée aux flexions de la structure O-Si-O (voir notamment Dorschner 2003, dont les travaux se basent sur les observations spectroscopiques de Gillett et al. 1968).

Ces raies sont généralement observées en émission et proviennent des couches superficielles optiquement minces des disques qui, chauffées par le rayonnement stellaire, atteignent des températures plus élevées que le plan médian (Calvet et al. 1991; Chiang & Goldreich 1997; Men'shchikov & Henning 1997a). Calvet et al. (1992) montrent que c'est cette inversion du

profil de température qui est à l'origine de ces raies en émission. La spectroscopie infrarouge sonde essentiellement les particules de tailles inférieures à quelques microns, dans un régime de température compris entre 1 500 et 50 K, ce qui correspond aux zones centrales des disques, situés à des distances inférieures à une dizaine d'unités astronomiques de l'étoile, pour des étoiles de type solaire. Pour les disques vus sous de fortes inclinaisons, ces raies sont observées en absorption, les parties centrales du disque étant vues en absorption au travers des zones externes, plus froides (Watson et al. 2004). Ces observations restent cependant plus difficiles à interpréter, l'absorption pouvant provenir de la poussière située dans le voisinage de l'objet observé et non dans le disque.

La région autour de $10 \mu\text{m}$ a fait l'objet de nombreuses études car elle est accessible depuis le sol, rendant aussi possible l'observation à très haute résolution angulaire grâce à l'interférométrie. Elle contient les plus fortes résonances des grains amorphes et certaines signatures de grains cristallins. Cette signature spectrale présente une grande variation aussi bien dans sa forme que dans son amplitude, pour des objets de toutes masses, depuis les étoiles de Herbig (Acke & van den Ancker 2004; van Boekel et al. 2005), jusqu'aux étoiles T Tauri (Kessler-Silacci et al. 2006; Sargent et al. 2006) et naines brunes (Apai et al. 2005).

Malgré ces larges variations, une tendance, valable pour les objets de toutes masses, semble se dégager. La forme de la raie apparaît corrélée à son amplitude, les raies les plus faibles étant généralement plus plates (van Boekel et al. 2003, 2005). Cette tendance est en accord avec une croissance des grains de tailles sous-microniques à des tailles microniques. Si les grains grossissent encore, la raie d'émission des silicates disparaît. Certains objets ne présentent pas de raies d'émission, la majorité des petits grains de silicates ayant probablement disparu (Meeus et al. 2003). Cette croissance des grains semble en outre s'accompagner d'une cristallisation (van Boekel et al. 2005), signe de recuit thermique mais cette corrélation reste jusqu'à présent mal comprise. L'analyse est cependant probablement plus complexe et ne peut être réalisée seulement qu'en termes de taille de grain. Ainsi, Min et al. (2006) montrent que pour des agrégats avec des dimensions fractales typiquement prédites par les modèles de croissance de grains, la signature spectrale à $10 \mu\text{m}$ peut être détectée même dans le cas de grandes particules. Les tailles de grain déduites de l'étude de la raie à $10 \mu\text{m}$, en supposant des grains compacts et sphériques, sont ainsi probablement sous-estimées. À l'inverse, l'étude de Meeus et al. (2003) semble alors suggérer que les grains observés sont relativement compacts.

La taille des grains déduite de ces observations varie d'une source à l'autre, ce qui laisse suggérer que nous regardons des disques à des instants différents dans leur séquence évolutive. L'absence de corrélation des signatures de croissance et de recuit thermique avec l'âge stellaire (Kessler-Silacci et al. 2005; van Boekel et al. 2005) est de ce fait particulièrement intrigante, et semble indiquer que le temps d'évolution n'est pas le seul paramètre.

Le domaine infrarouge moyen est aussi le siège des raies d'émission des très petits grains qui sont chauffés stochastiquement. Des raies à 3.3, 6.2, 7.7 – 7.9, 8.6, 11.3 et 12.7 μm ont ainsi été observées dans beaucoup de disques, majoritairement autour des étoiles HAeBe (Acke & van den Ancker 2004) et sont généralement attribuées à des hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAHs), dont les résonances C-C et C-H seraient à l'origine des raies observées (Allamandola et al. 1989; Leger et al. 1989). Ces résonances sont excitées par les photons ultraviolets et offrent la possibilité de sonder une fine couche à la surface des disques, où le rayonnement ultraviolet de l'étoile peut parvenir. Elles sont détectées dans une majorité des étoiles de Herbig, entre 70 et 85 % selon les mesures du relevé *Cores to Disks* du *Spitzer Legacy Program*, dont le rayonnement ultraviolet est important, et dans environ 8 à 42 % des étoiles T Tauri (Geers et al. 2006). Ces grains peuvent absorber une fraction importante du rayonnement reçu par le disque (plusieurs dizaines de pourcents) et joue très probablement un rôle essentiel dans son bilan thermique et physico-chimique.

1.3.4 Interférométrie infrarouge

L'interférométrie dans le domaine infrarouge est à l'heure actuelle l'unique méthode permettant de sonder l'émission thermique des premières unités astronomiques des disques proto-planétaires. Des progrès récents ont été réalisés dans ce domaine, avec une soixantaine d'objets observés ces quelques dernières années (Millan-Gabet et al. 2006). Ces résultats concernent essentiellement des étoiles de Herbig, suffisamment brillantes pour être observées sans trop de difficultés avec un interféromètre. Seules quelques étoiles T Tauri brillantes ont pu être observées. Si l'interférométrie permet en théorie de reconstruire des images, la plupart des observations actuelles ont été obtenues à l'aide de deux télescopes seulement, ne donnant accès qu'à une information sur la taille caractéristique des objets observés. Pour cette raison, les points de visibilité sont le plus souvent interprétés à l'aide de modèles géométriques simples, tels un anneau ou un disque uniforme.

Pour les étoiles de Herbig Ae et Be tardives, la taille caractéristique dans l'infrarouge proche est fortement corrélée à la luminosité de l'étoile, suggérant que l'émission provient d'un rayon correspondant au rayon de sublimation de la poussière directement éclairée par l'étoile (Akeson et al. 2000, 2002; Monnier & Millan-Gabet 2002; Colavita et al. 2003; Eisner et al. 2003, 2004; Monnier et al. 2005). Dans le cas des étoiles de Herbig, les visibilité observées sont en bon accord avec les modèles de bord interne surchauffé, introduits pour expliquer l'excès d'émission observé pour ces étoiles dans le domaine infrarouge proche (Dullemond et al. 2001). Pour les étoiles plus lumineuses, de type Be précoce, les rayons trouvés sont, en général, plus petits que le rayon de sublimation, peut-être à cause d'un processus d'accrétion différent, sous la forme d'une couche limite, où du gaz optiquement épais dans les zones les plus centrales écranterait une partie du rayonnement stellaire, autorisant la poussière à survivre près de l'étoile.

De manière surprenante, les observations des étoiles T Tauri indiquent des tailles caractéristiques supérieures au rayon de sublimation (Akeson et al. 2005; Eisner et al. 2005), même si les barres d'erreur restent importantes. Quelques hypothèses ont été évoquées, comme le chauffage par accrétion dans les zones centrales du disque, l'émission de gaz chaud. Les modèles utilisés jusqu'à présent étaient relativement simples et ont en particulier négligé la contribution de la lumière diffusée, plus étendue que celle de l'émission thermique, ce qui peut avoir pour conséquence de biaiser les tailles caractéristiques déduites vers le haut.

van Boekel et al. (2004a) ont comparé, à l'aide de l'instrument *MIDI* (Leinert et al. 2003), la nature des grains dans les zones centrales des disques à celle des grains dans l'ensemble du disque. Ainsi, ils montrent que les quelques AU centrales des disques entourant trois étoiles HAe présentent un taux de cristallinité élevé, signe d'un recuit thermique (Hallenbeck et al. 1998; Brucato et al. 2002) des grains au sein du disque⁵, avec une fraction de grains cristallins comprise entre 50% et 100%. La comparaison avec le spectre des zones plus externes du disque, entre 2 et 20 AU, obtenu par soustraction du flux corrélé au spectre total du disque montre un changement marqué de minéralogie avec un taux de cristallinité beaucoup plus faible dans ces zones externes (entre 15 et 40 %). En outre, ils trouvent une décroissance de la taille moyenne des grains avec la distance à l'étoile, suggérant que le processus d'agrégation des grains est plus efficace dans les zones centrales, plus denses des disques.

Cette décroissance du taux de cristallinité dans le disque pointe directement sur les modèles de mélange et redistribution radiaux des grains (Morfill & Voelk 1984; Gail 2001; Wehrstedt & Gail 2002). Les taux mesurés ne sont pour le moment pas très bien compris et la variation du degré de cristallisation d'une source à une autre reste troublante.

⁵Les grains du milieu interstellaire sont essentiellement amorphes, avec une limite supérieure de 1 % de cristallinité (Kemper et al. 2004), de même que ceux observés autour des objets de Classe I (Watson et al. 2004).

1.3.5 *Domaine millimétrique*

Les disques des étoiles T Tauri sont optiquement épais dans le domaine visible et infra-rouge. De ce fait, la lumière diffusée par le disque, observée en optique adaptative, par le HST ou en polarimétrie, provient d'une fine couche sous la surface du disque, qui ne contient sans doute qu'une petite fraction de la masse de poussière du disque.

À l'inverse, les observations dans le domaine radio, où l'opacité est beaucoup plus faible (de l'ordre de 1000 fois plus faible pour des grains interstellaires) permettent de sonder le disque sur toute son épaisseur et offrent une information sur la structure globale du disque, en particulier sa masse totale de poussière, qui se répartit principalement dans le plan médian, inaccessible à de plus courtes longueurs d'onde. Plus précisément, le flux millimétrique nous donne accès au produit de l'opacité de la poussière par sa température (car on se situe dans le régime de Rayleigh-Jeans du corps noir). Remonter à la masse de la poussière implique de faire des hypothèses sur la température de celle-ci mais surtout sur son opacité massique qui reste très mal connue (Pollack et al. 1994; Miyake & Nakagawa 1995). Le comportement de l'opacité est malgré tout relativement bien décrit par une loi de puissance en fonction de la longueur d'onde $\kappa \propto \nu^\beta$. La valeur de β dépend des propriétés de la poussière, en particulier de la taille des grains. Pour des particules très grandes devant la longueur d'onde, β tend vers zéro et l'opacité devient grise. L'émission dans le domaine millimétrique se faisant dans le régime de Rayleigh-Jeans, la pente de la distribution spectrale d'énergie peut être directement reliée à celle de l'opacité de la poussière, permettant ainsi de remonter aux propriétés des grains. L'indice spectral α qui définit la pente de la distribution spectrale d'énergie dans le domaine millimétrique $\alpha = d \log(F_\nu) / d \log \nu$ se traduit en effet directement en indice de puissance de la loi d'opacité, $\beta = \alpha - 2$.

Beckwith & Sargent (1991) ont montré que les disques circumstellaires ont des indices spectraux plus faibles que ceux du milieu interstellaire (Finkbeiner et al. 1999; Li & Draine 2001; Weingartner & Draine 2001) et des cœurs pre-stellaires (Goldsmith et al. 1997; Friesen et al. 2005), avec des valeurs typiques $\alpha \lesssim 3$ impliquant des $\beta \lesssim 1$, suggérant que les grains sont très différents de ceux du milieu interstellaire, qui ont $\beta \approx 1.7$. De nombreuses études ont par la suite confirmé ce $\beta < \beta_{\text{ISM}}$, (Calvet et al. 2002; Testi et al. 2003; Beuther et al. 2004; Natta et al. 2004; Andrews & Williams 2005) qui font état de valeurs comprises entre 0.5 et 1.2 pour différentes régions de formation stellaire. Draine (2006) a étudié l'effet de la croissance des grains sur les opacités dans le domaine millimétrique et trouve que si la pente de la distribution en taille des grains est de l'ordre de $p = -3.5$, et si des grains de rayons plus grands que trois fois la longueur d'onde d'observation sont présents, l'indice spectral est donné par $\beta \approx (p - 3) \beta_p$, où β_p est l'indice spectral des petits grains de la distribution, permettant ainsi d'expliquer naturellement l'émission sub-millimétrique des disques protoplanétaires par la croissance des particules de poussière.

La vérification de la validité de l'hypothèse d'un disque optiquement mince est ici cruciale. En effet, un disque optiquement épais composé de grains interstellaires présente un indice spectral $\alpha = 2$, soit la même valeur que celle d'un disque optiquement fin, composé de gros grains avec $\beta = 0$ (voir par exemple Beckwith & Sargent 1991 et Beckwith et al. 2000).

L'obtention d'observations résolues, à l'aide de l'interférométrie, jusqu'à des longueurs d'onde de quelques centimètres⁶, permet cependant le plus souvent d'exclure le cas optiquement épais. Ces observations mettent en évidence la présence de larges quantités de grains millimétriques dans le plan médian à des rayons supérieurs à quelques dizaines d'unités astronomiques (Testi et al. 2003; Wilner et al. 2005; Rodmann et al. 2006), ce qui pose des

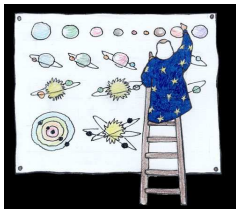
⁶Ces études à des longueurs d'onde supérieure au millimètre permettent en outre de déterminer dans quelle mesure l'émission thermique millimétrique est contaminée par l'émission «free-free» (Wilner et al. 2000; Testi et al. 2001; Natta & Testi 2004; Rodmann et al. 2006).

problèmes pour les théories de dynamique des grains, qui prédisent que ces grains doivent migrer rapidement vers les zones centrales des disques. En outre, ces populations de grains millimétriques et centimétriques peuvent avoir des distributions en taille très étroites, ce qui reste difficile à expliquer avec les modèles actuels.

Ces différentes techniques d'observations ont permis de nombreux progrès dans notre compréhension des disques protoplanétaires. Pour la première fois, nous avons les moyens d'établir des contraintes sur les propriétés des disques, et de leur poussière, des zones les plus internes jusqu'aux régions externes. La figure 1.9 résume de manière schématique, les différentes zones sondées dans les disques. Ces progrès observationnels ont aussi ouvert la porte à un nombre important de questions que nous avons décrites brièvement. En outre, différentes observations, parce qu'elles sont interprétées de manière indépendante, donnent parfois des résultats incompatibles. Ainsi les analyses des images en lumière diffusée du disque entourant HH 30 (Burrows et al. 1996; Wood & Whitney 1998; Cotera et al. 2001) aboutissent à une masse de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot}$ sensiblement différente des $1.5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ obtenues à partir d'observations millimétriques (Wood et al. 2002).

Le prochain saut quantitatif à effectuer dans notre compréhension des disques passe par une interprétation de *plusieurs types d'observations*, de manière cohérente, à l'aide d'un *unique modèle*, afin d'obtenir une vision plus globale du disque, de ses propriétés et de celles de la poussière qu'il contient. C'est la ligne directrice que nous avons suivi dans ce travail. Avant de décrire plus en détails les objectifs de la thèse, nous souhaitons préciser la notion de «modélisation des disques».

1.4 Qu'entendons-nous par modèles de disques ?



L'interprétation des données observationnelles des disques protoplanétaires passe par une étape de modélisation, le plus souvent numérique. Il s'agit d'obtenir une description simple, mais incluant les processus physiques dominants, des disques et de comparer ses prédictions aux observations, afin de mieux comprendre la formation des systèmes planétaires. Plusieurs approches peuvent être utilisées pour interpréter les observations à l'aide de modèles. La modélisation des disques doit en effet prendre en compte deux aspects :

– **la modélisation de structure du disque.** Il s'agit d'introduire les processus physiques que l'on juge dominants : hydrodynamique, turbulence, convection, autogravité, dissipation visqueuse, transfert de rayonnement, chimie du gaz, accréation, coagulation, destruction et sédimentation des grains, interaction dynamique avec une étoile voisine, photo-évaporation du gaz ... afin de calculer les distributions spatiales des grains de poussière et du gaz, les champs de vitesses dans les jets et vents de disques, la température, l'état d'excitation des atomes et molécules, le taux d'ionisation, ...

- **la modélisation des quantités observables** qui visent à reproduire les distributions spectrales d'énergie, les images en lumière diffusée, les cartes de polarisation, les cartes millimétriques, les profils de raies dans les domaine infrarouge et millimétrique, ... Cela implique la résolution des équations du transfert radiatif.

Les deux étapes sont liées et sont nécessaires pour obtenir une compréhension globale des propriétés des disques. L'approche directe consiste à calculer une structure de disque, suivant certaines hypothèses, et de comparer les quantités observables correspondantes aux données observationnelles, afin de discriminer entre les différents processus physiques. Cette approche offre l'avantage d'avoir une modélisation cohérente des disques mais présente certaines limita-

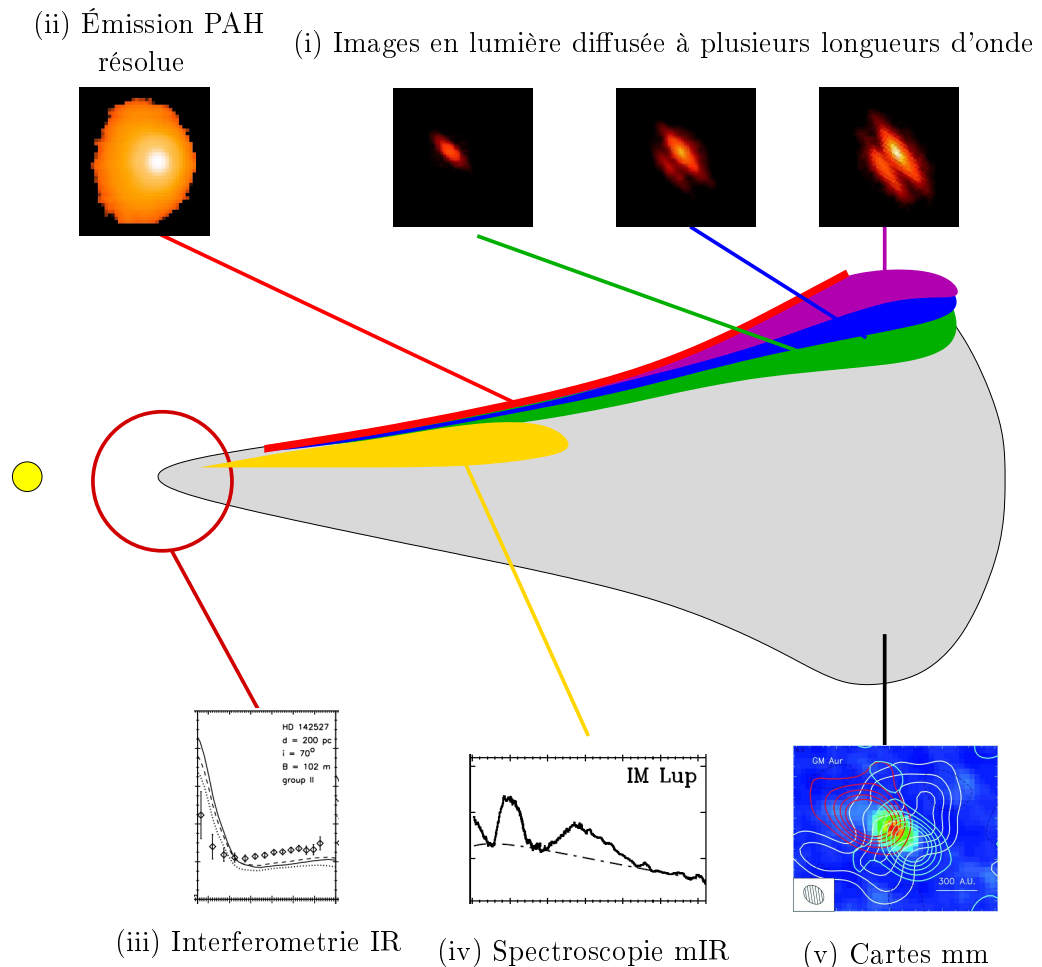


Figure 1.9 – Représentation schématique de la complémentarité des observations à différentes longueurs d'onde. Différents types d'observations permettent de sonder plusieurs zones du disque. Dans le sens trigonométrique en partant en haut à droite : (i) la lumière diffusée sonde les couches superficielles du disque, d'autant plus profond dans le disque que la longueur d'onde augmente, (ii) l'émission des PAHs donne accès aux propriétés d'une fine couche superficielle, (iii) l'interférométrie infrarouge sonde les parties centrales des disques, (iv) la spectroscopie dans l'infrarouge moyen révèle les propriétés des grains jusqu'à quelques dizaines d'unités astronomiques et (v) les observations dans le domaine radio mesurent le gros de la masse du disque.

tions, d'abord dans notre capacité à modéliser de manière réaliste des phénomènes complexes, telle la turbulence et d'autre part dans nos choix des processus physiques pris en compte. De nombreux « ingrédients » physiques peuvent jouer un rôle et il n'est pas toujours aisé de savoir à l'avance lesquels peuvent être négligés.

On peut adopter une démarche un peu différente, plus centrée sur les observations que sur les processus physiques en jeu au sein des disques. C'est cette approche que nous utiliserons par la suite. Il s'agit d'adopter un modèle de structure simple, par exemple, en décrivant sa géométrie avec des lois de puissance, d'ajuster les paramètres de ce modèle aux observations et, dans un second temps, d'essayer de comprendre quels processus physiques peuvent être à l'origine de la structure déduite. La complexité du modèle de structure doit être en adéquation avec la quantité d'information que l'on peut extraire des observations. L'idée directrice est de considérer le modèle le plus simple possible qui reproduit les observations et d'ajouter les

ingrédients physiques au fur et à mesure que le modèle est pris en défaut par de nouvelles observations.

1.4.1 Modélisation de la structure du disque

Le premier modèle de structure de disque d'accrétion, qui est aujourd'hui connu sous le nom de modèle standard, a été développé par Shakura & Sunyaev (1973) pour les disques entourant les trous noirs, puis adapté aux disques circumstellaires (Lynden-Bell & Pringle 1974; Lin & Papaloizou 1980; Bell & Lin 1994). Ce modèle avait pour objectif d'expliquer les excès infrarouges des disques et le transport de moment cinétique. La dissipation visqueuse introduit un chauffage du disque avec un profil radial de température en $T(r) \propto r^{-3/4}$ et la structure verticale du disque est calculée en supposant l'équilibre hydrostatique et une température uniforme dans la direction verticale.

Un autre famille de modèles : les disques passifs, c'est-à-dire chauffés uniquement par la luminosité de l'étoile, a été développée par Kenyon & Hartmann (1987), qui introduisent l'idée d'un disque évasé, permettant d'intercepter les photons de l'étoile même à grande distance, puis par Chiang & Goldreich (1997) qui considèrent deux couches : la surface du disque est chauffée par l'éclairement direct par l'étoile et le plan médian est lui chauffé par l'émission de la couche de surface, donnant naissance à ce que l'on appelle les modèles «1+1D».

Cette famille de modèles à deux couches a été améliorée par la prise en compte de l'irradiation de l'étoile et du chauffage visqueux (Ruden & Pollack 1991; Calvet et al. 1991, 1992; D'Alessio et al. 1998; Bell 1999; Lachaume et al. 2003), puis par l'inclusion du chauffage direct du bord interne du disque par l'étoile (Dullemond et al. 2001, 2002).

Pour tous ces modèles, le gaz et la poussière sont parfaitement mélangés et le profil vertical est déterminé en supposant l'équilibre hydrostatique et l'introduction de processus physiques supplémentaires ne s'est faite que dans les quelques dernières années. Les effets de l'autogravité ont été pris en compte par Huré (2000), ceux de la sédimentation des grains par Dubrulle et al. (1995); Garaud et al. (2004); Dullemond & Dominik (2004b); Barrière-Fouchet et al. (2005), ceux de l'instabilité magnéto-rotationnelle par Balbus & Hawley (1991); Fromang et al. (2004), mais au prix de la négligence d'autres effets, comme le transfert radiatif.

Une revue des modèles de structure de disque est présentée par Dullemond et al. (2006).

1.4.2 Modélisation du transfert radiatif

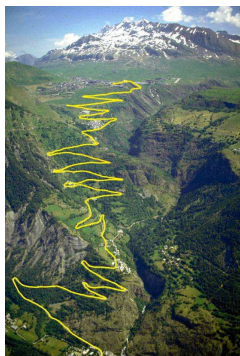
Le développement des modèles de transfert radiatif appliqués aux objets stellaires jeunes a initialement suivi celui des modèles de structure auxquels ils sont fortement couplés, la résolution du transfert radiatif étant indispensable pour déterminer la structure en température des modèles incluant le chauffage par l'étoile. Ce développement conjoint a eu lieu jusqu'à la mise au point des modèles à deux couches.

L'étape suivante correspond à une amélioration de la méthode de traitement du transfert radiatif, sans modification au niveau de la modélisation de la structure en elle-même, en passant progressivement à des modèles à deux dimensions (Dullemond 2002), permettant par exemple de prendre en compte des effets d'ombre dans les disques (Dullemond & Dominik 2004a), puis trois dimensions (Wolf 2003b et Steinacker et al. 2003 par exemple), en passant d'opacités grises (Dullemond 2002) à des opacités plus réalistes (Pascucci et al. 2004 par exemple).

La qualité et multiplicité des observations récentes a nécessité la mise au point de codes de transfert de plus en plus puissants avec la prise en compte de la diffusion de la lumière, de manière approchée (Dullemond & Natta 2003) ou de manière précise avec les méthodes Monte Carlo, l'utilisation de sources d'éclairements multiples afin, par exemple, de prendre

en compte le rétro-chauffage par les chocs d'accrétion (Lachaume 2004), la modélisation du transfert polarisé (Ménard 1989), éventuellement dans les raies (Vink et al. 2005).

1.5 Objectifs et travail de thèse



Comme nous l'avons vu, les progrès observationnels récents, liés à la haute résolution angulaire et aux augmentations de la sensibilité et de la couverture en longueurs d'onde, ont permis des avancées rapides dans notre compréhension des propriétés des disques proto-planétaires.

Ces résultats importants ont été obtenus en analysant le rayonnement de la composante de poussière des disques, émission thermique et lumière diffusée. Mais, dans la plupart des cas, ces études ont été réalisées en utilisant un seul des deux régimes, en se concentrant sur un seul type d'observations, soit une SED, soit une image en lumière diffusée, soit une carte millimétrique, soit, plus récem-

ment des données interférométriques infrarouges. En conséquence, seuls des modèles relativement simples ont pu être contraints.

Combiner des mesures en lumière diffusée et émission thermique, pour un disque circum-stellaire donné, offre des analyses indépendantes et complémentaires sur les propriétés des grains, sur la structure du disque, en couvrant une large gamme d'échelles physiques. Des questions fondamentales restent sans réponses et ce type d'approche est nécessaire pour y apporter les premiers éléments de réponse. Comment, et en particulier sur quelles échelles de temps, les grains de poussière évoluent-ils pour former des corps de plus en plus gros, et finalement des planètes ? Dans quelles régions des disques cette croissance des grains est-elle prédominante ? Dans quelle mesure les observations actuelles nous permettent-elles de mettre des contraintes sur ces processus ?

Pour tenter de répondre à ces questions, deux axes principaux ont été abordés dans cette thèse :

- **le développement d'un code de transfert radiatif.** L'objectif est de mettre au point un outil qui nous permette de modéliser l'ensemble des quantités observables des disques : SEDs, images en lumière diffusée, cartes de polarisation, ... de manière cohérente entre elles afin de pouvoir interpréter simultanément plusieurs observations. Le code doit en outre offrir la possibilité de tester les prédictions des théories de formation planétaire : sédimentation, migration radiale, croissance préférentielle des grains dans les zones les plus denses, ... en pouvant gérer des populations de grains qui varient en fonction de la position dans le disque.
- **la modélisation multi-longueurs d'onde et multi-techniques.** Le code sera appliqué à quelques objets pour lesquels nous disposons de jeux de données multi-longueurs d'onde. L'objectif est de réaliser un échantillonnage important de l'espace des paramètres et de systématiquement comparer un grand nombre de modèles à différents types d'observations, afin de déduire des contraintes *quantitatives* sur les paramètres des modèles et d'étudier leurs implications sur l'évolution des disques et les processus de formation planétaire.

2

Modélisation du transfert radiatif

Sommaire

2.1	Le problème du transfert radiatif	27
2.2	La méthode Monte Carlo	29
2.3	Nouveaux développements et caractéristiques du code	36
2.4	Hypothèses, domaines d'application et limites du modèle	37
2.5	La vie d'un photon	41
2.6	Traitement de la diffusion	50
2.7	Calcul de l'émission thermique du disque	67
2.8	Validation du code	80
2.9	Résumé et perspectives	95
	Annexe	97

2.1 Le problème du transfert radiatif



Les données observationnelles sur les disques protoplanétaires se font de plus en plus nombreuses et détaillées. Leur interprétation passe par une résolution précise du transfert radiatif, qui a pour but de déterminer l'intensité spécifique $I_\lambda(\vec{r}, \vec{n})$ en chaque point \vec{r} et direction \vec{n} du modèle et à chaque longueur d'onde λ . Ce problème est particulièrement complexe, l'intensité spécifique est une grandeur à 6 dimensions, la transmission du rayonnement dépend de la température, elle-même reliée au chauffage par rayonnement, les échelles d'opacités peuvent varier de zéro à plusieurs millions, le rayonnement peut être très fortement anisotrope, les sources d'éclairement multiples et complexes . . .

L'intensité spécifique vérifie l'équation stationnaire suivante, appelée équation du transfert radiatif :

$$\begin{aligned} \frac{dI_\lambda(\vec{r}, \vec{n})}{ds} = & -\kappa_\lambda^{\text{ext}}(\vec{r}) I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}) \\ & + \kappa_\lambda^{\text{abs}}(\vec{r}) B_\lambda(T(\vec{r})) \\ & + \kappa_\lambda^{\text{diff}}(\vec{r}) \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} \psi_\lambda(\vec{r}, \vec{n}', \vec{n}) I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}') d\Omega' \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

où $\kappa_\lambda^{\text{abs}}(\vec{r})$, $\kappa_\lambda^{\text{diff}}(\vec{r})$ et $\kappa_\lambda^{\text{ext}}(\vec{r}) = \kappa_\lambda^{\text{abs}}(\vec{r}) + \kappa_\lambda^{\text{diff}}(\vec{r})$ sont respectivement, les opacités d'absorption, diffusion et extinction. s représente la distance le long de la direction de propagation. $\psi_\lambda(\vec{r}, \vec{n}', \vec{n})$ est la distribution angulaire du rayonnement diffusé¹ : elle décrit la fraction d'énergie diffusée de la direction \vec{n}' vers la direction \vec{n} par unité d'angle solide. $B_\lambda(T)$ est la fonction de Planck. La solution formelle de l'équation 2.1.1 en $\vec{r} = \vec{r}_0 + s\vec{n}$ est donnée par :

$$I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}) = I_\lambda(\vec{r}_0, \vec{n}) e^{-\tau_\lambda(\vec{r}_0, \vec{n}, s)} + \int_0^s \varepsilon_\lambda(\vec{r}_0 + s'\vec{n}, \vec{n}) e^{-\left(\tau_\lambda(\vec{r}_0, \vec{n}, s) - \tau_\lambda(\vec{r}_0, \vec{n}, s')\right)} ds' \quad (2.1.2)$$

où l'émissivité ε_λ , définie par :

$$\varepsilon_\lambda(\vec{r}, \vec{n}) = \kappa_\lambda^{\text{abs}}(\vec{r}) B_\lambda(T(\vec{r})) + \kappa_\lambda^{\text{diff}}(\vec{r}) \frac{1}{4\pi} \iint_\Omega \psi_\lambda(\vec{r}, \vec{n}', \vec{n}) I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}') d\Omega' \quad (2.1.3)$$

est la somme des termes d'émission thermique et de lumière diffusée. La longueur optique τ_λ est définie comme l'intégrale de l'opacité le long de la direction de propagation :

$$\tau_\lambda(\vec{r}_0, \vec{n}, s) = \int_0^s \kappa_\lambda^{\text{ext}}(\vec{r}_0 + s'\vec{n}) ds' \quad (2.1.4)$$

Le calcul de l'émission thermique nécessite de connaître la structure en température $T(\vec{r})$ de la poussière. Cette température est déterminée en écrivant que la matière est en équilibre radiatif. Si on suppose en outre, que les grains sont à l'équilibre thermodynamique local (ÉTL) et qu'il n'y a pas d'autres sources d'énergie que le champ de rayonnement, la température est obtenue en inversant, pour chaque cellule i , l'équation :

$$4\pi M_i \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = \Gamma_i^{\text{abs}} \quad (2.1.5)$$

où M_i est la masse de poussière de la cellule, κ_i^{abs} son opacité massique d'absorption et Γ_i^{abs} son taux d'absorption d'énergie.

L'ensemble des équations 2.1.1 et 2.1.5 définit complètement le problème du transfert radiatif à partir de la donnée des propriétés optiques de la poussière ($\kappa_\lambda^{\text{abs}}$, $\kappa_\lambda^{\text{diff}}$, ψ_λ) et des sources d'éclairement (conditions initiales de l'équation 2.1.1). Il est important de noter ici que les opacités, en général, peuvent dépendre de la température, rendant inévitable un calcul itératif entre les solutions des équations 2.1.1 et 2.1.5. Dans le cas du transfert radiatif dans la poussière, ce problème disparaît car les opacités peuvent, en première approximation, être considérées comme indépendantes de la température.

L'objectif des simulations est d'obtenir :

- la structure en température $T(\vec{r})$ en chaque point \vec{r} du modèle, qui peut être utilisée comme entrée pour d'autres modélisations, par exemple pour la chimie ou l'hydrodynamique.
- les intensités spécifiques I_λ s'échappant du système et desquelles on peut déduire les flux dans différentes directions qui donnent les distributions spectrales d'énergie et les images monochromatiques à différentes longueurs d'onde et pour différentes lignes de visée.

¹ Le terme anglais est "phase function" et nous utiliserons parfois le nom de «fonction de phase» par la suite.

2.2 La méthode Monte Carlo



La méthode Monte Carlo est une méthode numérique qui permet de résoudre des problèmes mathématiques par la simulation de variables aléatoires. Elle peut simuler tout processus dont l'évolution est influencée par des facteurs aléatoires (chaînes de Markov, modèle de transport, finance, ...), mais aussi des problèmes où le «facteur chance» n'intervient pas, la méthode permettant la construction d'un modèle probabiliste artificiel, par exemple pour la résolution d'intégrales, en particulier multidimensionnelles. La date de naissance généralement acceptée de cette méthode est 1949 quand un article de Metropolis et Ulam, intitulé "The Monte Carlo method", fut publié. Curieusement, les bases théoriques de la méthode étaient connues bien avant que les premiers articles ne fussent publiés, et certains problèmes de statistique furent résolus au moyen d'échantillonnage aléatoire, c'est-à-dire, dans les faits, par la méthode Monte Carlo. Cependant, la difficulté de simuler manuellement des variables aléatoires ne permit à la méthode de se développer qu'à partir de l'apparition des ordinateurs et de générateurs de nombres pseudo-aléatoires de bonne qualité.

2.2.1 Principe général du code

Le code décrit ici se base sur celui écrit par Ménard (1989), dont il reprend le principe de fonctionnement général mais dont il étend les capacités et champs d'application². Dans le cas du transfert radiatif, l'idée de base de la méthode Monte Carlo est de diviser les énergies rayonnées en différentes particules ou paquets de photons. Par abus de langage, le terme photon sera parfois utilisé par la suite, il désignera les particules du code Monte Carlo et non pas un photon au sens physique du terme, c'est-à-dire quanta d'énergie de l'onde électromagnétique. Chaque particule est monochromatique et correspond à un ensemble de photons. Les particules sont émises à une certaine position et dans une certaine direction puis effectuent une marche au hasard dans l'environnement circumstellaire, avec lequel elles peuvent interagir, étant occasionnellement absorbées ou diffusées et pouvant changer de direction de propagation en cas de diffusion. Les probabilités avec lesquelles ces actions ont lieu sont déterminées par les équations du transfert radiatif. Quand les particules quittent l'environnement circumstellaire, elles sont classées en fonction de leur position, direction de vol et longueur d'onde et produisent les différentes quantités observables : images et distributions spectrales d'énergie.

La résolution de l'équation 2.1.1 n'est pas réalisée de manière directe mais par la simulation de la marche aléatoire des paquets de photons. Les principaux problèmes que nous avons à résoudre dans la méthode Monte Carlo sont donc :

- la détermination des coordonnées des points de la marche aléatoire (section 2.5)
- le traitement des interactions des photons avec les grains de poussière : calcul des modifications de l'état de polarisation dans le cas d'une diffusion, calcul de l'équilibre radiatif et réémission de l'énergie dans le cas d'une absorption (sections 2.6 et 2.7).
- production des quantités observables lorsque les photons quittent le système et atteignent l'observateur.

Le champ de rayonnement est calculé de manière stochastique lors de la propagation des photons mais l'équation de l'équilibre radiatif 2.1.5 de laquelle on déduit la structure en température est en revanche résolue de manière non probabiliste (section 2.7.1).

La figure 2.1 schématise le fonctionnement général du code et décrit les articulations entre

²Ce chapitre décrit le fonctionnement du code et les tests que nous avons réalisés pour valider ces résultats. Certaines parties entrent dans les détails du code. Une description plus brève est présentée en annexe.

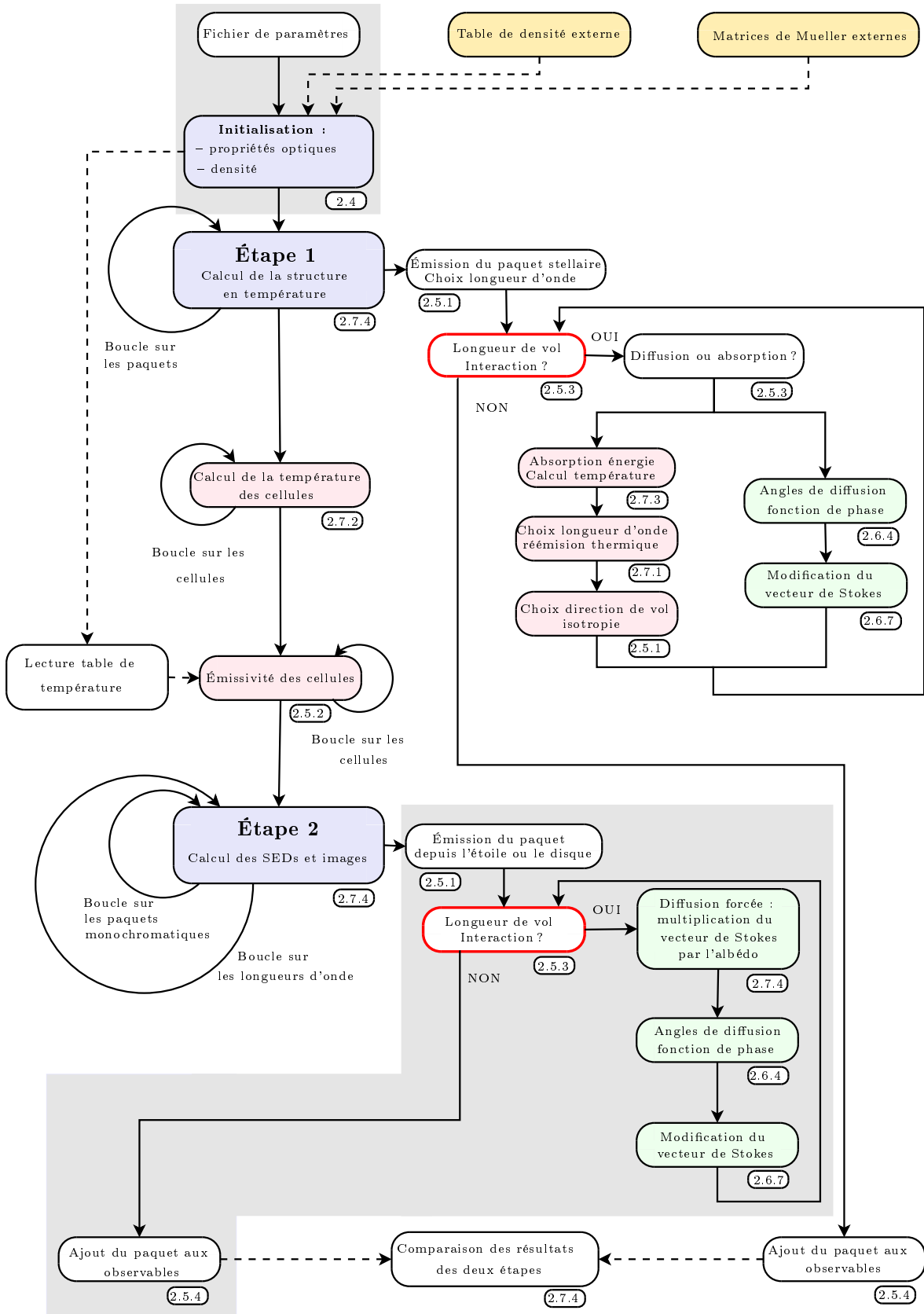


Figure 2.1 – Schéma général du code. Les étapes principales du calcul de la distribution spectrale d'énergie et des images d'un objet sont présentées. Les flèches en tirets représentent certains chemins optionnels possibles. Sous chaque étape du calcul figure une boîte indiquant le numéro de la section dans laquelle les calculs sont détaillés. Les boîtes en bleu représentent les étapes principales du code, les boîtes en rose, les routines liées à l'émission thermique, les boîtes en vert, celles liées à la diffusion et les boîtes à cadre rouge montrent les étapes les plus consommatrices en temps de calcul. Les zones grisées schématisent les calculs effectués par la première version du code (Ménard 1989).

les différents calculs que nous allons présenter dans les sections suivantes.

2.2.2 Pourquoi faire confiance au hasard ?

De manière identique aux simulations hydrodynamiques, on peut distinguer deux familles de méthodes pour résoudre numériquement l'équation du transfert radiatif : les méthodes particulières (Monte Carlo) et les méthodes basées sur des grilles. Cette dernière catégorie se divise en deux avec les méthodes à coordonnées discrètes, qui intègrent l'équation du transfert le long de rayons prédéfinis et les méthodes basées sur les moments de l'intensité spécifique, qui ne résolvent pas l'équation du transfert directement mais ses moyennes sur les directions de vol.

L'une des premières étapes du développement du code a donc été de sélectionner la méthode la plus adaptée pour résoudre les problèmes auxquels nous nous intéressions. Le choix de la méthode Monte Carlo a été réalisé en s'appuyant sur les possibilités offertes, dans le cadre des objectifs que nous nous étions fixés, par les deux codes disponibles au LAOG, qui traitent chacun une partie du transfert radiatif :

- le code de diffusion multiple de François Ménard et Gaspard Duchêne, qui permet de produire des images des disques dans le domaine visible et infrarouge proche.
- le code de structure verticale de Régis Lachaume, Fabien Malbet et Jean-Louis Moinin qui inclut un modèle à deux couches, basé sur la méthode des moments pour le traitement du transfert radiatif (Lachaume et al. 2003).

Deux possibilités se sont alors offertes à nous :

- développer un code de transfert radiatif basé sur la méthode Monte Carlo à partir du code de diffusion multiple. Il s'agissait de réécrire en grande partie le code de diffusion pour le rendre multi-longueur d'onde, inclure les équations de l'équilibre radiatif et ajouter l'émission thermique du disque.
 - combiner les deux codes existants en s'assurant que les calculs soient cohérents entre eux.
- Le travail à faire était ici de nature différente : il fallait vérifier que les hypothèses utilisées dans les deux codes (géométrie du disque, propriétés optiques de la poussière . . .) étaient compatibles entre elles et que les résultats produits par les deux codes puissent être interprétés ensemble de manière cohérente.

Ce choix revenait à choisir entre un code particulière et un code basé sur une grille. Chaque type de code a ses avantages et inconvénients que nous allons essayer de résumer ici.

L'idée à la base des méthodes des moments apparaît dans les années soixante (voir par exemple, Mihalas & Mihalas 1984, et les références incluses). Pour les disques d'accrétion, les équations furent présentées par Hubeny (1990) et Malbet & Bertout (1991). Les méthodes des moments n'utilisent pas l'équation du transfert radiatif 2.1.1 directement, mais ses moments successifs (par rapport à la direction de propagation). Le système d'équations ainsi formé n'est complet que pour un nombre infini d'équations de moments. Une relation de clôture, qui estime les moments d'ordre élevé par des fonctions des moments de plus bas ordres, est alors nécessaire pour fermer le système avec un nombre fini d'équations. Les plus utilisées sont la relation de diffusion limitée en flux (Yorke et al. 1993; Sonnhalter et al. 1995; Murray et al. 1994) et l'approximation d'Eddington (éventuellement modifiée, voir par exemple, Malbet & Bertout 1991; Malbet et al. 2001). Ces méthodes sont bien appropriées aux cas optiquement épais mais ne peuvent s'appliquer aux zones optiquement minces, car les approximations ne sont plus valides dans ce régime.

Les méthodes à coordonnées discrètes résolvent l'équation du transfert radiatif sur une grille spatiale discrète, cette grille pouvant être déterminée pendant la simulation ou générée au préalable. L'intégration de l'équation du transfert radiatif peut être réalisée par l'algorithme des «longues caractéristiques», c'est-à-dire en intégrant l'équation du transfert le long de tout

le trajet du rayon lumineux. Cette méthode est précise mais devient rapidement trop coûteuse en temps de calcul. Elle reste cependant utile quand une grande précision est recherchée et quand on se trouve dans le limite du transport (au moins dans une partie du domaine). Une méthode plus efficace est basée sur l'algorithme des «courtes caractéristiques» (Mihalas 1978; Kunasz & Auer 1988). Cette méthode de plus en plus répandue, évite les redondances des «longues caractéristiques» en n'intégrant que sur une fraction du rayon, l'intensité spécifique au point de départ de l'intégration étant déterminée par interpolation des valeurs voisines.

Les équations 2.1.1 et 2.1.5 forment un système d'équations couplées. En effet, le calcul du champ de rayonnement doit prendre en compte le champ de rayonnement de l'étoile, absorbé et diffusé par le disque mais aussi le champ de rayonnement provenant de l'émission thermique du disque, lui aussi absorbé et diffusé. Dans le cas optiquement mince, le champ de rayonnement de l'étoile est complètement dominant et la température de la poussière peut alors être calculée directement. Dans les zones optiquement épaisses, l'émission de la poussière peut contribuer de façon significative au chauffage. Les équations 2.1.1 et 2.1.5 sont alors couplées, et la solution est obtenue par une méthode itérative où le champ de rayonnement et la température sont calculés alternativement.

Les techniques numériques les plus utilisées sont l'«itération Lambda» (Collison & Fix 1991; Efstathiou & Rowan-Robinson 1991) et le «tenseur variable d'Eddington» (Mihalas & Mihalas 1984; Malbet & Bertout 1991; Stone et al. 1992; Kikuchi et al. 2002; Dullemond et al. 2002; Dullemond 2002). L'«itération Lambda», où Lambda désigne l'opérateur linéaire qui donne l'intensité spécifique moyenne à partir de la fonction source, souffre de problème de convergence et la méthode de l'«itération Lambda accélérée» (ALI), qui utilise un opérateur approximatif mais facilement inversible (voir par exemple Rybicki & Hummer 1991) est souvent utilisée. Une convergence plus rapide peut en outre être atteinte en combinant cette méthode à un amplificateur de convergence linéaire comme l'algorithme de Ng (1974). Ces méthodes permettent d'améliorer la convergence de tout schéma d'itération linéaire, en estimant le comportement de la convergence du problème à l'aide des résultats précédents. La méthode du «tenseur variable d'Eddington» résout l'équation complète du transfert mais estime la forme du champ de rayonnement en utilisant une équation de moments. Le principe est ici de calculer, et non pas d'estimer ou de deviner comme c'est le cas dans les méthodes de moments classiques, les facteurs d'Eddington en utilisant le champ de rayonnement calculé par intégration de l'équation complète du transfert. Les équations de moments ne sont dans ce cas plus une approximation et sont parfaitement équivalentes à l'équation complète du transfert. Cette méthode semble plus robuste que l'«itération Lambda» et converge souvent plus rapidement (elle peut également être couplée à une accélération de type Ng). En outre, elle fonctionne même à des opacités optiques très élevées.

La méthode Monte Carlo fut employée la première fois pour résoudre le transfert radiatif en incluant l'émission thermique de la poussière il y a une vingtaine d'années (Lefèvre et al. 1982, 1983). Cette méthode est par ailleurs très largement utilisée pour modéliser les diffusions multiples (Witt 1977a,b,c; Witt & Oshel 1977; Yusef-Zadeh et al. 1984; Ménard 1989; Whitney & Hartmann 1992; Fischer et al. 1994) Le principal défaut des codes Monte Carlo est le bruit statistique qu'ils génèrent et dont les codes à grille sont dépourvus. En effet, la méthode Monte Carlo permet d'obtenir un estimateur statistique d'une certaine intégrale que l'on désire calculer. Cet estimateur est non biaisé mais possède une déviation standard qui peut s'écrire d'après le théorème central limite comme σ/\sqrt{n} où n est le nombre d'expérimentations – dans le cas qui nous concerne, n est le nombre de paquets lancés – et σ la déviation standard d'une expérimentation. Même si ce bruit diminue avec un nombre de paquets de photons croissant, la réduction du bruit à un niveau prédéterminé peut demander un temps de calcul très important. Certains éléments déterministes peuvent être introduits dans la méthode Monte Carlo pour

réduire ce bruit, en diminuant σ . Ces techniques de réduction de variance (la variance est ici définie comme une mesure des fluctuations statistiques, ou, pour être plus précis, comme le carré de la déviation standard des résultats d'un même calcul avec différents ensembles de nombres aléatoires) peuvent, par exemple, prendre, dans le cas du transfert radiatif, la forme du concept d'interaction forcée introduit par Cashwell & Everett (1959), l'utilisation d'un échantillonnage du champ de rayonnement adapté au problème (Juvela 2005) ou l'écriture de l'équilibre radiatif à l'aide du champ de rayonnement (Lucy 1999).

De manière similaire aux codes à grille, des itérations sont nécessaires entre la résolution de l'équation du transfert et celle de l'équilibre (Wolf 2003b). Quand l'opacité augmente le nombre d'itérations requises augmente et les calculs peuvent devenir excessivement longs, un grand nombre de photons n'étant pas utilisés pour la solution finale mais uniquement pour les itérations intermédiaires. Des méthodes Monte Carlo accélérées sont apparues (Bernes 1979; Juvela 1997; Hogerheijde & van der Tak 2000). Ainsi, Juvela (2005) ne traite explicitement que certaines des interactions entre cellules. Il sépare la contribution des photons émis et ré-absorbés dans la même cellule, calculée explicitement, et celle des photons qui sont absorbés dans une cellule différente de leur cellule d'émission, calculée par la méthode classique par itérations successives. Cela permet de réduire significativement le nombre d'itérations nécessaires et donc d'accélérer le taux de convergence et peut se comparer à une méthode ALI adaptée aux codes Monte Carlo.

Parce que l'opacité de la poussière est indépendante de la température, la température de la poussière peut, en principe, être calculée sans itération. En effet, si le couplage radiatif entre les cellules est gardé en mémoire, le problème se résume à un système d'équation à résoudre et une simulation fournissant les coefficients de couplages entre les cellules n'a besoin d'être réalisée qu'une seule fois. Niccolini et al. (2003) utilisent cette méthode qui traite indépendamment la propagation des photons et le calcul de l'équilibre thermique. Pour un modèle de N cellules, il faut garder en mémoire $N(N - 1)/2$ termes de couplage correspondant à chaque couple de cellules pour chaque fréquence simulée, calculés par la partie Monte-Carlo du code et résoudre dans un second temps l'ensemble des équations non-linéaires 2.1.5, ce qui revient à inverser une matrice de Jacobi de taille $N \times N$. L'inversion de cette matrice peut devenir très gourmande en temps de calcul lorsque N augmente, et nécessiter une très grande quantité de mémoire. De ce fait la taille de la grille de densité est limitée et cette méthode ne peut être utilisée dans les cas où un nombre important de cellules est nécessaire, par exemple dans un disque très optiquement épais ou si le disque n'est pas axisymétrique et doit être décrit par une table de densité à trois dimensions.

Une autre alternative, de laquelle s'inspire notre code, est le concept de réémission immédiate développé par Bjorkman & Wood (2001). Lorsqu'un paquet de photons est absorbé, la température locale de la poussière est mise à jour et un nouveau paquet est immédiatement réémis au même endroit. La fréquence du paquet réémis est déterminée par une loi de probabilité prenant en compte les photons précédemment émis et la nouvelle température locale. Cette méthode permet implicitement de conserver l'énergie car chaque paquet absorbé est réémis et s'échappera finalement du disque (la conservation de l'énergie est donc forcée individuellement pour chaque paquet). Cette méthode présente plusieurs avantages par rapport à la méthode classique :

- tous les paquets simulés sont utilisés dans le calcul de la solution finale et aucune itération n'est nécessaire,
- les corrections en température sont appliquées immédiatement à chaque absorption. Dans la méthode classique, les cellules émettent des paquets de photons correspondant aux anciennes températures jusqu'à ce que les températures soient mises à jour à la fin de l'itération,

- les photons suivent le flux d'énergie et de ce fait, plus d'émissions (et réémissions) ont lieu dans les zones les plus chaudes. L'échantillonnage de ces régions est ainsi très bon. En particulier, la méthode assure qu'il ne peut y avoir de régions d'émission importante mal échantillonnées,
- la méthode permet de considérer des profondeurs optiques importantes. En effet, quand un photon à courte longueur d'onde est absorbé, il est réémis le plus souvent à une longueur d'onde plus grande, où l'opacité est sensiblement plus faible. L'augmentation du libre parcours moyen résultante rend la procédure beaucoup plus efficace dans les cas très optiquement épais.

Le principal avantage des méthodes Monte Carlo est leur flexibilité. Ainsi, les directions de propagation des photons ne sont pas choisies a priori (comme c'est le cas dans les codes déterministes où la géométrie de rayons discrets est fixée) mais résultent d'un traitement probabiliste, rendant possible la simulation du transfert radiatif dans des milieux de géométries complexes à trois dimensions (Boisse 1990; Witt & Gordon 1996; Bianchi et al. 2000). De même, cette flexibilité des codes Monte Carlo leur a permis d'atteindre un grand degré de sophistication auquel ne peuvent prétendre les méthodes à grille de résolution du transfert. Ainsi, les méthodes Monte Carlo peuvent traiter la physique de la diffusion dans tous ces détails : anisotropie, effets de la polarisation (Ménard 1989; Code & Whitney 1995; Bianchi et al. 1996) de manière relativement simple, réaliser un traitement correct de l'information cinématique dans le problème du transfert radiatif (Matthews & Wood 2001; Baes & Dejonghe 2002; Baes et al. 2003). Si les méthodes basées sur des grilles peuvent résoudre facilement le transfert à une dimension, pour des géométries plus générales, en revanche, le problème devient beaucoup plus complexe, et obtenir une solution exacte devient beaucoup plus délicat avec les techniques conventionnelles. Si les codes à deux dimensions commencent à se développer (Dullemond et al. 2002; Men'shchikov & Henning 1997b; Sonnhalter et al. 1995; Gouttebroze 2005; Efstathiou & Rowan-Robinson 1990), il n'existe présentement, à notre connaissance, qu'un seul code à trois dimensions (Steinacker et al. 2002), alors que les codes Monte Carlo à trois dimensions sont relativement nombreux (Bjorkman & Wood 2001; Wolf 2003b; Niccolini et al. 2003; Harries et al. 2004; Ercolano et al. 2005). La simplicité et l'universalité de la méthode Monte Carlo offrent de plus des perspectives d'extensions et d'évolutions aux codes plus importantes et probablement plus aisées à mettre oeuvre.

Ces éléments nous ont poussé à choisir la méthode Monte Carlo pour simuler le transfert radiatif. En particulier, la possibilité de traiter aussi bien la lumière diffusée que l'émission thermique avec un unique code s'est avéré déterminante dans le choix de la méthode. En effet, l'un des objectifs principaux de la thèse est de reproduire les observations des disques sur un large domaine de longueur d'onde en s'assurant que les images produites à différentes longueurs d'onde puissent être exploitées simultanément. Maintenir deux codes basés sur des méthodes différentes à un même niveau de complexité et surtout assurer la cohérence de leurs résultats nous est apparu une entreprise assez délicate et risquée. Les difficultés rencontrées dans la mise au point des deux codes auraient sans doute été de natures différentes et les hypothèses utilisées pour les résoudre dans un des codes auraient sans doute impliqué des limitations sur le second code, rendant de ce fait l'ensemble des deux codes moins efficace et limitant son domaine d'application. À l'inverse, le développement du code Monte Carlo nous permettra de simuler des images de disques en émission thermique et/ou lumière diffusée ainsi que des distributions spectrales d'énergie cohérentes entre elles même dans des cas complexes (propriétés de la poussière ne sont pas uniformes dans le disque, géométrie à trois dimensions, ...) offrant ainsi un outil particulièrement adapté aux problématiques étudiées.

2.2.3 Nombres aléatoires

Une grande partie des calculs effectués au cours des simulations se résume à tirer des nombres aléatoires suivant des lois de probabilité plus ou moins complexes. Des algorithmes efficaces existent pour simuler des variables pseudo-aléatoire uniformes et la démarche naturelle pour atteindre notre objectif est de simuler une variable suivant une loi de probabilité quelconque à partir d'un générateur pseudo-aléatoire uniforme.

Une des méthodes pour y parvenir est la méthode de la fonction de répartition, parfois appelée équation fondamentale de la méthode Monte Carlo. Si l'on considère une variable aléatoire X définie sur l'intervalle $[a, b]$ de densité de probabilité $f(x)$, alors la variable aléatoire Y définie par le changement de variable $Y = F(X)$, où F est la fonction de répartition (intégrale de la densité de probabilité) de X , est comprise entre $F(a) = 0$ et $F(b) = 1$. Pour toutes valeurs de y comprises entre 0 et 1, la densité de probabilité g de Y est donnée par :

$$g(y) = f(x) \frac{1}{\frac{dF}{dx}} = f(x) \frac{1}{f(x)} = 1 \quad (2.2.1)$$

et Y suit donc une loi de probabilité uniforme. Ce calcul, qui n'est autre que l'égalisation d'histogramme, permet de générer des nombres aléatoires suivant la loi f quand on a à sa disposition des nombres aléatoires suivant la loi uniforme. En effet, si les variables \mathcal{A}_i suivent une loi uniforme, les variables aléatoires $X_i = F^{-1}(\mathcal{A}_i)$ suivent la loi f . Ainsi pour générer un nombre aléatoire x entre a et b , suivant la loi f , la méthode de la fonction de répartition revient donc à inverser l'intégrale :

$$F(x) = \int_a^x f(y) dy = \mathcal{A} \quad \text{avec, par définition} \quad \int_a^b f(y) dy = 1 \quad (2.2.2)$$

et \mathcal{A} désigne un nombre choisi aléatoirement entre 0 et 1. Cette méthode est particulièrement efficace si F^{-1} a une expression analytique. Dans le cas contraire, il faut tabuler certaines valeurs de $F(x_i)$ et rechercher dans le tableau ainsi créé, la plus petite valeur x_i telle que $F(x_i) \geq \mathcal{A}$. Pour accélérer cette recherche, nous utilisons une méthode de dichotomie. Dans le cas des tableaux de taille importante, des informations supplémentaires sont stockées en mémoire (pour quelles valeurs certains seuils de probabilité sont atteints). Cela permet d'initialiser la dichotomie avec deux valeurs proches de la valeur recherchée (et non plus aux valeurs minimale et maximale) afin de réduire le nombre de pas nécessaires pour atteindre la solution. Cette méthode revient à sélectionner une partie du tableau dans laquelle se trouve la valeur recherchée puis de ne réaliser la dichotomie que dans cette partie. Dans la suite, \mathcal{A} désignera les valeurs successives d'une suite de nombres aléatoires, *ie* chaque terme \mathcal{A} représentera un nouveau nombre aléatoire $\in]0, 1]$ indépendant du précédent.

La qualité du générateur de nombres pseudo-aléatoires est primordiale pour la pertinence de nos calculs. En particulier, nous serons parfois amenés à utiliser plusieurs milliards de nombres pseudo-aléatoires et un générateur 64 bits est nécessaire. Cela correspond à une longueur de chaîne maximale de $2^{63} - 1 \approx 9.2 \cdot 10^{18}$ nombres aléatoires par opposition aux générateurs 32 bits, dont la longueur de chaîne est de seulement $2^{31} - 1 \approx 2.1 \cdot 10^9$, dans les meilleurs cas. Notre choix s'est porté sur le générateur SPRNG (Scalable Parallel Random Number Generators Library), qui a été abondamment testé et qui offre la possibilité de générer des flux indépendants de nombres aléatoires en parallèle.

2.3 Nouveaux développements et caractéristiques du code

La version originale du code, développée par Ménard (1989), se concentrait sur la production d'images en lumière diffusée. L'approche Monte Carlo choisie permettait de prendre en compte naturellement les diffusions multiples et le formalisme de Stokes adopté offrait la possibilité de calculer des cartes de polarisation.

L'ensemble de ces caractéristiques ont été maintenues dans la version actuelle du code et de nouvelles y ont été ajoutées :

- l'utilisation de table de densité quelconque en trois dimensions,
- l'utilisation de distribution de poussière non uniforme dans le disque, permettant de simuler des effets de sédimentation et migration radiale différentielle des grains suivant leur taille,
- l'utilisation de grains non sphériques, orientés aléatoirement,
- l'utilisation de la fonction de phase calculée à l'aide des propriétés optiques des grains ou son approximation par la fonction de Henyey-Greenstein,
- l'utilisation d'un nombre d'étoiles quelconques, non ponctuelles, avec des fonctions d'éclairement éventuellement complexes, par exemple une surface présentant des taches chaudes ou froides et/ou de l'assombrissement centre-bord,
- la détermination de la structure en température du disque par la résolution de l'équilibre radiatif en prenant en compte les chauffages passif et actif,
- l'adaptation au cas optiquement mince, où la probabilité d'interaction des photons avec la matière est très faible,
- la généralisation à plusieurs longueurs d'onde avec :
 - la production d'images, en considérant à la fois la lumière diffusée et l'émission thermique, avec la possibilité de séparer les différentes contributions,
 - la production de distributions spectrales d'énergie.

Un travail important d'optimisation des performances du code a en outre été réalisé, avec en particulier une parallélisation pour les systèmes à mémoire partagée (OpenMP). Le gain en vitesse lors du calcul d'une image en lumière diffusée correspond à un facteur de l'ordre de 7 sur une machine mono-processeur, par rapport à la version originale du code. L'utilisation d'un échantillonnage spatial du champ de rayonnement plus adapté à la simulation d'images (section 2.6.8) permet en outre de réduire le nombre de paquets utilisés d'un facteur 3 à plusieurs centaines suivant la géométrie du disque.

Les temps de calcul publiés pour la résolution du cas test défini par (Pascucci et al. 2004) semblent également indiquer que le code est très efficace pour le calcul de l'équilibre thermique et la production des SEDs.

Le tableau 2.1 résume les principales caractéristiques du code comparées à celles d'autres codes. Les codes choisis sont ceux qui, à notre connaissance, ont vérifié le cas test défini par Pascucci et al. (2004). D'autres codes sont utilisés pour modéliser les disques circumstellaires (Chiang & Goldreich 1997; Bell et al. 1997; D'Alessio et al. 1998; Lachaume et al. 2003). Ils utilisent cependant certaines approximations (méthode des moments, modèle à deux couches, opacités grises, ...) et n'ont pas la capacité de reproduire le cas test. Le critère de sélection choisi est arbitraire mais il permet de réunir des codes qui ont un degré de complexité similaire.

Modèle	A	B	C	D	E	F	G	H	I
3D	×	×	×	×			×	×	×
Diffusion anisotrope	×	×	×	×	×		×	×	×
Grille de géométrie arbitraire		×	×						×
Distribution en taille de grain	×	×	×	×	×	×	×	×	×
Espèces de poussière multiples	×	×		×	×	×	×	×	
Chauffage différentiel des grains	×	×						×	
Chauffage du gaz						×		×	
Sources de chauffages multiples/étendues	×	×		×		×	×	×	×
Évaporation de la poussière incluse	×		×	×		×			
Contrôle global de l'erreur	×					×	×		
Accélération pour τ élevées	×	×	×	×	×	×	×		
Version parallèle	×		×			×			
Images	×	×	×	×	×	×	×		×
Cartes de polarisation	×	×		×					×
A : MCFOST, Pinte et al. (2006)									
B : MC3D, Wolf (2003b)									
C : MCTransF, Niccolini et al. (2003)									
D : Bjorkman & Wood (2001); Wood et al. (2002)									
E : RADMC, http://www.mpia-hd.mpg.de/homes/dullemon/radtrans/radmc/									
F : RADICAL, Dullemond (2002)									
G : STEINRAY, Steinacker et al. (2003)									
H : MOCASSIN, Ercolano et al. (2005)									
I : TORUS, Harries (2000) et Harries et al. (2004)									
¹ Dans le cas optiquement mince. Le cas optiquement épais nécessite un calcul par itérations.									
² La méthode d'échantillonnage adaptatif du champ de rayonnement permet un contrôle de la pertinence des résultats.									
³ Le calcul est limité à 64 tailles de grain et seule la température est convergée (voir Wolf (2003a)).									

Tableau 2.1 – Comparaison des différents modèles de transfert radiatif utilisés pour modéliser les environnements circumstellaires

2.4 Hypothèses, domaines d'application et limites du modèle

2.4.1 Système de coordonnées et géométrie du modèle

Les positions successives (x, y, z) des photons sont décrites en utilisant un système de coordonnées cartésien, dont l'origine coïncide avec le centre de masse du système. Ce système de coordonnées sera qualifié d'universel par comparaison à d'autres systèmes de coordonnées que nous aurons parfois besoin d'utiliser au cours de la propagation des photons. La direction de vol du photon est définie à l'aide d'un vecteur unitaire (u, v, w) :

$$\sqrt{u^2 + v^2 + w^2} = 1 \quad (2.4.1)$$

Les composantes u, v, w sont parfois appelées cosinus directeurs.

Nous avons vu que le code permet de gérer des distributions de densité arbitraires en trois dimensions. Dans la plupart des cas cependant, une distribution de densité complexe n'est pas nécessaire et nous utiliserons une description simplifiée des grandeurs pertinentes de la géométrie du disque à l'aide de lois de puissance (Pringle 1981). La première simplification est de supposer que le système est axisymétrique et que nous pouvons le décrire à l'aide d'une table de densité en deux dimensions. La structure en densité peut alors être définie à partir

de la densité surfacique et de la structure verticale du disque. Pour la densité surfacique nous adoptons une loi de la forme $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^p$ où r_0 est un rayon de référence. La relation paramétrique généralement employée pour définir la structure verticale du disque n'est strictement valide que si nous faisons plusieurs hypothèses. Le disque est supposé :

- géométriquement mince, en tout point (r, z) du disque : $z \ll r$,
- verticalement isotherme, la structure en température ne dépend que de la variable r
- en équilibre hydrostatique vertical,
- composé d'un gaz parfait,
- non auto-gravitant.

Ces hypothèses permettent d'obtenir une description simple du disque à l'aide des paramètres principaux du disque, c'est-à-dire ceux auxquels nous avons accès grâce aux observations sur les instruments actuels. Elles impliquent cependant que la structure en température obtenue ne sera pas cohérente avec la structure en densité.

L'équilibre hydrostatique peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho(r, z)}{\partial z} + \frac{GM_* \mu}{kT(r)(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \rho(r, z) z = 0 \quad (2.4.2)$$

et devient pour un disque géométriquement fin avec $z \ll r$:

$$\frac{\partial \rho(r, z)}{\partial z} + \frac{GM_* \mu}{kT(r)r^3} \rho(r, z) z = 0 \quad (2.4.3)$$

avec k la constante de Boltzmann, G la constante gravitationnelle, M_* la masse de l'étoile, μ la masse moyenne des particules constituant le disque. La solution de cette équation est un profil gaussien :

$$\rho(r, z) = \rho(r, 0) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H(r)} \right)^2} \quad \text{avec} \quad H(r) = \sqrt{\frac{r^3 kT(r)}{GM_* \mu}} \quad (2.4.4)$$

avec $H(r)$ l'échelle de hauteur du disque. La loi de température est posée s'écrivant comme $T(r) = T_0 (r/r_0)^\gamma$, ce qui implique également une loi de puissance pour l'échelle de hauteur $H(r) = H_0 (r/r_0)^\beta$ avec $\beta = (\gamma + 3)/2$. Il ne manque plus alors que la donnée de la densité $\rho(r, 0)$ dans le plan équatorial que nous obtenons en écrivant

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(r, z) dz = \Sigma(r) \quad \text{et} \quad \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \Sigma(r) 2\pi r dr = M_d \quad (2.4.5)$$

où R_{in} et R_{out} sont respectivement les rayons interne et externe du disque et M_d est la masse du disque. Et finalement, la loi de densité s'écrit :

$$\rho(r, z) = \frac{M_d}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} H_0 r_0^2} \left(\frac{(p+2) r_0^{p+2}}{R_{\text{out}}^{p+2} - R_{\text{in}}^{p+2}} \right) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{p-\beta} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H_0 (r/r_0)^\beta} \right)^2} \quad \text{si } p \neq -2 \quad (2.4.6)$$

et

$$\rho(r, z) = \frac{M_d}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} H_0 r_0^2 \ln \left(\frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{in}}} \right)} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-2-\beta} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H_0 (r/r_0)^\beta} \right)^2} \quad \text{sinon.} \quad (2.4.7)$$

Elle permet de décrire le disque à l'aide de six paramètres, M_d , R_{in} , R_{out} , p , β , H_0 que nous tenterons d'ajuster aux observations. r_0 est un rayon de référence, sa valeur est sans importance.

Une grille cylindrique (r, z, ϕ) est utilisée pour la table de densité du disque, ce type de géométrie étant particulièrement adapté pour décrire les disques circumstellaires. Nous utilisons N_r points radiaux espacés logarithmiquement, N_z points verticaux espacés linéairement et N_ϕ points azimutaux espacés linéairement, les $N_z \times N_\phi$ premières cellules radiales pouvant éventuellement être subdivisées pour mieux échantillonner le bord interne. Une coupure verticale est imposée à 10 fois l'échelle de hauteur locale, c'est-à-dire que la hauteur des cellules suit l'extension verticale du disque et en particulier son évasement. Le choix de la coupure est fait de manière à ce que la masse située au-dessus de cette coupure soit négligeable. Ainsi, si le profil vertical est gaussien, le densité au niveau de la coupure est $\exp(-10^2/2) = \exp(-50) \approx 2 \cdot 10^{-22}$ fois plus faible que dans le plan équatorial³. En pratique, aucune absorption ou diffusion n'a lieu dans cette zone et cette limite verticale n'a aucune influence sur le traitement du transfert. L'utilisation de ce type de grille est en revanche peu adapté pour modéliser des systèmes dont une des composantes est à symétrie sphérique. L'étude des systèmes avec enveloppes sphériques n'est donc pas judicieux avec la géométrie utilisée actuellement dans le code. En revanche, si la modélisation de tels objets nous semble intéressante, l'utilisation d'une grille sphérique (ou de géométrie arbitraire) est tout-à-fait envisageable.

Toutes les quantités (température, opacités, albédo, distribution en taille des grains, ...) sont supposées constantes à l'intérieur d'une cellule.

2.4.2 Propriétés des grains

Après avoir défini la géométrie du disque, il nous faut nous attarder sur sa composition. Nous ne considérons que la poussière, l'opacité du gaz est supposée négligeable par rapport à celle de la poussière. Nous employons le terme grain pour désigner des particules macroscopiques, pour lesquelles nous pouvons définir une taille. En pratique, les particules les plus petites que nous considérons ont une taille de l'ordre du centième de micron.

Le formalisme utilisé dans le code est celui de Stokes (voir section 2.6.1), l'ensemble des propriétés optiques d'un grain de poussière sont décrites à l'aide de ses sections efficaces d'extinction et de diffusion et des matrices de Mueller pour chaque angle de diffusion. Les grains sont supposés aléatoirement orientés, le modèle considère que l'opacité est indépendante de la direction de propagation, qu'il n'y a pas de dichroïsme. Le code peut utiliser des sections efficaces et matrices de Mueller mesurées en laboratoire ou calculées par des simulations numériques. Dans le cas où les grains sont sphériques, une routine intégrée au code permet de calculer ces sections efficaces et matrices de Mueller à l'aide de la théorie de Mie. L'ensemble des propriétés de la poussière est dans ce cas défini par la donnée des indices optiques. La distribution en taille des grains peut être quelconque mais une description suivant une loi de puissance est souvent utilisée :

$$f(a) \propto a^{-p} \quad (2.4.8)$$

avec a variant entre a_{\min} et a_{\max} . Cette distribution en taille peut en outre être différente dans chaque cellule du disque.

Dans le cas général, nous nous basons sur les résultats de Mathis & Whiffen (1989) et Draine (2003b), qui sont en bon accord avec la loi d'extinction interstellaire entre ~ 0.2 et $\sim 20 \mu\text{m}$.

Le modèle de Mathis & Whiffen (1989) comporte un mélange de grains de graphite, de silicates et de carbone amorphe, dont la taille typique est de l'ordre de $0.005 \mu\text{m}$. Certains grains, qui peuvent être de nature différente, se collent pour former des grains plus gros, jusqu'à

³La masse négligée par cette approximation est $(1 - \text{erf}(5\sqrt{2})) M_d < 10^{-16} M_d$ (10^{-16} étant la limite de précision en 64 bits, il nous est impossible d'évaluer numériquement $1 - \text{erf}(5\sqrt{2})$).

une taille $\lesssim 1\mu\text{m}$. Les grains individuels sont compacts, mais les plus gros sont poreux. Les densités des grains homogènes sont de 1.9g.cm^{-3} pour le carbone amorphe, 2.3g.cm^{-3} pour le graphite, 3.3g.cm^{-3} pour les silicates (Mathis 1996). Le densité moyenne des grains compacts est de l'ordre de 2.5g.cm^{-3} . En prenant en considération le facteur de porosité de l'ordre de 5, nous obtenons une densité moyenne d'environ 0.5g.cm^{-3} . Les valeurs utilisées pour décrire les grains du milieu interstellaire sont $a_{\min} \approx 0.03\mu\text{m}$, $a_{\max} \approx 0.9\mu\text{m}$ et $p = -3.7$. Ces paramètres constituent un point de référence pour étudier si les grains que nous observons dans les disques présentent ou non une évolution par rapport aux grains interstellaires.

Nous avons également utilisé les «silicates astronomiques» dont les constantes diélectriques ont été initialement construites par Draine & Lee (1984). Ces calculs se basent sur des mesures en laboratoire d'olivine cristalline, qui produisent une bande d'absorption dans l'ultraviolet à $0.15\mu\text{m}$ qui n'est pas observée dans l'extinction et la polarisation interstellaires comme le montrent Kim & Martin (1995). Cette bande a été retirée des parties imaginaires des constantes diélectriques et la force d'oscillateur a été redistribuée entre 0.1 et $0.125\mu\text{m}$. Les parties réelles correspondantes ont ensuite été recalculées au moyen des relations de Kramers-Kronig (Weingartner & Draine 2000). Ces grains ont une densité de 3.5g.cm^{-3} .

Nous avons également utilisé les indices optiques pour des grains d'olivine, donnés par Dorschner et al. (1995). Ces indices sont également basés sur des mesures en laboratoire. Nous adoptons la même densité que pour les «silicates astronomiques» : 3.5g.cm^{-3} .

Nous supposons que les grains de poussière sont orientés aléatoirement. Le milieu est donc considéré symétrique, *i.e.* non dichroïque. Cette hypothèse rend les matrices d'opacités proportionnelles à la matrice identité nous permettant ainsi de les écrire à l'aide de scalaires. Les opacités d'extinction et de diffusion dans une cellule i sont alors données par :

$$\kappa_i^{\text{ext/diff}}(\lambda, \vec{r}) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{ext/diff}}(\lambda, a) f(a, \vec{r}) da \quad (2.4.9)$$

où $f(a, \vec{r})$ est la distribution en taille des grains au point \vec{r} et $Q_{\text{ext/diff}}(\lambda, a)$ les sections efficaces d'extinction et de diffusion du grain de rayon a à la longueur d'onde λ .

2.4.3 Régime stationnaire et propagation instantanée

Nous ne considérons que des phénomènes stationnaires. Le champ de rayonnement des sources, la géométrie du système et les propriétés des grains sont supposés indépendants du temps. Nous faisons en outre l'hypothèse que le propagation de la lumière est instantanée et ne prenons pas en compte les temps de propagation d'un point à un autre du modèle.

2.4.4 Diffusion de la lumière

Parce que la diffusion de la lumière par des particules recouvre des domaines très larges et complexes, nous limiterons notre étude au cadre défini par les équations de Maxwell et par l'optique linéaire.

Nous supposerons en outre que la diffusion de la lumière se fait sans redistribution en longueurs d'onde, c'est-à-dire que l'onde diffusée a la même longueur d'onde que l'onde incidente. Cela exclut en particulier les phénomènes tels que la diffusion Raman ou la fluorescence. Nous ne considérons que les effets de la diffusion à grande distance des particules (hypothèse "far field" en anglais), où le champ de rayonnement est polarisé perpendiculairement à sa direction de propagation et décroît inversement proportionnellement à la distance. Enfin, nous considérerons que les particules diffusantes sont indépendantes et non corrélées, *i.e.* positionnées aléatoirement les unes par rapport aux autres. Cela signifie que les particules sont suffisamment séparées pour que chacune d'entre elles diffuse la lumière de la même façon que si toutes

les autres particules n'existaient pas. Cela implique également qu'il n'y ait pas de relations de phase systématiques entre les particules et que l'on puisse sommer les intensités (ou plus généralement les paramètres de Stokes, voir paragraphe 2.6.1) des ondes partielles sans prêter attention à leur phase.

Ces hypothèses, très largement vérifiées pour les applications qui nous intéressent, simplifient grandement le problème et nous autorisent à écrire l'équation du transfert 2.1.1.

2.4.5 Grains en équilibre radiatif

L'équation 2.1.5 qui permet le calcul de la structure en température de la poussière s'appuie sur l'hypothèse que les grains sont en équilibre radiatif avec le champ de rayonnement. En particulier, nous ne prenons pas en compte les petits grains (de rayon typiquement inférieur à $0.01\mu\text{m}$) qui sont chauffés stochastiquement et ne sont jamais en équilibre thermique. Du fait de leur capacité calorifique très faible, l'énergie apportée par l'absorption d'un seul photon ultraviolet ou visible peut conduire à une élévation importante et immédiate de la température, suivie d'un refroidissement rapide, jusqu'à l'arrivée d'un nouveau photon.

Les grains de poussière ne se comportent pas comme des corps noirs. Leur spectre d'émission est déterminé par leur température mais aussi par les caractéristiques des grains. Il est donné par le spectre de Planck multiplié par l'efficacité d'émission des grains. Pour les grains en équilibre radiatif, la loi de Kirchoff établit que pour chaque longueur d'onde, l'efficacité d'émission est égale à l'efficacité d'absorption. Ce résultat a été établi rigoureusement par Kattawar & Eisner (1970) pour une sphère isotherme. Il a été étendu pour un ensemble de particules non sphériques, orientées aléatoirement et formant un milieu isotrope et symétrique par Mishchenko (2002). Ainsi, pour calculer le spectre d'émission d'un grain de poussière, il nous suffit de calculer son spectre d'absorption, qui peut être obtenu en utilisant des méthodes classiques, par exemple la théorie de Mie pour des grains sphériques et homogènes.

2.5 La vie d'un photon



Le traitement numérique de la propagation des paquets de photons a pour objectif de résoudre de manière probabiliste l'équation du transfert radiatif. Sur leur chemin à travers le volume du modèle, les paquets de photons vont subir des absorptions et/ou diffusions jusqu'à ce qu'ils s'échappent éventuellement de l'environnement circumstellaire et soient utilisés pour générer les quantités observables. Chaque événement (origine, absorption, diffusion, traversée d'une cellule, ...) produit une certaine information qui est utilisée pour résoudre les équations du transfert et de l'équilibre radiatif. La marche au hasard des photons est déterminée par des quantités tirées aléatoirement suivant des lois de probabilité fixées par les équations du système : point de départ, direction de propagation, longueur de vol, nature des interactions avec la poussière, comportement lors de ces interactions.

2.5.1 Génération des photons

Point d'émission sur l'étoile

Les étoiles sont, dans le cas général, assimilées à des sphères rayonnant uniformément. La position initiale du photon est donc exprimée en coordonnées sphériques (ici pour une étoile

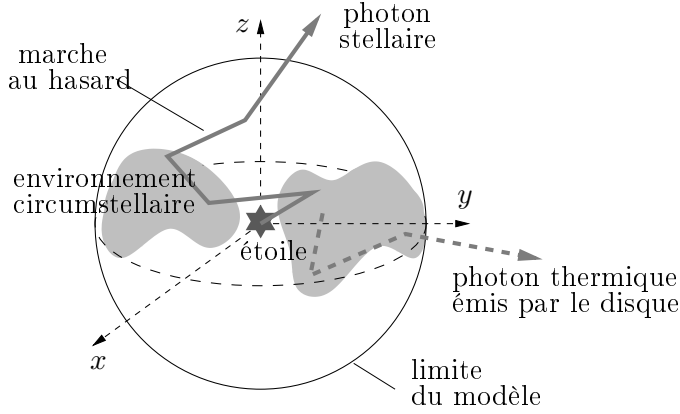


Figure 2.2 – Représentation schématique de la propagation des photons dans le milieu circumstellaire. Les photons réalisent une marche au hasard ponctuée de diffusions et absorptions et s'échappent éventuellement du milieu circumstellaire. Le trait plein symbolise la trajectoire d'un photon stellaire et le trait en pointillé la trajectoire d'un photon émis par le disque.

situé à l'origine) :

$$\vec{r}_0 = R_* \begin{pmatrix} u_* \\ v_* \\ w_* \end{pmatrix} = R_* \begin{pmatrix} \sin \theta^* \cos \phi^* \\ \sin \theta^* \sin \phi^* \\ \cos \theta^* \end{pmatrix} \quad (2.5.1)$$

avec $\theta^* \in [0, \pi]$ et $\phi^* \in [0, 2\pi]$. Pour que le point d'émission \vec{r}_0 soit distribué uniformément sur la surface stellaire, il faut que la probabilité $f_{\theta^*, \phi^*} d\theta^* d\phi^*$ que θ^* soit choisi dans $[\theta^*, \theta^* + d\theta^*]$ et ϕ^* dans $[\phi^*, \phi^* + d\phi^*]$ soit proportionnelle à la surface de l'étoile sous-tendue par ces angles $dA = R_*^2 \sin \theta^* d\theta^* d\phi^*$. La densité de probabilité f_{θ^*, ϕ^*} peut être factorisée $f_{\theta^*, \phi^*} = f_{\theta^*} f_{\phi^*}$ avec :

$$f_{\theta^*} \propto R_*^2 \sin \theta^* \quad (2.5.2)$$

$$f_{\phi^*} \propto 1 \quad (2.5.3)$$

Les angles θ^* et ϕ^* sont choisis au moyen de deux nombres aléatoires répartis uniformément entre 0 et 1

$$\cos \theta^* = 1 - 2\mathcal{A} \quad (2.5.4)$$

$$\phi^* = 2\pi\mathcal{A} \quad (2.5.5)$$

Direction d'émission depuis l'étoile

L'énergie émise dans un angle solide $d\Omega$ par l'élément de surface dA est donné par l'intensité spécifique :

$$dE = I_\lambda(\theta_d^*, \phi_d^*) \cos \theta_d^* dA dt d\lambda \sin \theta_d^* d\theta_d^* d\phi_d^* \quad (2.5.6)$$

où θ_d^* et ϕ_d^* sont définis par rapport à la normale à la surface. La probabilité d'émettre dans $d\Omega$ est

$$f_{\theta_d^*, \phi_d^*} \propto \frac{dE}{dA dt d\lambda} = I_\lambda(\theta_d^*, \phi_d^*) \cos \theta_d^* \sin \theta_d^* d\theta_d^* d\phi_d^* \quad (2.5.7)$$

Pour une sphère qui émet uniformément I_λ est isotrope, la direction d'émission \vec{n}_0 depuis la surface stellaire est donc donnée par

$$f_{\theta_d^*} \propto I_\lambda \cos \theta_d^* \sin \theta_d^* \quad (2.5.8)$$

$$f_{\phi_d^*} \propto 1 \quad (2.5.9)$$

et les angles θ_d^* et ϕ_d^* sont obtenus par

$$\cos \theta_d^* = \sqrt{\mathcal{A}} \quad (2.5.10)$$

$$\phi_d^* = 2\pi\mathcal{A} \quad (2.5.11)$$

Des lois plus complexes d'irradiation stellaire ou d'assombrissement centre-bord peuvent être prises en compte directement si $I_\lambda(\theta_d^*)$ est connu pour chaque longueur d'onde.

Les angles θ_d^* et ϕ_d^* sont ici définis par rapport à la normale à la surface de l'étoile et nous devons les exprimer dans le système de coordonnées universel. Pour cela, on considère le vecteur :

$$\vec{n}'_0 = \begin{pmatrix} \sin \theta_d^* \cos \phi_d^* \\ \sin \theta_d^* \sin \phi_d^* \\ \cos \theta_d^* \end{pmatrix} \quad (2.5.12)$$

qui donne la direction de vol dans le système de coordonnées attaché au point d'émission. Il s'agit alors de calculer les coordonnées de ce vecteur dans le système universel. La transformation du système de coordonnées universel vers le système de coordonnées locales se fait au moyen d'une rotation d'angle θ^* autour de l'axe y suivie d'une rotation d'angle ϕ^* autour de l'axe z , avec θ^* et ϕ^* définis dans le sens trigonométrique. Ces transformations peuvent s'écrire sous forme matricielle :

$$\mathbf{R}_y(\theta^*) = \begin{pmatrix} \cos \theta^* & 0 & \sin \theta^* \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta^* & 0 & \cos \theta^* \end{pmatrix} \quad (2.5.13)$$

et

$$\mathbf{R}_z(\phi^*) = \begin{pmatrix} \cos \phi^* & -\sin \phi^* & 0 \\ \sin \phi^* & \cos \phi^* & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.5.14)$$

La rotation globale qui peut s'écrire, d'après le théorème d'Euler, comme la combinaison des deux rotations devient ainsi :

$$\mathbf{R}(\theta, \phi) = \mathbf{R}_z(\phi^*) \times \mathbf{R}_y(\theta^*) = \begin{pmatrix} \cos \theta^* \cos \phi^* & -\sin \phi^* & \sin \theta^* \cos \phi^* \\ \cos \theta^* \sin \phi^* & \cos \phi^* & \sin \theta^* \sin \phi^* \\ -\sin \theta^* & 0 & \cos \theta^* \end{pmatrix} \quad (2.5.15)$$

et le vecteur de propagation est donné par :

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \cos \theta^* \cos \phi^* & -\sin \phi^* & \sin \theta^* \cos \phi^* \\ \cos \theta^* \sin \phi^* & \cos \phi^* & \sin \theta^* \sin \phi^* \\ -\sin \theta^* & 0 & \cos \theta^* \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sin \theta_d^* \cos \phi_d^* \\ \sin \theta_d^* \sin \phi_d^* \\ \cos \theta_d^* \end{pmatrix} \quad (2.5.16)$$

Les éléments de la matrice de rotation peuvent s'écrire en fonction des coordonnées du vecteur \vec{r}_0 (dans le cas où w_* est différent de 1) :

$$\cos \theta^* = w_* \quad (2.5.17)$$

$$\sin \theta^* = \sqrt{1 - w_*^2} \quad (2.5.18)$$

$$\cos \phi^* = \frac{u_*}{\sin \theta^*} = \frac{u_*}{\sqrt{1 - w_*^2}} \quad (2.5.19)$$

$$\sin \phi^* = \frac{v_*}{\sin \theta^*} = \frac{v_*}{\sqrt{1 - w_*^2}} \quad (2.5.20)$$

On obtient alors les coordonnées du vecteur propagation :

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \frac{u_* w_*}{\sqrt{1-w_*^2}} \sin \theta_d^* \cos \phi_d^* - \frac{v_*}{\sqrt{1-w_*^2}} \sin \theta_d^* \sin \phi_d^* + u_* \cos \theta_d^* \\ \frac{v_* w_*}{\sqrt{1-w_*^2}} \sin \theta_d^* \cos \phi_d^* + \frac{u_*}{\sqrt{1-w_*^2}} \sin \theta_d^* \sin \phi_d^* + v_* \cos \theta_d^* \\ -\sqrt{1-w_*^2} \sin \theta_d^* \cos \phi_d^* + w_* \cos \theta_d^* \end{pmatrix} \quad (2.5.21)$$

Dans le cas où $w_* = 1$, les deux systèmes de coordonnées sont confondus, aucune rotation n'est nécessaire et le vecteur propagation est simplement :

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \sin \theta_d^* \cos \phi_d^* \\ \sin \theta_d^* \sin \phi_d^* \\ \cos \theta_d^* \end{pmatrix} \quad (2.5.22)$$

Point d'émission dans une cellule

Suivant l'hypothèse que la température et l'opacité sont constantes dans la cellule, l'émission est uniforme dans une cellule. De ce fait, la probabilité de choisir les coordonnées cylindriques r^c dans $[r^c, r^c + dr^c]$, z^c dans $[z^c, z^c + dz^c]$ et ϕ^c dans $[\phi^c, \phi^c + d\phi^c]$ est donné par :

$$f_{r^c, z^c, \phi^c} \propto B_\lambda(\mathbb{T}(\vec{r})) \kappa_\lambda^{\text{abs}}(\vec{r}) r^c \sin \phi^c dr^c d\phi^c dz^c \quad (2.5.23)$$

$$\propto r \sin \phi^c dr^c d\phi^c dz^c \quad (2.5.24)$$

La fonction de probabilité peut se factoriser $f_{r^c, z^c, \phi^c} = f_{r^c} f_{z^c} f_{\phi^c}$ avec

$$f_{r^c} \propto r^c \quad (2.5.25)$$

$$f_{z^c} \propto 1 \quad (2.5.26)$$

$$f_{\phi^c} \propto 1 \quad (2.5.27)$$

Les relations qui nous donnent la position d'émission des photons sont donc :

$$r^c = \sqrt{r_{n-1}^2 + \mathcal{A}(r_n^2 - r_{n-1}^2)} \quad (2.5.28)$$

$$z^c = z_{n-1} + \mathcal{A}(z_n - z_{n-1}) \quad (2.5.29)$$

$$\phi^c = 2\pi\mathcal{A} \quad (2.5.30)$$

Direction d'émission depuis une cellule

L'émission dans une cellule est supposée isotrope, la probabilité d'émettre dans un angle solide donné $d\Omega$ est directement proportionnelle à cet angle solide et $f_{\theta_d^c, \phi_d^c} \propto \sin \theta_d^c d\theta_d^c d\phi_d^c$ et en décomposant :

$$f_{\theta_d^c} \propto \sin \theta_d^c \quad (2.5.31)$$

$$f_{\phi_d^c} \propto 1 \quad (2.5.32)$$

La direction d'émission est ainsi donnée par

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} \sin \theta_d^c \cos \phi_d^c \\ \sin \theta_d^c \sin \phi_d^c \\ \cos \theta_d^c \end{pmatrix} \quad (2.5.33)$$

avec

$$\cos \theta_d^c = 1 - 2\mathcal{A} \quad (2.5.34)$$

$$\phi_d^c = 2\pi\mathcal{A} \quad (2.5.35)$$

2.5.2 Énergie et longueurs d'onde des paquets

Il ne nous reste plus qu'à déterminer l'énergie et la longueur d'onde que nous allons attribuer à nos paquets de photons. La méthode Monte Carlo offre une très grande flexibilité dans ces choix. Nous exploitons cette liberté dans l'échantillonnage du champ de rayonnement afin d'améliorer les performances du code. Suivant l'objectif à atteindre, l'échantillonnage en énergie et en longueur d'onde va varier et nous présentons les détails des calculs dans la partie 2.7.4.

D'une manière générale, on peut choisir une distribution quelconque pour échantillonner une propriété du champ de rayonnement (que ce soit sa distribution angulaire, en énergie, en longueur d'onde), il s'agit simplement de corriger en conséquence les propriétés des paquets pour s'assurer qu'en moyenne, on reproduit bien la distribution recherchée. En d'autres termes, si l'on doit produire une loi de distribution $p(x)$, on peut tirer x aléatoirement suivant une autre loi $q(x)$, dès lors que l'on applique un poids $w(x) = p(x)/q(x)$ au paquet.

Dans tous les cas, l'énergie et la longueur d'onde d'un paquet sont fixées de manière à ce que la somme des énergies de tous les paquets reçus, pour chaque direction d'observation et chaque longueur d'onde, corresponde à ce que recevrait un observateur et ce indépendamment du nombre de paquets propagés. En particulier, l'intégration sur toutes les directions d'observations et sur toutes les longueurs d'onde doit redonner la luminosité bolométrique de l'étoile (dans le cas d'un disque passif).

2.5.3 Longueur de vol

Les photons se déplacent dans l'environnement circumstellaire en suivant une marche au hasard, ponctuée d'absorptions et/ou diffusions. La profondeur optique entre deux points d'interaction est déterminée de manière probabiliste. À partir de l'équation de transfert, nous savons que la fraction des photons qui subissent une interaction avec la matière entre τ et $\tau + d\tau$ est donnée par $f_\tau d\tau = e^{-\tau} - e^{-(\tau+d\tau)} = e^{-\tau} d\tau$. La loi de probabilité de la profondeur optique est donc :

$$f_\tau = e^{-\tau} \quad (2.5.36)$$

En considérant l'intervalle de profondeur optique $[0, \infty[$ et la formule 2.2.2, la profondeur optique jusqu'au prochain point d'interaction est obtenue par :

$$\tau = -\ln(\mathcal{A}) \quad (2.5.37)$$

où \mathcal{A} est un nombre aléatoire réparti uniformément entre $]0, 1]$.

La longueur de vol l jusqu'au point d'interaction s'obtient en inversant l'intégrale :

$$\tau = \int_0^l \kappa(s) ds \quad (2.5.38)$$

où s désigne la distance le long de la direction de propagation du photon.

Pour la précision de la méthode Monte-Carlo, il est nécessaire de résoudre cette équation avec soin et en particulier en suivant les éventuelles discontinuités d'opacité. Si une certaine imprécision peut être acceptée pour les simulations d'images en lumière diffusée, elle ne peut l'être dans le cas du calcul de l'équilibre radiatif. En effet, si la précision n'est pas suffisante, l'inversion numérique de $\tau(s)$ près de la limite d'une cellule peut donner un point d'interaction situé dans la mauvaise cellule. Cela peut conduire à des erreurs importantes, par exemple une "fausse" absorption dans une cellule presque vide (avec une opacité très faible) doit être compensée par l'émission thermique d'une énergie identique ce qui implique une température

très élevée en raison de l'opacité très faible. Ainsi une mauvaise détermination de la position d'interaction peut produire des erreurs sur la détermination des températures près des discontinuités d'opacité.

L'inversion de $\tau(s)$ est exécutée un très grand nombre de fois (au moins une fois par photon) et représente la partie la plus coûteuse en temps de calcul de la simulation Monte-Carlo. Nous nous sommes donc attachés à optimiser cette étape du calcul, en explorant plusieurs méthodes d'intégration et en testant leur efficacité.

La méthode choisie est de déterminer pour chaque cellule traversée par le photon, la position à laquelle le photon va sortir de la cellule. Il s'agit donc de déterminer les distances (le long de la direction de vol) entre le photon et chaque limite de la cellule puis de choisir la distance minimale, qui correspond à la limite que le photon va franchir. Cette distance minimale est la longueur de vol du photon dans la cellule, elle est sauvegardée au cours du calcul car elle permet en outre le calcul du champ de rayonnement (cf section 2.7.2).

Deux méthodes ont été implémentées pour calculer la longueur de vol parcouru par un photon dans chaque cellule. La première, spécifique à la grille cylindrique, est particulièrement efficace car elle minimise les calculs en faisant intervenir des informations sur l'organisation de la grille. La seconde, basée sur la méthode de dichotomie, est plus universelle et serait très facilement adaptable à une grille autre que cylindrique mais est en revanche moins rapide, d'un facteur de l'ordre de 2.

Méthode 1

Pour un disque axisymétrique, un photon quittera la cellule (n, k) en franchissant une des limites $r_n, r_{n+1}, z_k, z_{k+1}, \phi_l, \phi_{l+1}$ de la cellule. Le calcul de la distance parcourue par le photon pour atteindre une limite radiale donnée revient au calcul du point d'intersection entre une droite et un cercle en géométrie à deux dimensions, soit à résoudre une équation du second degré. En effet, les coordonnées du paquet de photons, après qu'il ait parcouru une distance s , sont :

$$x = x_0 + s.u \quad (2.5.39)$$

$$y = y_0 + s.v \quad (2.5.40)$$

$$z = z_0 + s.w \quad (2.5.41)$$

et la distance Δs_r correspondant à la distance radiale r est donnée par :

$$\Delta s_r^2(u^2 + v^2) + 2\Delta s_r(x_0u + y_0v) + x_0^2 + y_0^2 - r^2 = 0 \quad (2.5.42)$$

La distance jusqu'au bord de la cellule est donnée par la plus petite solution positive de l'équation. Pour réduire le temps de calcul, des tests sur la direction de propagation du photon sont effectués. Le signe du produit scalaire entre le vecteur position du photon et le vecteur de propagation, projetés sur le plan équatorial du disque, permet de déterminer si le photon se rapproche ou s'éloigne de l'objet central. Si le photon s'éloigne, il ne franchira jamais la limite inférieure de la cellule et l'équation 2.5.42 n'est résolue que pour la limite supérieure $r = r_{n+1}$. Si le photon se rapproche de l'objet central, il peut franchir les limites supérieures et inférieures, mais s'il franchit les deux, il franchira nécessairement la limite inférieure en premier (Fig. 2.3). L'équation 2.5.42 est donc résolue pour la limite inférieure $r = r_n$ et si elle n'a pas de solution positive, elle est résolue pour la limite supérieure $r = r_{n+1}$ de la cellule.

Le calcul de la distance du photon à une limite verticale donnée (Fig. 2.4) revient quant-à-lui au calcul du point d'intersection entre deux droites (toujours en géométrie à deux dimensions), soit à résoudre une équation du premier degré. Comme précédemment, on sélectionne la limite que le photon peut franchir (supérieure ou inférieure) à l'aide du signe du produit

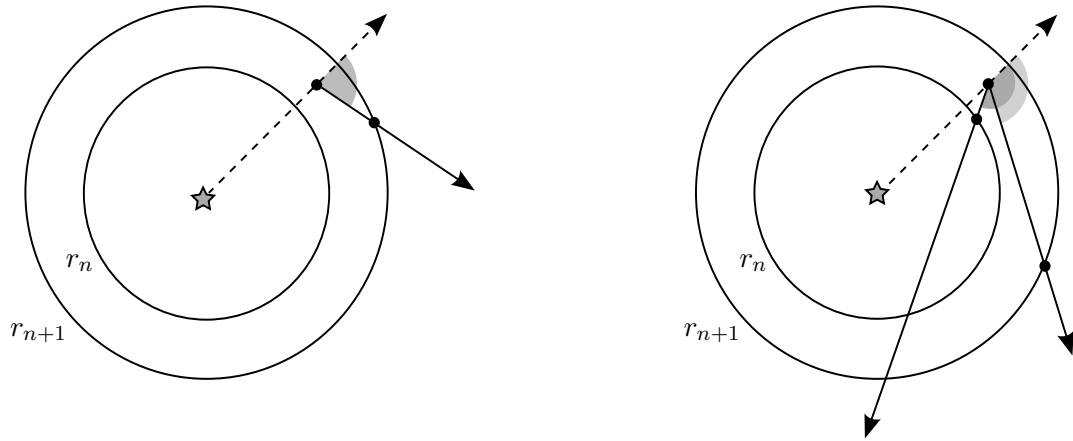


Figure 2.3 – Détermination du point de sortie radial d'un photon. La limite verticale de la cellule que le photon va franchir est fonction de la direction de propagation du photon. Si cette direction forme un angle aigu avec le vecteur position du photon (figure de gauche), le photon s'éloigne de l'objet central et franchira la limite externe de la cellule. Si l'angle est obtus (figure de droite), le photon se rapproche de l'objet central et peut alors franchir les limites interne et externe : le point d'intersection éventuel avec la limite inférieure est calculé ; s'il n'existe pas, le point d'intersection avec la limite supérieure est calculé.

scalaire du vecteur position et du vecteur position, projetés sur l'axe vertical, pour déterminer si le photon s'éloigne (et franchira donc la limite supérieure de la cellule $z = z_{k+1}$) ou se rapproche du plan équatorial (et franchira donc la limite inférieure de la cellule $z = z_k$). Une fois la limite z que le photon peut franchir déterminée, il reste à résoudre l'équation suivante :

$$z_0 + \Delta s_z \cdot w = z \quad (2.5.43)$$

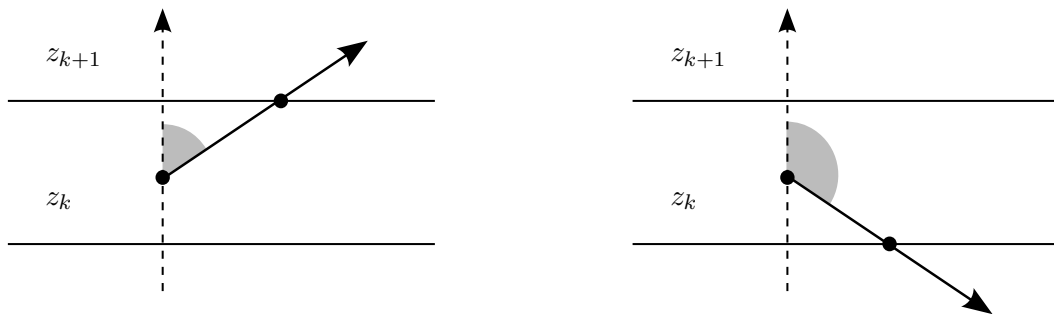


Figure 2.4 – Détermination du point de sortie vertical d'un photon. La limite verticale de la cellule que le photon va franchir est fonction de la direction de propagation du photon. Si cette direction forme un angle aigu avec la normale au plan équatorial (figure de gauche), le photon monte vers la surface du disque et franchira la limite supérieure de la cellule. Si l'angle est obtus (figure de droite), le photon se rapproche du plan médian et franchira la limite inférieure.

Si le disque n'est pas axisymétrique, il faut en outre rechercher à quelle position le photon va franchir la limite azimutale de la cellule (Fig. 2.5). On recherche d'abord si le photon se déplace dans le sens trigonométrique ou antitrigonométrique pour déterminer quelle limite azimutale il peut franchir, en regardant le signe du produit scalaire du vecteur position avec le vecteur perpendiculaire au vecteur propagation, projetés sur le plan du disque, puis on

résout l'équation du premier degré :

$$\frac{y_0 + \Delta s_\phi v}{x_0 + \Delta s_\phi u} = \tan \phi \quad (2.5.44)$$

où ϕ est l'angle de position de la limite de la cellule à franchir. Si la solution est négative, elle est ignorée.

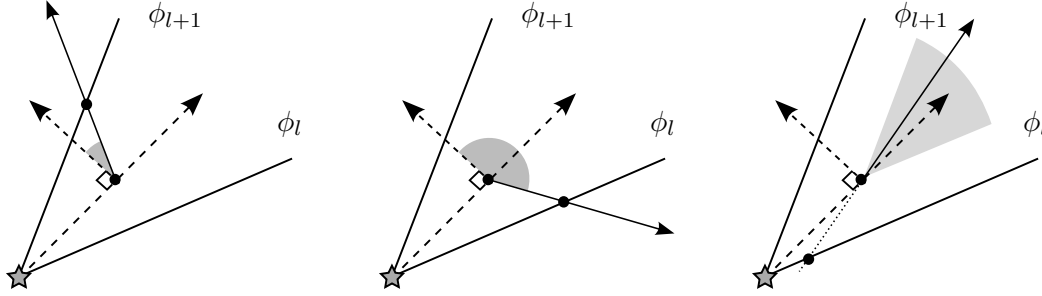


Figure 2.5 – Détermination du point de sortie azimutal d'un photon. La limite azimutale de la cellule que le photon va franchir est fonction de la direction de propagation du photon. Si cette direction forme un angle aigu avec le vecteur perpendiculaire au vecteur position (figure de gauche), le photon tourne dans le sens trigonométrique et franchira la limite d'azimut le plus grand. Si l'angle est obtus (figure centrale), le photon tourne dans le sens anti-trigonométrique et franchira la limite d'azimut le plus faible. Si le photon se propage avec un angle compris entre les angles définis par les deux limites azimutales (figure de droite), il ne pourra franchir une des limites car il aurait déjà franchi la limite s'il avait toujours été sur cette trajectoire. La solution (qui correspond à un temps négatif) est donc ignorée.

Dans le cas non axisymétrique, la détermination des limites verticales est légèrement modifiée pour prendre en compte le fait que deux cellules symétriques par rapport au plan du disque ne sont maintenant plus équivalentes : un photon qui se dirige vers le plan médian va franchir une limite inférieure (comme précédemment) s'il a une altitude positive mais il va franchir une limite supérieure s'il a une altitude négative.

La distance jusqu'à la limite de la cellule i est finalement déterminée en prenant la distance minimale parmi les distances radiale, verticale et éventuellement azimutale :

$$\Delta s_i = \text{Min}(\Delta s_r, \Delta s_z, \Delta s_\phi) \quad (2.5.45)$$

Comme la méthode nous permet de savoir exactement quelle interface nous avons franchie, nous savons sans avoir à le calculer quelle va être la cellule suivante. Par exemple, si le photon franchit la limite r_{n+1} , nous n'aurons qu'à incrémenter l'indice radial pour trouver la nouvelle cellule.

Méthode 2

La limite à franchir par le photon est ici déterminée par une méthode dichotomique. On fait avancer le photon par des pas d'intégration ds successifs, de longueur une certaine fraction de la plus petite dimension de la cellule, jusqu'à ce que le photon sorte de la cellule. Dès que le photon est sorti de la cellule, les deux derniers points \vec{r}_j et \vec{r}_{j+1} , de part et d'autre de la limite (ou des limites), sont gardés en mémoire. Cette paire de points est ensuite redéfinie pour encadrer une unique limite avec une précision pré-déterminée. Cet encadrement est réalisé à l'aide d'une méthode dichotomique, initialisée par $\vec{r}_+ = \vec{r}_{j+1} \in V$ et $\vec{r}_- = \vec{r}_j \notin V$ où V

est le volume de la cellule où se trouve le point de départ du photon. Les paires successives sont données par :

$$\begin{pmatrix} \vec{r}_+ \\ \vec{r}_- \end{pmatrix} = \begin{cases} \begin{pmatrix} \vec{r}_+ \\ \frac{1}{2}(\vec{r}_+ + \vec{r}_-) \end{pmatrix} & \text{si } \frac{1}{2}(\vec{r}_+ + \vec{r}_-) \in V \\ \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\vec{r}_+ + \vec{r}_-) \\ \vec{r}_- \end{pmatrix} & \text{si } \frac{1}{2}(\vec{r}_+ + \vec{r}_-) \notin V \end{cases} \quad (2.5.46)$$

et l'algorithme s'arrête quand $|\vec{r}_+ + \vec{r}_-| < \varepsilon$ où ε est la précision souhaitée. La longueur de vol parcourue par le photon dans la cellule est finalement donnée par :

$$\Delta s_i = \left| \frac{1}{2}(\vec{r}_+ + \vec{r}_-) - \vec{r}_0 \right| \quad (2.5.47)$$

où \vec{r}_0 est la position initiale du photon dans la cellule.

S'il la première méthode semble plus complexe, elle est cependant plus rapide. En effet, pour chaque cellule, le temps de calcul correspond principalement à la résolution d'une (ou de deux) équations du second degré, les équations de premier degré et différents tests étant beaucoup plus rapides à traiter. La seconde méthode, où très peu de calculs sont réalisés, fait intervenir un très grand nombre de tests logiques et se révèle finalement plus lente.

Le photon va-t-il interagir avec la matière ?

À l'intérieur d'une cellule, l'opacité est supposée constante et l'inversion est alors directe : l'épaisseur optique de la cellule i est $\tau_i = \kappa_i \Delta s_i$.

Le calcul de la longueur de vol est répétée pour toutes les cellules traversées par le photon jusqu'à ce qu'il sorte du volume, auquel cas, il contribuera aux quantités observables ou jusqu'à ce que la profondeur optique τ soit atteinte : $\sum_i^n \kappa_i \Delta s_i > \tau$, auquel cas le photon interagira avec la matière dans la cellule n . La longueur de vol $\Delta s'_n$ dans la cellule n est alors déterminée de manière à ce que :

$$\sum_{i=1}^{n-1} \kappa_i \Delta s_i + \kappa_n \Delta s'_n = \tau \quad (2.5.48)$$

Si le photon est diffusé, ou absorbé puis réémis, il continue sa marche au hasard suivant une nouvelle direction, une nouvelle longueur optique τ est tirée et le calcul doit être répété pour déterminer la nouvelle longueur de vol jusqu'au point d'interaction suivant. La sélection de la nature de l'interaction, diffusion ou absorption, est elle aussi aléatoire. Nous tirons un nombre aléatoire uniformément entre 0 et 1, s'il est supérieur à l'albédo alors l'interaction est une absorption, sinon, il s'agit d'une diffusion.

2.5.4 Production des quantités observables

Quand les photons sortent du modèle, ils sont propagés jusqu'à l'observateur et classés suivant leur position, direction de vol et longueur d'onde. Les photons s'échappent dans toutes les directions et le code produit donc simultanément les images ou distributions spectrales d'énergie pour toutes les lignes de visée.

Si on suppose que l'observateur est situé à l'infini, il ne peut recevoir que les photons dont la direction de vol coïncide avec la ligne visée. Dans la pratique, l'observateur n'est pas à une distance infinie mais à une distance très grande devant la taille du récepteur et l'angle sous-tendu par le récepteur est extrêmement faible. Du fait de la nature probabiliste du code

Monte-Carlo, nous ne pouvons utiliser des angles aussi faibles et devons accepter de regrouper dans un même capteur centré en θ , l'ensemble des photons qui s'échappent avec une direction de vol comprise dans un intervalle autour de θ . L'intervalle peut être choisi aussi petit que nécessaire avec la limitation que plus l'intervalle sera petit, moins de photons s'échapperont avec une direction de vol comprise dans cet intervalle. Dans la pratique, la largeur des capteurs est fixée en fonction de la précision recherchée sur l'inclinaison. Les capteurs sont définis pour sous-tendre un même angle solide :

- en inclinaison, les capteurs sont répartis en intervalles égaux de cosinus de l'angle d'inclinaison. Pour N_θ capteurs, le capteur n regroupera toutes les inclinaisons comprises dans l'intervalle :

$$\Delta\theta_n = \left[\cos^{-1} \left(\frac{n}{N_\theta} \right), \cos^{-1} \left(\frac{n-1}{N_\theta} \right) \right] \quad (2.5.49)$$

Ceci assure que tous les capteurs interceptent le même angle solide.

- en azimuth, les capteurs sont répartis en intervalles égaux d'angles. Pour K_ϕ capteurs, le capteur k regroupera tous les azimuths compris dans l'intervalle :

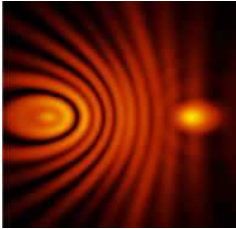
$$\Delta\phi_k = \left[2\pi \frac{k-1}{K_\phi}, 2\pi \frac{k}{K_\phi} \right] \quad (2.5.50)$$

A chaque capteur correspond une image, divisée en pixels, ou une distribution spectrale d'énergie, divisée en longueurs d'onde. Le plan de l'image est dirigé perpendiculairement à la ligne de visée et le centre de l'image est situé sur la droite reliant l'origine du système de coordonnées universel à l'observateur. Les vecteurs unitaires qui définissent le plan image sont donnés par :

$$\vec{n}_x = \begin{pmatrix} -\sin\phi \\ \cos\phi \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{n}_y = \begin{pmatrix} -\cos\theta \cos\phi \\ -\cos\theta \sin\phi \\ \sin\theta \end{pmatrix} \quad (2.5.51)$$

La projection de la position d'origine du photon (point d'émission ou de dernière diffusion) sur le plan image donne les coordonnées du pixel que va «allumer» le photon. La taille de la carte par rapport à la taille du disque, ainsi que sa résolution sont choisies au début de la simulation suivant la zone du disque que l'on souhaite échantillonner et la taille des structures que l'on veut résoudre.

2.6 Traitement de la diffusion



Lorsqu'un obstacle, qui peut être un électron, un atome, ou une particule est illuminé par une onde électromagnétique, les charges électriques qu'il contient sont excitées et mises en mouvement oscillatoire. Ces charges électriques, accélérées, émettent un rayonnement électromagnétique qui est appelé rayonnement diffusé par l'obstacle. Le formalisme présenté ci-dessous permet de décrire de manière compacte et élégante le comportement de la lumière lors d'une diffusion unique. Les diffusions multiples deviennent cependant non négligeables dès que l'opacité dépasse $\tau_{\text{eff}} = 0.15$ (Lefèvre et al. 1982). Leur traitement a justifié, lors de la création du code, l'utilisation de la méthode Monte Carlo (Ménard 1989). Cette dernière permet en effet de décomposer l'histoire d'une particule en suite d'événements simples et permet de traiter les diffusions multiples, en incluant les modifications de l'état de polarisation, de manière naturelle.

2.6.1 Formalisme de Stokes

Une onde électromagnétique est décrite par son intensité et sa fréquence mais aussi son état de polarisation et cette propriété est fondamentale dans le traitement de la diffusion car deux ondes polarisées perpendiculairement peuvent se comporter de manière très différente au cours d'une diffusion. Pour décrire l'état de polarisation, nous utilisons le formalisme développé par Gabriel Stokes en 1852 qui représente une onde électromagnétique par un 4-vecteur⁴ appelé le *vecteur de Stokes* et dont les composantes sont définies par des cohérences entre les amplitudes du champ électrique. Si on écrit le champ électrique suivant deux composantes orthogonales, que nous appellerons horizontales et verticales :

$$\vec{E} = \vec{E}_o e^{i(\omega t - kz)} \quad \text{avec} \quad \vec{E}_o = E_{//} \vec{e}_{//} + E_{\perp} \vec{e}_{\perp} \quad (2.6.1)$$

Les composantes du vecteur de Stokes, appelées paramètres de Stokes, sont définies par

$$\begin{aligned} I &= \langle E_{//} E_{//}^* \rangle + \langle E_{\perp} E_{\perp}^* \rangle & U &= \langle E_{//} E_{\perp}^* \rangle + \langle E_{\perp} E_{//}^* \rangle \\ Q &= \langle E_{//} E_{//}^* \rangle - \langle E_{\perp} E_{\perp}^* \rangle & V &= i(\langle E_{//} E_{\perp}^* \rangle - \langle E_{\perp} E_{//}^* \rangle) \end{aligned} \quad (2.6.2)$$

Le terme I décrit l'intensité totale du rayonnement. Les termes Q et U quantifient les intensités polarisées linéairement (en intensité et direction). Le terme V caractérise l'intensité polarisée circulairement, dans un sens ou dans l'autre, suivant le signe de V. Ces quatre éléments sont homogènes à une intensité lumineuse.

À la différence du vecteur de polarisation, qui n'a de vecteur que le nom, le vecteur de Stokes est un vecteur au sens mathématique du terme : le formalisme de Stokes présente ainsi l'avantage d'être *linéaire en énergie* ; la polarisation résultant de la somme de deux rayonnements incohérents est donnée par la somme de leur vecteur de Stokes et l'on peut calculer les coordonnées du vecteur de Stokes dans un repère quelconque à l'aide de matrices de changement de base. De plus, il est facilement relié aux grandeurs réellement observées que sont les intensités dans les différentes directions de polarisation.

Le taux de polarisation est défini par le rapport entre flux polarisé et flux non polarisé. Il est unitaire dans le cas d'un rayonnement *complètement polarisé* et nul pour un rayonnement *non polarisé* :

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \leq 1 \quad (2.6.3)$$

Les taux de polarisation linéaire, angle de polarisation et taux de polarisation circulaire peuvent être déduits des vecteurs de Stokes par les formules suivantes :

$$P_l = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad \theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{U}{Q} \right), \quad P_c = \frac{V}{I} \quad (2.6.4)$$

Lors d'une diffusion, l'état de polarisation est généralement modifié et on décrit cette modification par une matrice carrée de dimension quatre, la matrice de Mueller (1948) qui décrit la relation entre les paramètres de Stokes incidents et transmis :

$$\begin{pmatrix} I_d \\ Q_d \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (2.6.5)$$

⁴On peut réellement parler d'un 4-vecteur au sens des espaces de Minkowski. En faisant l'analogie avec la relativité restreinte, I joue le rôle du temps et Q, U et V celui des trois dimensions spatiales. On peut décrire un «cône de polarisation» : tout vecteur à sa surface représente une lumière complètement polarisée. Ce cône représente la frontière entre un domaine interdit $Q^2 + U^2 + V^2 > I^2$ et un domaine autorisé $Q^2 + U^2 + V^2 \leq I^2$.

La matrice de Mueller contient essentiellement deux informations sur le processus de diffusion :

- la polarisabilité de la particule diffusante, *ie* comment vont être modifiées les composantes Q,U et V du vecteur de Stokes et donc l'état de polarisation au cours de la diffusion, cette information est décrite dans le rapport des termes S_{ij} sur le terme S_{11} ,
- la répartition de l'intensité diffusée en fonction de l'angle. En effet la matrice de Mueller donnée ci-dessus est fonction de l'angle de diffusion et l'intensité diffusée dans une direction (θ, ϕ) s'écrit (pour une onde incidente non polarisée) $I_d(\theta, \phi) \propto S_{11}(\theta, \phi) I_i$. La donnée de deux matrices de Mueller à des angles (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2) permet donc de connaître le rapport des intensités diffusées reçues pour des angles de diffusion (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2) . $S_{11}(\theta, \phi)$ est appelée fonction de phase (onde incidente non polarisée).

Pour décrire la diffusion d'un paquet de photons de polarisation quelconque dans une direction quelconque, il faut donc connaître l'ensemble des éléments de la matrice de Mueller pour tout angle (θ, ϕ) de diffusion.

2.6.2 Diffusion par des grains aléatoirement orientés

Dans le cadre de particules aléatoirement orientées, et en particulier pour des particules sphériques et homogènes décrites par la théorie de Mie (1908), la matrice de Mueller se simplifie et le processus de diffusion peut être décrit par 4 coefficients, qui ne dépendent plus que de l'angle de diffusion θ et sont indépendants de l'angle d'azimut :

$$\begin{pmatrix} I_d \\ Q_d \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{21} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (2.6.6)$$

Le calcul de ces coefficients pour des particules de Mie est implémenté dans le code. La routine utilisée est une version légèrement modifiée de celle présentée dans l'ouvrage de Bohren & Huffman (1983)⁵.

2.6.3 Polarisabilité

Même quand un grain est éclairé par une lumière non polarisée, l'onde diffusée est généralement polarisée. Le degré de polarisation dépend à la fois de la taille du grain, de l'angle de diffusion et de la longueur d'onde. Les éléments S_{13} et S_{14} de la matrice Mueller sont généralement très petits devant l'élément S_{12} , sauf pour de très rares types de particules. Pour une onde incidente non polarisée, seules les composantes I et Q du vecteur de Stokes sont non négligeables, après diffusion, et la polarisation de l'onde diffusée est donnée par S_{12}/S_{11} , qui définit la polarisabilité du grain diffuseur, *ie*, sa capacité à polariser.

La figure 2.6 présente l'évolution de la polarisabilité de grains sphériques et homogènes avec l'angle de diffusion pour différentes tailles de grain. Quelque soit la taille du grain diffuseur, la polarisabilité est nulle pour des angles de diffusion égal à 0° et 180° . Pour des grains de périmètre inférieur à la longueur d'onde, la polarisabilité se présente sous la forme d'une courbe en cloche qui pique à 1 pour un angle de diffusion de 90° . On est en effet dans le régime

⁵La calcul des coefficients de la matrice de Mueller fait intervenir des calculs par récurrence. Ces récurrences peuvent être calculées de manière montante (les indices élevés sont générés à partir des indices inférieurs) ou descendante. La routine de Mie initialement employée dans le code n'utilisait que des récurrences montantes et s'est avérée instable numériquement dès que la taille de la particule devenait grande par rapport à la longueur d'onde (pour $x = 2\pi a/\lambda \gtrsim 150$). Nous l'avons donc remplacée par la routine décrite dans Bohren & Huffman (1983), dont nous avons testé la stabilité jusqu'à des grains de 10 cm en bande B (pour les indices optiques de Mathis & Whiffen (1989)).

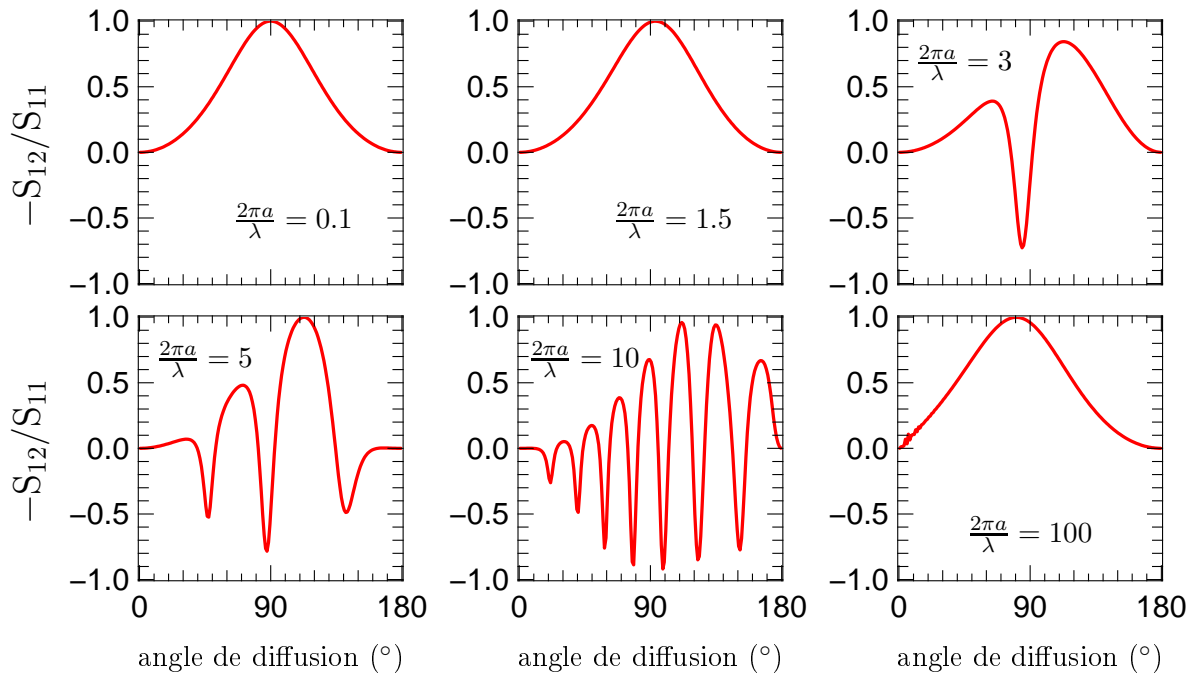


Figure 2.6 – Polarisabilité en fonction de l’angle de diffusion pour une unique taille de grains avec différents rapports $2\pi a/\lambda$. Les calculs ont été réalisés en bande V avec les indices optiques de Mathis & Whieffen, 1989.

de Rayleigh et la polarisabilité est donnée par $(1 - \cos^2 \theta)/(1 + \cos^2 \theta)$. Quand le périmètre du grain se rapproche de la longueur d’onde, la polarisabilité présente des oscillations entre des valeurs proche de -1 et 1 . Une polarisabilité positive signifie que la lumière diffusée est polarisée perpendiculairement au plan de diffusion, une polarisabilité négative, qu’elle est polarisée parallèlement à ce plan. Pour les particules très grandes devant la longueur d’onde, on retrouve une courbe en cloche qui pique à 1 pour des angles de diffusion légèrement inférieur à 90° . La similarité entre les propriétés de polarisation des particules très petites et très grandes par rapport à la longueur d’onde est particulièrement remarquable. En théorie, il est donc extrêmement difficile de distinguer entre des petits et des gros grains à l’aide de la seule information de polarisation.

Les courbes présentées dans la figure 2.7 ont été calculées pour des tailles uniques de grains. Si les grains suivent une distribution en taille telle que celles souvent utilisées pour modéliser les disques, avec une pente en -3.5 par exemple (figure 2.7), les gros grains $x > 10$ ne contribuent quasiment pas du fait de leur faible nombre. Tant que la taille maximale des grains correspond à un rapport $x < 1$, la courbe de polarisabilité est similaire à celles des grains dans le régime de Rayleigh. Pour $x \gtrsim 1$, la courbe se déforme, elle pique vers 100 degrés avec un maximum autour 80% , mais ne dépend pratiquement pas de a_{\max} . Les mesures en polarisation dans les disques nous permettent donc de déterminer si des grains de tailles supérieures à $\lambda/2\pi$ sont présents.

2.6.4 Quelques remarques sur la distribution angulaire de rayonnement

La fonction de phase, c’est-à-dire la répartition angulaire de l’intensité diffusée est une propriété caractéristique du grain diffuseur : de sa taille, de sa forme et de ses indices optiques

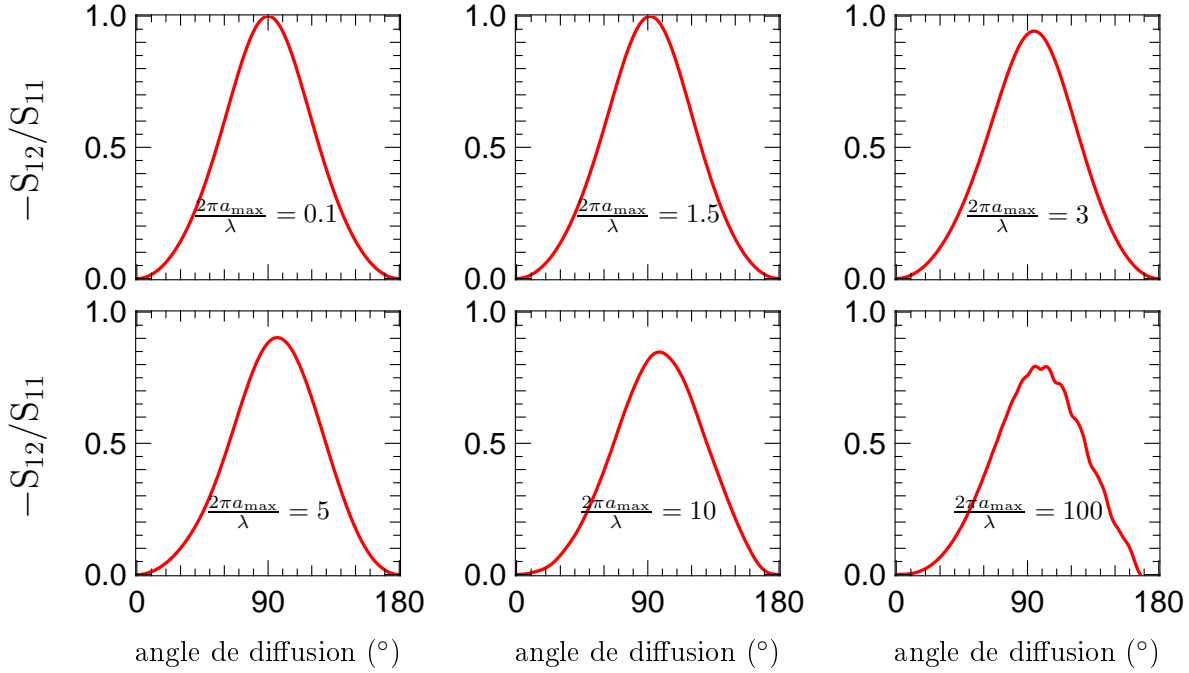


Figure 2.7 – Polarisabilité en fonction de l’angle de diffusion pour une distribution en taille de grains avec différents rapports $2\pi a_{\max}/\lambda$. a_{\min} est fixée à $0.03 \mu\text{m}$ et la pente de la distribution en taille est -3.5 . Les calculs ont été réalisés en bande V avec les indices optiques de Mathis & Whieffen, 1989.

(donc de sa composition). Elle s’écrit :

$$\psi_{\lambda}(\theta) = \frac{1}{\sigma_{\text{diff}}(\lambda)} \frac{d\sigma_{\text{diff}}(\lambda, \theta)}{d\Omega} \quad (2.6.7)$$

où $d\sigma_{\text{diff}}(\lambda, \theta)/d\Omega$ est la section efficace de diffusion différentielle, à l’angle θ . Cette définition implique la normalisation :

$$\iint_{4\pi} \psi_{\lambda}(\theta) d\Omega = 1 \quad (2.6.8)$$

Une diffusion isotrope aurait $\psi_{\lambda} = 1/4\pi$. Le premier moment

$$\langle \cos \theta \rangle = \iint_{4\pi} \psi_{\lambda}(\theta) \cos \theta d\Omega \quad (2.6.9)$$

de la fonction de phase est une mesure de l’asymétrie entre la diffusion vers l’avant et la diffusion vers l’arrière. On appelle ce premier moment, le paramètre d’asymétrie, souvent noté g .

Approximation de Henyey-Greenstein

Pour une onde incidente non polarisée, la fonction de phase est le premier élément $S_{11}(\theta)$ de la matrice de Mueller. Cette fonction est complexe et surtout n’a pas d’expression analytique. Pour pallier à ce problème, plusieurs approximations analytiques ont été utilisées (van de Hulst 1981), la plus commune étant la fonction de Henyey-Greenstein (Henyey & Greenstein 1941).

La fonction de phase de Henyey-Greenstein est une fonction à un paramètre g :

$$\psi(\mu, g) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.6.10)$$

où $\mu = \cos \theta$ avec θ l'angle de diffusion. Cette fonction est construite de manière à ce que g soit égal à $\langle \cos \theta \rangle$ et définisse le degré d'anisotropie (compris entre -1 et 1). Une valeur de g proche de 1 favorise les diffusions vers l'avant alors qu'à l'inverse $g \approx -1$ correspond à des trajectoires où les photons reviennent sur leurs pas. $g = 0$ traduit une diffusion isotrope. La formule 2.6.10 qui permet de décrire la fonction présente l'énorme avantage d'avoir une primitive inversible. La production de nombres aléatoires suivant cette fonction est donc très aisée et présente ainsi les deux avantages numériques que l'on pourrait souhaiter : un faible coût en temps de calcul et une très faible occupation mémoire (à la différence de la fonction de phase de la théorie de Mie, qui doit être tabulée).

La fonction de Henyey-Greenstein représente bien la fonction de phase calculée par la théorie de Mie pour des valeurs de $x = 2\pi a/\lambda$ proche de 1.5 et était donc utilisée en association avec des distributions du type Mathis et al. (1977) dans ce régime

Les développements du code – exploration de nouveaux régimes de longueurs d'onde, stratification et croissance des grains – ont pour conséquence de faire intervenir des diffusions sur des petits et/ou gros grains par rapport à la longueur d'onde et ainsi d'élargir la plage des valeurs de x utilisées et il nous a donc fallu tester la validité de cette approximation pour les valeurs de x qui nous intéressent.

La figure 2.8 superpose les fonctions de phase de Henyey-Greenstein et de la théorie de Mie pour différentes valeurs du rapport $2\pi a/\lambda$. Pour les petits grains, la fonction de Henyey-Greenstein a tendance à devenir uniforme ($g \rightarrow 0$) alors que la théorie de Mie se rapproche de la fonction de phase de Rayleigh en $1 + \cos^2 \theta$ et pour les gros grains où la fonction de phase se pique fortement vers l'avant, on constate que l'approximation de Henyey-Greenstein ne reproduit pas les pics d'intensité diffusée vers l'avant et vers l'arrière.

On note, en outre, que les particules très petites et très grandes devant la longueur d'onde, qui ont des polarisabilités similaires, produisent des distributions angulaires d'intensité diffusée singulièrement différentes. Pour limiter ces différences, des fonctions analytiques plus complexes ont été introduites, comme des combinaisons linéaires de fonction de deux Henyey-Greenstein, l'une avec un g positif, l'autre avec un g négatif, afin de reproduire le pic de rétrodiffusion (voir par exemple Witt 1977a⁶). Draine (2003b) définit une fonction à deux paramètres qui permet de reproduire non seulement le premier moment $\langle \cos \theta \rangle$ de la fonction de phase mais également le second $\langle \cos^2 \theta \rangle$ et reproduit de ce fait beaucoup mieux la fonction de phase de la théorie de Mie. Dans ce dernier cas, l'inversion analytique – qui nous intéresse dans la méthode Monte Carlo – n'existe pas et la fonction doit être tabulée, ne présentant de ce fait plus d'avantage numérique par rapport à la fonction exacte issue de la théorie de Mie.

La figure 2.9 présente la différence entre deux images de disques simulées avec la fonction de phase de la théorie de Mie et la fonction de Henyey-Greenstein, pour des grains petits devant la longueur d'onde, c'est-à-dire dans le régime de Rayleigh. La fonction de Henyey-Greenstein tend à être uniforme, elle sous-estime les diffusions vers l'avant : les centres des nébuleuses sont donc moins brillants que dans le cas du calcul avec la théorie de Mie et surestime les diffusions à 90° , ce qui se traduit par le surplus de brillance des bords des nébuleuses.

Les différences peuvent donc être significatives et il est important de les garder en mémoire. Il n'en demeure pas moins que le choix de la fonction de phase dépend du point de vue adopté.

⁶Hong (1985) augmente encore la complexité en reproduisant la distribution angulaire de la lumière zodiacale à l'aide d'une combinaison de trois fonctions de Henyey-Greenstein. L'objectif est cependant très différent du nôtre : nous souhaitons non pas reproduire une distribution angulaire observée mais utiliser une distribution qui soit physiquement réaliste (ou au moins cohérente avec les paramètres de nos grains).

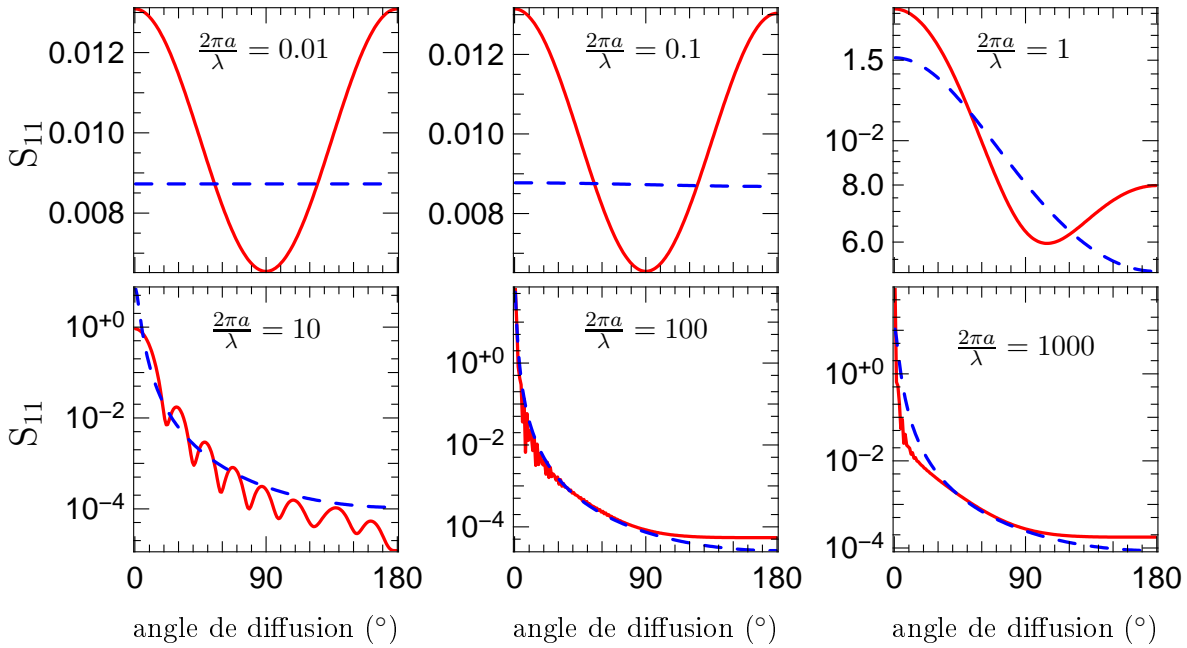


Figure 2.8 – Comparaison entre la fonction de phase calculée par la théorie de Mie (ligne pleine) et la fonction de Henyey-Greenstein (ligne en tirets) de même premier moment $g = \langle \cos \theta \rangle$ pour différentes valeurs du paramètre $2\pi a/\lambda$. Les calculs ont été réalisés en bande V pour les indices optiques de Mathis & Whiffen (1989). Les échelles verticales sont différentes sur chacune des sous-figures.

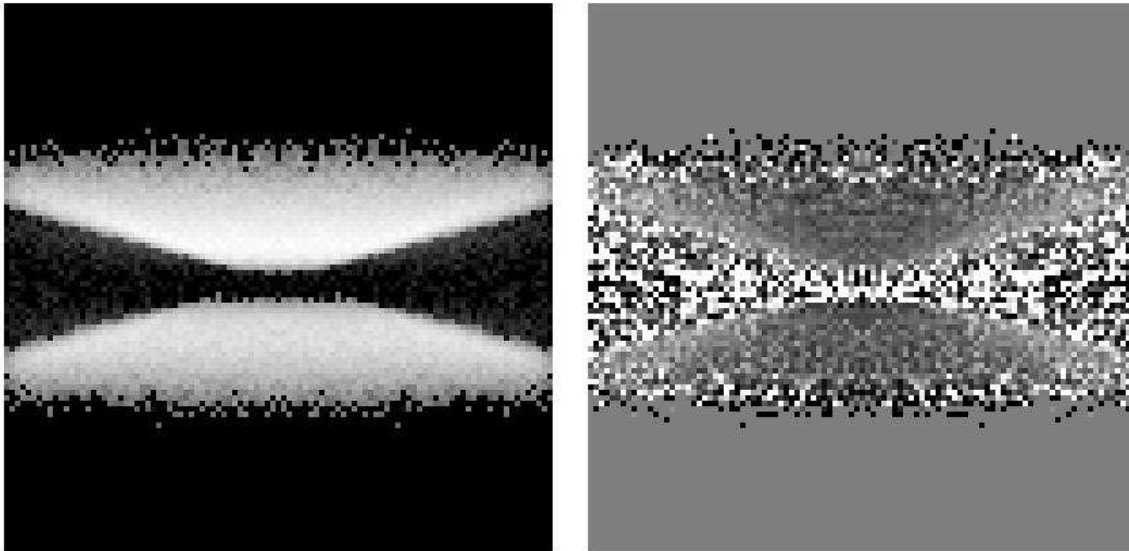


Figure 2.9 – Image simulée d'un disque edge-on en utilisant la fonction de phase calculée par la théorie de Mie (gauche) et différence relative avec l'image du même disque produite en utilisant la fonction de Henyey-Greenstein de même $g = 0.02$ (régime de Rayleigh). La fonction de Henyey-Greenstein produit une image moins brillante de l'ordre de 30% au centre des nébuleuses et plus brillante de l'ordre de 20% sur les bords des nébuleuses. Les différences sont très importantes dans la bande sombre, elles reflètent le bruit des simulations Monte Carlo, très peu de paquets parvenant jusqu'à l'observateur.

On peut préférer définir la répartition angulaire d'intensité diffusée à l'aide du seul paramètre g et donc choisir la fonction de Henyey-Greenstein, en argumentant par exemple que les grains de poussière ne sont probablement pas sphériques et la fonction de phase de Mie n'est pas une meilleure représentation des propriétés de diffusion. Dans le code, nous avons fait le choix de garder les deux possibilités. Lorsque nous nous intéressons à la polarisation, nous utilisons la matrice de Mueller dans son ensemble ainsi que la fonction de phase calculée par la théorie de Mie (qui est une combinaison linéaire des éléments de la matrice de Mueller, voir la section suivante) afin que toutes les propriétés de diffusion utilisées forment un ensemble cohérent. Si nous ne regardons pas la polarisation, nous pouvons utiliser les deux fonctions de phase ; le choix de la fonction de Henyey-Greenstein permet de réduire le temps d'initialisation car nous n'avons pas à calculer les matrices de Mueller, le transfert étant complètement défini à l'aide des sections efficaces et paramètres d'asymétrie des grains.

Fonction de phase pour une onde incidente polarisée

L'ensemble des remarques précédentes sont pertinentes dans le cadre de la diffusion d'une onde incidente non polarisée. Si l'onde est polarisée, son comportement lors de la diffusion peut être complètement différent.

En effet, l'intensité diffusée s'écrit alors $I_d \propto I_i S_{11} + Q_i S_{12}$ (dans le cas de théorie de Mie) et non plus seulement $I_d \propto I_i S_{11}$, *ie* la fonction de phase dépend de l'état initial de polarisation, par l'intermédiaire du paramètre Q_i .

En particulier, cela signifie que même pour le calcul des seules cartes en intensité, le fait de ne pas considérer la polarisation peut conduire à des résultats erronés.

La modification de la fonction de phase a lieu à deux niveaux :

- la répartition de l'intensité dans le plan de diffusion est modifié et ne suit plus $S_{11}(\theta)$ mais $S_{11}(\theta) + Q_i/I_i S_{12}(\theta)$
- la diffusion n'est plus isotrope en azimuth car Q_i/I_i dépend de l'angle d'azimut ϕ . Par exemple, si on définit ϕ par rapport au plan de polarisation incident, Q_i s'écrit alors $Q_i = I_i p \cos(2\phi)$ où p est le taux de polarisation linéaire.

Le calcul de la fonction de phase dans le cas général s'obtient en décomposant les champs électriques incidents et diffusés en deux composantes parallèles et perpendiculaires au plan de diffusion. Pour une onde incidente d'intensité I_i , les champs électriques s'écrivent :

$$\vec{E}_i = \sqrt{I_i} \cos \phi \vec{e}_{\parallel} + \sqrt{I_i} \sin \phi \vec{e}_{\perp} \quad (2.6.11)$$

$$\text{et } \vec{E}_d = \sqrt{I_i} S_{\parallel}(\theta) \cos \phi \vec{e}_{\parallel} + \sqrt{I_i} S_{\perp}(\theta) \sin \phi \vec{e}_{\perp} \quad (2.6.12)$$

L'intensité diffusée est alors :

$$I_d = I_i |S_{\parallel}(\theta)|^2 \cos^2 \phi + I_i |S_{\perp}(\theta)|^2 \sin^2 \phi \quad (2.6.13)$$

$$= I_i i_{\parallel}(\theta) \cos^2 \phi + I_i i_{\perp}(\theta) \sin^2 \phi \quad (2.6.14)$$

$$= I_i \frac{i_{\perp}(\theta) + i_{\parallel}(\theta)}{2} (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi) + I_i \frac{i_{\perp}(\theta) - i_{\parallel}(\theta)}{2} (\sin^2 \phi - \cos^2 \phi) \quad (2.6.15)$$

$$= I_i \frac{i_{\perp}(\theta) + i_{\parallel}(\theta)}{2} - I_i \frac{i_{\perp}(\theta) - i_{\parallel}(\theta)}{2} \cos(2\phi) \quad (2.6.16)$$

$$(2.6.17)$$

Dans les cas d'une onde partiellement polarisée de polarisation linéaire p , on obtient :

$$I_d = (1-p) I_i \frac{i_{\perp}(\theta) + i_{\parallel}(\theta)}{2} + p I_i \left(\frac{i_{\perp}(\theta) + i_{\parallel}(\theta)}{2} - \frac{i_{\perp}(\theta) - i_{\parallel}(\theta)}{2} \cos(2\phi) \right) \quad (2.6.18)$$

$$= I_i \frac{i_{\perp}(\theta) + i_{\parallel}(\theta)}{2} - p I_i \cos(2\phi) \frac{i_{\perp}(\theta) - i_{\parallel}(\theta)}{2} \quad (2.6.19)$$

L'écriture des coefficients S_{11} et S_{12} en terme de fonction de phase permet de vérifier que l'équation 2.6.19 est incluse dans la notation matricielle de Mueller. Pour cela, on peut regarder les deux cas particuliers, d'une onde polarisée parallèlement et perpendiculairement au plan de diffusion. Si l'onde incidente est polarisée suivant le plan de diffusion : $Q_i = I_i$ et les paramètres de Stokes de l'onde diffusée sont :

$$I_d = (S_{11} + S_{12})I_i, \quad Q_d = I_i, \quad U = V = 0 \quad (2.6.20)$$

i_{\parallel} , l'intensité lumineuse diffusée par unité d'intensité incidente s'écrit alors :

$$i_{\parallel} = S_{11} + S_{12} \quad (2.6.21)$$

Si l'onde incidente est polarisée perpendiculairement au plan de diffusion : $Q_i = -I_i$ et les paramètres de Stokes de l'onde diffusée sont :

$$I_d = (S_{11} - S_{12})I_i, \quad Q = -I_i, \quad U = V = 0 \quad (2.6.22)$$

et

$$i_{\perp} = S_{11} - S_{12} \quad (2.6.23)$$

ce qui nous permet d'exprimer S_{11} et S_{12} en fonction de i_{\parallel} et i_{\perp} :

$$S_{11} = \frac{i_{\perp} + i_{\parallel}}{2} \quad \text{et} \quad S_{12} = \frac{i_{\parallel} - i_{\perp}}{2} \quad (2.6.24)$$

On obtient bien :

$$f(\theta, \phi) = S_{11}(\theta) + \frac{Q_i}{I_i}(\phi) S_{12}(\theta) \quad (2.6.25)$$

$$= \frac{i_{\perp}(\theta) + i_{\parallel}(\theta)}{2} - p \cos(2\phi) \frac{i_{\perp}(\theta) - i_{\parallel}(\theta)}{2} \quad (2.6.26)$$

Pour une onde non polarisée, la fonction de phase se résume à $S_{11}(\theta)$ qui est la moyenne arithmétique des fonctions de phase $i_{\parallel}(\theta)$ et $i_{\perp}(\theta)$ des ondes 100% polarisées parallèlement et perpendiculairement au plan de diffusion.

Dans le cas d'une onde polarisée, $S_{12}(\theta)$ est la correction à appliquer à cette fonction de phase et cette correction est d'autant plus importante que le rapport $(i_{\perp} - i_{\parallel})/(i_{\perp} + i_{\parallel}) = S_{12}/S_{11}$ se rapproche de 1 en valeur absolue, *ie* quand la particule a une polarisabilité importante.

En outre si l'onde est polarisée, la fonction de phase perd sa symétrie azimutale, S_{11} peut alors être vue comme la moyenne azimutale de la fonction de phase :

$$\langle f(\theta, \phi) \rangle_{\phi} = S_{11}(\theta) + p \langle \cos(2\phi) \rangle_{\phi} S_{12}(\theta) = S_{11}(\theta) \quad (2.6.27)$$

Ces calculs sont exacts dans le cadre de la théorie de Mie. Pour des particules quelconques, les deux blocs anti-diagonaux de la matrice de Mueller (qui sont nuls pour des particules sphériques) sont beaucoup plus petits que les blocs diagonaux et l'erreur générée en utilisant les précédentes formules demeure très faible.

Application du formalisme ondulatoire à des paquets de photons

L'ensemble des formules précédentes ont été écrites dans le cadre d'un formalisme ondulatoire, le formalisme de Stokes est par construction ondulatoire. Il nous faut donc prendre quelques précautions pour utiliser les équations précédemment écrites dans le cadre du formalisme corpusculaire de nos paquets de photons. Par abus de notation, nous décrivons chaque paquet par un vecteur de Stokes, et parlerons donc de polarisation d'un paquet.

Lors des diffusions des paquets sur un grain (ou une distribution de grains, voir le paragraphe suivant), il nous faut nous assurer que la répartition angulaire de l'intensité diffusée suive statistiquement la fonction de phase $\psi_\lambda(\theta)$. Dans notre contexte, cette fonction correspond à une densité de probabilité.

Si l'on souhaite conserver l'énergie des paquets à chaque diffusion (comme pour l'étape 1 du chauffage thermique, voir section 2.7.4), il nous faut tirer aléatoirement les angles de diffusion pour qu'en moyenne, on retrouve la fonction de phase. D'après les calculs précédents, nous avons vu que l'on pouvait calculer les deux angles décrivant la diffusion successivement. L'angle θ est choisi aléatoirement suivant la fonction de répartition :

$$F(\theta) = \frac{\int_0^\theta S_{11}(\theta') \sin \theta' d\theta'}{\int_0^\pi S_{11}(\theta') \sin \theta' d\theta'} \quad (2.6.28)$$

Pour une lumière incidente non polarisée, i.e., $Q, U = 0$, la distribution de l'angle d'azimut ϕ est isotrope. Pour une lumière de polarisation linéaire p non nulle, l'angle d'azimut est défini par rapport à la direction de polarisation et déterminé à l'aide de la fonction de répartition suivante :

$$F_\theta(\phi) = \frac{1}{2\pi} \left(\phi - \frac{S_{11}(\theta) - S_{12}(\theta)}{S_{11}(\theta) + S_{12}(\theta)} p \frac{\sin(2\phi)}{2} \right) \quad (2.6.29)$$

où θ a été précédemment choisi grâce à l'équation 2.6.28 (Šolc 1989). Une fois la direction de diffusion connue, on multiplie le vecteur de Stokes par la matrice de Mueller correspondant à l'angle θ . Ce faisant, nous modifions (si le paquet incident est polarisé) son intensité : $I_d = I_i + S_{12}/S_{11} Q_i \neq I_i$. Pour éviter cela, il nous faut renormaliser le vecteur diffusé pour s'assurer que le paramètre I est bien conservé lors de la diffusion. Cette opération revient à séparer les informations de répartition angulaire de l'intensité diffusée et de polarisabilité que contient la matrice de Mueller. En effet, l'information angulaire a été utilisée dans le choix des angles de diffusion et la multiplication par la matrice n'est maintenant utile que pour connaître le nouvel état de polarisation du paquet.

On peut aussi faire le choix de ne reproduire la distribution angulaire du rayonnement diffusée qu'en moyenne sur un grand nombre de paquets. On peut par exemple choisir de faire diffuser les paquets de photons uniformément et de les multiplier par la matrice de Mueller telle qu'elle nous est fournie par la théorie de Mie, c'est-à-dire sans faire de renormalisation cette fois-ci. Par construction, l'intensité n'est ici plus conservée pour un paquet lors d'une diffusion, mais elle l'est en moyenne sur un grand nombre de paquets.

D'une manière plus générale, on peut choisir une distribution angulaire quelconque pour les photons, il s'agit simplement de corriger en conséquence l'énergie des paquets pour s'assurer qu'en moyenne, on reproduit bien la distribution angulaire de l'intensité diffusée.

Importance de l'anisotropie azimutale

Pour mesurer l'importance de l'anisotropie azimutale de la diffusion, nous avons calculé deux images du disque présenté sur la figure 2.9 en utilisant l'équation 2.6.29 d'une part, et en forçant ϕ à être isotrope d'autre part. La figure 2.10 montre les différences relatives de ces images. À la précision à laquelle nous travaillons, les différences sont négligeables, l'image

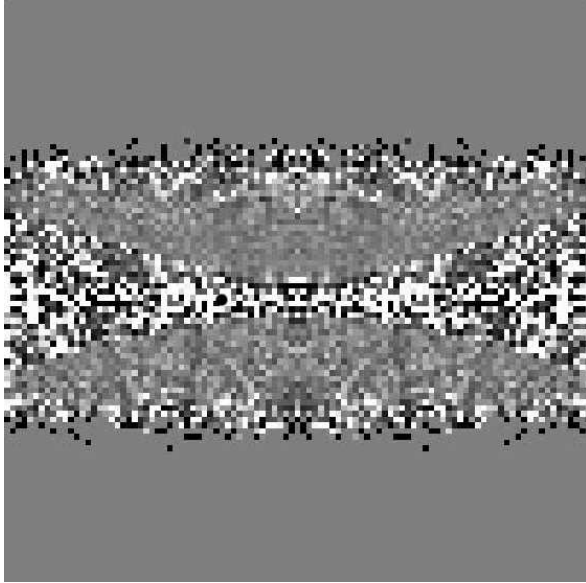


Figure 2.10 – Différence relative entre les images produites en prenant ou pas en compte l'effet de la polarisation de l'onde incidente sur la fonction de phase. Les différences de flux dans les nébuleuses sont de l'ordre du pourcent, ce qui correspond au bruit Monte Carlo.

étant uniforme au niveau des deux nébuleuses brillantes et on peut faire l'hypothèse que l'angle d'azimut est réparti de manière isotrope, indépendamment de l'état de polarisation du paquet incident.

2.6.5 Distribution en taille de grains

L'étude des disques à plusieurs longueurs d'onde et/ou en utilisant plusieurs techniques différentes montre que les grains de poussières présents dans les disques ne sont pas de taille unique. En particulier, les grains observés en lumière diffusée ne sont pas les mêmes que ceux que l'on observe à plus grande longueur d'onde en émission thermique. La distribution en taille peut être quelconque mais nous utilisons généralement une répartition continue que nous échantillonons logarithmiquement sur typiquement 1000 tailles de grains entre a_{\min} et a_{\max} . Cette distribution en taille peut se généraliser pour prendre en compte des grains de compositions différentes, chaque grain étant alors non plus défini uniquement par sa taille mais aussi par ses indices optiques.

Du point de vue de la diffusion, la répartition en taille des grains peut être traitée suivant deux approches différentes :

- on considère les propriétés optiques de chaque type de grains individuellement *ie*, les propriétés optiques des grains d'une taille et d'une composition données. Dans ce cas, il faut à chaque diffusion choisir le type de grains sur lequel on va diffuser suivant sa probabilité de diffusion proportionnelle à sa section efficace de diffusion.
- on s'intéresse aux propriétés optiques de chaque cellule du disque ; toutes les cellules du disque pouvant avoir les mêmes propriétés si tous les types de grains sont répartis de la même manière sur l'ensemble du disque ou chaque cellule peut avoir sa propre distribution de grains. Cette méthode, qui permet d'éviter l'étape du choix de la taille du grain diffuseur à chaque diffusion, implique de convertir les propriétés optiques des grains en propriétés optiques des cellules dans la phase d'initialisation du code.

Ces deux méthodes sont strictement équivalentes d'un point de vu théorique et fournissent les mêmes résultats, mais présentent des différences au niveau de l'occupation mémoire et du temps de calcul.

Méthode 1 : Choix de la taille du grain diffuseur

Pour simplifier l'écriture des équations, on supposera ici que seule la taille des grains varie. Mais cela ne restreint en rien le raisonnement et il est direct de généraliser à d'autres types de différence entre les grains (indices de réfraction, ...)

La probabilité de diffuser sur un grain de taille a sachant qu'on l'on a une interaction (diffusion ou absorption en \vec{r} dans le disque) est donnée par :

$$p_{\text{diff}}(a) da = \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a, \vec{r}) da} \quad (2.6.30)$$

La probabilité d'absorption étant :

$$p_{\text{abs}}(a) da = \frac{\pi a^2 Q_{\text{abs}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a, \vec{r}) da} \quad (2.6.31)$$

et la normalisation correspondante :

$$\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} (p_{\text{diff}}(a) + p_{\text{abs}}(a)) da = 1 \quad (2.6.32)$$

La probabilité de diffusion peut se décomposer de deux façons :

$$p_{\text{diff}}(a) da = \frac{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a, \vec{r}) da} \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} \quad (2.6.33)$$

$$= \text{Albedo}(\vec{r}) \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} \quad (2.6.34)$$

$$= \text{Albedo}(\vec{r}) P_{\text{diff}}(a)|_{\text{diff}} \quad (2.6.35)$$

ou :

$$p_{\text{diff}}(a) da = \frac{\pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a, \vec{r}) da} \frac{Q_{\text{diff}}(a)}{Q_{\text{ext}}(a)} \quad (2.6.36)$$

$$= \frac{\pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a, \vec{r}) da} \text{Albedo}(a) \quad (2.6.37)$$

$$= P_{\text{int}}(a)|_{\text{int}} \text{Albedo}(a) \quad (2.6.38)$$

où $P_{\text{diff}}(a)|_{\text{diff}}$ et $P_{\text{int}}(a)|_{\text{int}}$ désignent la probabilité que le photon diffuse sur (respectivement interagisse avec) un grain de taille a sachant qu'il y a diffusion (respectivement interaction).

Ces deux expressions reviennent à :

- choisir si l'interaction est une absorption ou une diffusion en fonction de l'albédo de la cellule où a lieu l'interaction, puis, dans le cas de la diffusion, choisir la taille du grain diffuseur suivant sa section efficace de diffusion,
- choisir la taille du grain sur lequel le photon va être absorbé ou diffusé suivant la section efficace d'extinction, puis choisir si cette interaction va être une absorption ou une diffusion en fonction de l'albédo du grain.

Les deux écritures sont équivalentes. Nous choisissons la première car elle permet d'éviter de choisir une taille de grain quand il y a une absorption (et que l'on est dans le cas de l'équilibre thermodynamique local, voir paragraphe 2.7.6), ce qui est plus efficace en temps de calcul.

Méthode 2 : Propriétés moyennes et matrice de Mueller équivalente

L'idée de cette seconde méthode est de considérer les propriétés optiques des cellules et non plus des grains. En effet, la nature vectorielle du vecteur de Stokes (en particulier sa linéarité) nous autorise à sommer les matrices de Mueller des différents grains.

Si le photon diffuse sur un grain de taille a , le vecteur de Stokes diffusé sera :

$$(\mathbf{I}_d, \mathbf{Q}_d, \mathbf{U}_d, \mathbf{V}_d) = \mathbf{M}(a) (\mathbf{I}_i, \mathbf{Q}_i, \mathbf{U}_i, \mathbf{V}_i) \quad (2.6.39)$$

La probabilité de diffuser sur un grain de taille a est

$$\frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} \quad (2.6.40)$$

En prenant en compte les diffusions sur toutes les tailles de grains avec leurs probabilités respectives, on obtient le vecteur de Stokes diffusé par la population de grains :

$$(\mathbf{I}_d, \mathbf{Q}_d, \mathbf{U}_d, \mathbf{V}_d) = \frac{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) \mathbf{M}(a) da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} (\mathbf{I}_i, \mathbf{Q}_i, \mathbf{U}_i, \mathbf{V}_i) \quad (2.6.41)$$

$$= \mathbf{M}(\vec{r}) (\mathbf{I}_i, \mathbf{Q}_i, \mathbf{U}_i, \mathbf{V}_i) \quad (2.6.42)$$

avec :

$$\mathbf{M}(\vec{r}) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} \mathbf{M}(a) da \quad (2.6.43)$$

la matrice de Mueller au point \vec{r} . Il est important de noter ici que cette moyenne est *mathématiquement exacte* et qu'elle ne fait intervenir aucune approximation. Le calcul du champ diffusé à l'aide de la matrice $\mathbf{M}(\vec{r})$ est rigoureusement identique au calcul qui consiste à choisir la taille a du grain diffuseur puis à multiplier le vecteur de Stokes incident par la matrice de Mueller du grain a , $\mathbf{M}(a)$.

De manière similaire, nous pouvons calculer le paramètre d'asymétrie de la distribution de grains :

$$g(\vec{r}) = \langle \cos \theta \rangle_{\vec{r}} \quad (2.6.44)$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \cos \theta \psi(\vec{r}, \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.6.45)$$

$$= \int_0^\pi \cos \theta S_{11}(\vec{r}, \theta) \sin \theta d\theta \quad (2.6.46)$$

$$= \int_0^\pi \cos \theta \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} S_{11}(a, \theta) da \sin \theta d\theta \quad (2.6.47)$$

$$= \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} \int_0^\pi \cos \theta S_{11}(a, \theta) \sin \theta d\theta da \quad (2.6.48)$$

$$= \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \cos \theta \psi(a, \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi da \quad (2.6.49)$$

$$= \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} \langle \cos \theta \rangle_a da \quad (2.6.50)$$

$$= \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{\pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{diff}}(a) f(a, \vec{r}) da} g(a) da \quad (2.6.51)$$

Le paramètre $g(\vec{r})$ de la distribution s'écrit donc comme la moyenne des $g(a)$ des différents grains, pondérés par les sections efficaces de diffusion et densités relatives des grains. En particulier, cette écriture nous permet d'avoir une idée du comportement général de la diffusion de la lumière par la distribution de grains, à partir des sections efficaces et paramètres d'asymétrie de chaque grain, sans avoir à calculer leur fonction de phase.

Comparaison des méthodes

D'un point de vue numérique, cette seconde méthode est beaucoup plus rapide car elle évite l'étape du choix de la taille du grain (qui représente de l'ordre de 30% du temps de calcul) mais elle implique une initialisation plus longue, due au calcul des matrices moyennes $\mathbf{M}(\vec{r})$. En pratique, ce temps d'initialisation est le plus souvent raisonnable et nous utilisons principalement cette seconde méthode. Une exception notable est le cas du calcul multi-longueur d'onde lorsque la distribution en taille de grains n'est pas uniforme dans le disque. Avec des valeurs typiques de 1 000 tailles de grains, 1 000 cellules, 50 longueurs d'onde et un échantillonnage des matrices au degré près, le calcul de toutes les matrices $\mathbf{M}(\vec{r})$ nécessite de l'ordre de 10 milliards de multiplications (et additions) supplémentaires et il est alors plus efficace d'utiliser la première méthode.

La première méthode présente en outre l'avantage de produire de l'information supplémentaire, elle permet de savoir sur quels grains les paquets ont effectivement diffusé en fonction de la position dans le disque.

2.6.6 Nouvelle direction de vol

Les angles de diffusion et d'azimut sont définis par rapport au vecteur de propagation incident du paquet. Pour obtenir les coordonnées du vecteur de propagation après diffusion, le calcul est similaire à celui de la direction d'émission depuis l'étoile (paragraphe 2.5.1) où il nous faut remplacer la normale à la surface par le vecteur de propagation avant diffusion et les angles d'émission θ_d^* et ϕ_d^* par les deux angles de diffusion θ et ϕ dans les équations 2.5.21 et 2.5.22.

2.6.7 Calcul des nouveaux paramètres de Stokes

Le formalisme de Stokes utilise le plan de diffusion comme référence pour les intensités parallèle et perpendiculaire. En cas de diffusions multiples, il faut donc appliquer une rotation au vecteur de Stokes afin de calculer les intensités parallèle et perpendiculaire au nouveau plan de diffusion.

Avant chaque diffusion, nous choisissons un plan de référence, orthogonal au vecteur de propagation, *i.e.* correspondant au plan de polarisation, muni d'un système de coordonnées, dont l'axe vertical coïncide avec la projection de l'axe z (perpendiculaire au plan du disque) du système de coordonnées universel. Pour un paquet quittant le système, ce plan correspond au plan image vu par l'observateur. Nous notons ce plan \mathcal{P}_n , où n correspond au nombre de diffusions subies par le paquet.

Nous définissons les paramètres de Stokes dans ce plan et il nous faut, lors de la diffusion, appliquer une rotation de ce plan autour de l'axe de propagation, afin de ramener l'axe vertical sur l'axe défini par l'intersection avec le plan de diffusion. Si on note ω l'angle de cette rotation,

la modification du vecteur de Stokes est définie par la matrice de rotation :

$$\mathbf{R}_{\text{Stokes}}(\omega) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\omega) & -\sin(2\omega) & 0 \\ 0 & \sin(2\omega) & \cos(2\omega) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6.52)$$

Cette matrice ne modifie que les paramètres Q et U, une rotation dans le plan de polarisation n'affectant pas l'intensité ni la polarisation circulaire, et applique une rotation d'angle 2ω aux paramètres Q et U.

De même, nous définissons, l'angle ω' de la rotation permettant de ramener l'axe défini par l'intersection du plan de diffusion avec le plan \mathcal{P}_{n+1} sur l'axe vertical de ce plan, afin d'exprimer les vecteur de Stokes par rapport à l'axe vertical dans le plan image après diffusion.

Il nous est alors possible d'obtenir les vecteurs de Stokes successifs du paquet de photons, diffusion par diffusion :

$$\begin{pmatrix} I_{n+1} \\ Q_{n+1} \\ U_{n+1} \\ V_{n+1} \end{pmatrix} = \mathbf{R}_{\text{Stokes}}(\omega') \mathbf{M}(\theta) \mathbf{R}_{\text{Stokes}}(\omega) \begin{pmatrix} I_n \\ Q_n \\ U_n \\ V_n \end{pmatrix} \quad (2.6.53)$$

Il nous reste à calculer les angles ω et ω' . Dans le plan \mathcal{P}_n , l'axe vertical a pour coordonnées $(0, 1)$. Le plan de diffusion est défini par le vecteur de propagation du paquet diffusé \vec{v}_{n+1} , ses coordonnées dans le plan \mathcal{P}_n sont

$$\begin{pmatrix} \vec{v}_{n+1} \cdot \vec{i}_n \\ \vec{v}_{n+1} \cdot \vec{j}_n \end{pmatrix} \quad (2.6.54)$$

où \vec{i}_n , \vec{j}_n et \vec{k}_n forment une base directe. Par définition, $\vec{k}_n = \vec{v}_n$ et (\vec{i}_n, \vec{j}_n) est une base de \mathcal{P}_n . Par définition du plan \mathcal{P}_{n+1} , nous avons aussi $\vec{v}_{n+1} = \vec{k}_{n+1}$ et finalement le produit scalaire nous donne :

$$\cos \omega = \frac{\vec{k}_{n+1} \cdot \vec{j}_n}{\sqrt{(\vec{k}_{n+1} \cdot \vec{i}_n)^2 + (\vec{k}_{n+1} \cdot \vec{j}_n)^2}} \quad (2.6.55)$$

Par symétrie nous obtenons :

$$\cos \omega' = \frac{\vec{k}_n \cdot \vec{j}_{n+1}}{\sqrt{(\vec{k}_n \cdot \vec{i}_{n+1})^2 + (\vec{k}_n \cdot \vec{j}_{n+1})^2}} \quad (2.6.56)$$

Les bases $(\vec{i}_n, \vec{j}_n, \vec{k}_n)$ et $(\vec{i}_{n+1}, \vec{j}_{n+1}, \vec{k}_{n+1})$ sont deux bases directes. Nous en déduisons donc :

$$\vec{k}_n \cdot \vec{j}_{n+1} = -\vec{k}_{n+1} \cdot \vec{j}_n \quad (2.6.57)$$

Cette égalité est vérifiée pour toutes les permutations circulaires sur $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ et implique

$$\cos \omega' = -\cos \omega \quad (2.6.58)$$

De même, l'écriture des sinus à l'aide du produit vectoriel nous donne

$$\sin \omega' = \sin \omega \quad (2.6.59)$$

soit

$$\omega' = \pi - \omega \quad (2.6.60)$$

et finalement

$$R_{\text{Stokes}}(\omega') = R_{\text{Stokes}}(-\omega). \quad (2.6.61)$$

La transformation complète du vecteur de Stokes lors d'une diffusion peut donc s'écrire

$$\begin{pmatrix} I_{n+1} \\ Q_{n+1} \\ U_{n+1} \\ V_{n+1} \end{pmatrix} = R_{\text{Stokes}}(-\omega) M(\theta) R_{\text{Stokes}}(\omega) \begin{pmatrix} I_n \\ Q_n \\ U_n \\ V_n \end{pmatrix} \quad (2.6.62)$$

Le traitement des diffusions multiples se fait alors naturellement en prenant comme vecteur de Stokes incident, le vecteur de Stokes diffusé lors de l'interaction précédente.

2.6.8 Échantillonnage du champ de rayonnement : production des images

Lorsque le milieu traversé par les paquets est optiquement mince, les probabilités d'absorption et de diffusion avec ce milieu sont très faibles et une très grande majorité des paquets atteignent l'observateur sans interagir avec la matière, ne produisant aucune information.

Pour éviter cela, nous utilisons le concept de *diffusion forcée* de Cashwell & Everett (1959). L'idée est de forcer chaque paquet à diffuser au moins une fois entre le point d'émission et la limite du modèle. L'épaisseur optique totale τ_{tot} le long de la direction de propagation du photon est calculée. Une fraction $\exp(-\tau_{\text{tot}})$ du paquet est directement transmise. L'énergie restante $(1 - \exp(-\tau_{\text{tot}}))$ est diffusée, la position de diffusion étant donnée par :

$$\tau = -\ln(1 - \mathcal{A} \times (1 - \exp(-\tau_{\text{tot}}))) \quad (2.6.63)$$

où \mathcal{A} est un nombre aléatoire dans $[0, 1]$.

Un disque même très optiquement épais présente une surface qui reste optiquement mince, et il peut être efficace de forcer les diffusions dans ces régions. Il peut en outre être très intéressant, si nous forçons les diffusions, de nous arranger pour qu'elles aient lieu à l'endroit où on le souhaite.

Pour cela, nous avons généralisé le concept de diffusion forcée. Nous faisons le choix de tirer aléatoirement, non plus la longueur optique du paquet, mais sa longueur de vol. Les équations 2.5.37 et 2.6.63 favorisent en effet les diffusions à faibles longueurs optiques, ce qui se traduit, les profils de densité étant le plus souvent décroissant avec la distance, par une très grande majorité de diffusion dans les zones centrales des disques. Les cartes obtenues sont très bien convergées dans les régions proches de l'étoile mais le bruit est important dans les zones externes du disque. Nous souhaitons que les diffusions aient lieu uniformément dans nos cartes synthétiques afin que tous les pixels soient convergés de manière similaire. Pour cela, nous décidons de choisir la longueur de vol de manière uniforme entre les longueurs de vol minimale et maximale (qui correspondent aux longueurs à partir desquels, le photon entre et sort des régions d'opacité non nulle).

Dans ce cas, il nous faut corriger l'énergie du paquet pour prendre en compte la probabilité qu'il a de diffuser au point que nous avons choisi. Comme nous l'avons vu précédemment, le facteur de correction à appliquer à l'énergie du paquet est le rapport de la probabilité selon laquelle nous devons tirer la longueur optique τ , à savoir $\exp(-\tau)/(1 - \exp(-\tau_{\text{tot}}))$ (puisque nous forçons la diffusion entre 0 et τ_{tot}) sur la probabilité selon laquelle nous avons effectivement tiré τ .

L'estimation de cette dernière probabilité est illustrée sur la figure 2.11, où sont représentées les fonctions de répartition en fonction de la longueur de vol et de la longueur optique.

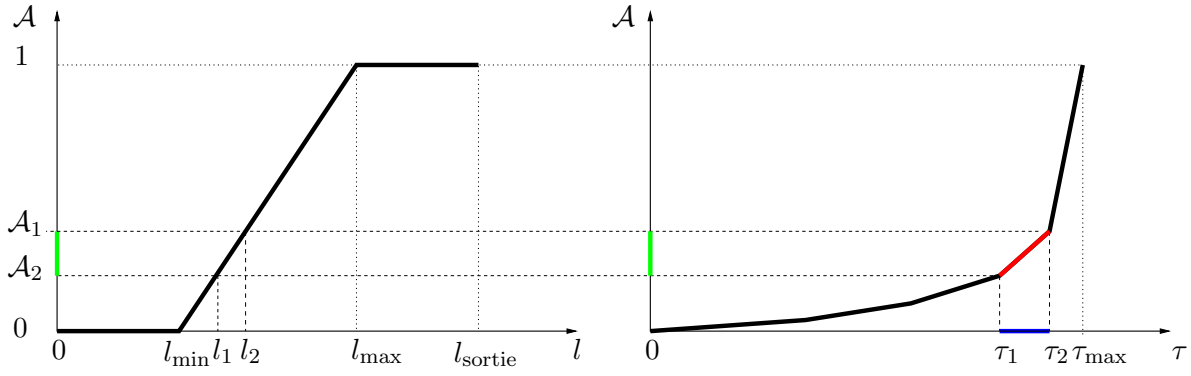


Figure 2.11 – Fonctions de répartition de la longueur de vol (à gauche) et la longueur optique (à droite). La probabilité suivant laquelle nous avons tiré la longueur optique τ est la pente du segment rouge, rapport des longueurs des segments vert et bleu. l_{\min} est la longueur de vol à partir de laquelle l'opacité n'est plus nulle, l_{\max} celle à partir de laquelle elle redevient nulle et l_{sortie} celle à laquelle le paquet sort du modèle.

Le choix d'un nombre aléatoire \mathcal{A} se traduit par une longueur optique l , auquel correspond une longueur optique τ . On note l_1 et l_2 , les longueurs de vol nécessaires pour entrer et sortir de la cellule où a lieu la diffusion ($l_1 < l < l_2$), et τ_1 et τ_2 , les longueurs optiques correspondantes ($\tau_1 < \tau < \tau_2$). À ces deux longueurs, correspondent deux nombres compris entre 0 et 1, \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_2 avec $\mathcal{A}_1 < \mathcal{A} < \mathcal{A}_2$. Parce que le tirage de la longueur de vol est uniforme et que l'opacité est constante dans une cellule (ce qui signifie que longueur optique et longueur de vol sont proportionnelles à l'intérieur de la cellule), les fonctions de répartition sont des fonctions affines entre l_1 et l_2 d'une part et τ_1 et τ_2 d'autre part.

La probabilité qui nous intéresse est la pente de la fonction de répartition en τ , qui est égale à la pente entre τ_1 et τ_2 (segment rouge sur la figure). Elle nous est donnée par :

$$p_\tau = \frac{\mathcal{A}_2 - \mathcal{A}_1}{\tau_2 - \tau_1} \quad (2.6.64)$$

soit la longueur segment vert sur celle du segment bleu.

Il ne nous reste plus qu'à déterminer \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_2 . Pour cela, on peut calculer la pente de la fonction de répartition de la longueur de vol de deux manières différentes. Parce que la répartition est uniforme en longueur de vol, nous avons :

$$p_l = \frac{\mathcal{A}_2 - \mathcal{A}_1}{l_2 - l_1} = \frac{1 - 0}{l_{\max} - l_{\min}}, \quad (2.6.65)$$

soit

$$\mathcal{A}_2 - \mathcal{A}_1 = \frac{l_2 - l_1}{l_{\max} - l_{\min}}. \quad (2.6.66)$$

Nous avons alors :

$$p_\tau = \frac{l_2 - l_1}{\tau_2 - \tau_1} \frac{1}{l_{\max} - l_{\min}} \quad (2.6.67)$$

$$= \frac{1}{\kappa (l_{\max} - l_{\min})} \quad (2.6.68)$$

où κ désigne l'opacité dans la cellule où a lieu la diffusion.

Au final, l'énergie du paquet qui diffuse doit être pondérée par :

$$w_E = (1 - \exp(-\tau_{\text{tot}})) \frac{\exp(-\tau)}{1 - \exp(-\tau_{\text{tot}})} \kappa (l_{\max} - l_{\min}) \quad (2.6.69)$$

$$= \exp(-\tau) \kappa (l_{\max} - l_{\min}). \quad (2.6.70)$$

Cette méthode pose cependant un problème lorsque l'opacité sur la ligne de visée est élevée. Pour les diffusions à faibles longueurs de vol, w_E va être très élevé et le paquet va repartir avec une énergie importante. S'il diffuse une seconde fois, il va «allumer un pixel» à l'endroit de cette seconde diffusion. Nous allons donc obtenir une carte avec les paquets qui ont diffusé une seule fois bien uniforme, sur laquelle vont venir se superposer quelques rares pixels très brillants produits par des paquets qui diffusent au moins deux fois, dont la première diffusion a lieu dans une zone très optiquement épaisse. Au final, ce sont ces quelques paquets qui vont introduire le bruit le plus gênant dans les images.

Pour éviter cela, nous n'utilisons notre schéma de diffusion forcée que lorsque la profondeur optique le long de la ligne de visée est inférieure à 0.5. Dans le cas contraire, nous utilisons le schéma classique décrit dans la section 2.5.3.

La figure 2.12 illustre l'efficacité de la méthode en comparant les images, en utilisant la méthode classique (2.5.3, à gauche) et la méthode présentée ici (à droite). Le nombre de paquets est identique dans les deux cas. Le temps de calcul est environ trois fois plus long avec la nouvelle méthode mais un nombre de paquets au moins 100 fois plus important serait nécessaire avec la méthode classique pour obtenir une convergence similaire dans les parties externes du disque. Ce facteur dépend de la géométrie du disque (en particulier son degré d'évasement) et varie, d'après nos essais, entre 10 et plusieurs milliers, voire plusieurs dizaines de milliers dans le cas des disques sans évasement.

2.7 Calcul de l'émission thermique du disque

Le calcul de l'émission thermique de la poussière contenue dans le disque représente la composante principale du travail de développement numérique de cette thèse. Nous avons fait le choix de traiter le processus d'absorption - réémission de manière symétrique au processus de diffusion (voir la figure 2.1) : lorsqu'un paquet est absorbé, il chauffe la poussière et est immédiatement réémis à une nouvelle longueur d'onde, prenant en compte l'augmentation de la température de la poussière. Il poursuit ensuite sa route, au travers de l'environnement circumstellaire, ses propriétés étant modifiées au gré des diffusions et/ou absorptions - réémissions suivantes.

2.7.1 Correction en température et ajustement de la distribution en longueurs d'onde

Cette méthode de calcul a été présentée pour la première fois par Bjorkman & Wood (2001). Une fois la température connue après l'absorption d'un nouveau paquet dans la cellule, il faut réémettre cette énergie afin que l'équilibre radiatif soit satisfait. Avant l'absorption de ce photon, la cellule avait émis des photons qui transportaient une énergie correspondant à l'émissivité précédente de la cellule $j'_\lambda = \kappa_\lambda B_\lambda(T_i - \Delta T)$, où ΔT est l'augmentation de température due à l'absorption du photon. Les photons précédents ont donc été émis suivant une distribution en longueur d'onde incorrecte correspondant à la température précédente $T_i - \Delta$. Après la réémission du photon, l'ensemble des photons doit avoir été émis suivant $j_\lambda = \kappa_\lambda B_\lambda(T_i)$. Bjorkman & Wood (2001) écrivent que le photon doit être émis suivant le spectre :

$$\Delta j_\lambda = j_\lambda - j'_\lambda = \kappa_\lambda B_\lambda(T_i) - \kappa_\lambda B_\lambda(T_i - \Delta T), \quad (2.7.1)$$

qui correspond à la surface grisée sur la figure 2.13. Ils en déduisent la densité de probabilité suivante :

$$q(\lambda) d\lambda = \frac{\kappa_i^{\text{abs}} (B_\lambda(T) - B_\lambda(T - \Delta T)) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}} (B_\lambda(T) - B_\lambda(T - \Delta T)) d\lambda} \quad (2.7.2)$$

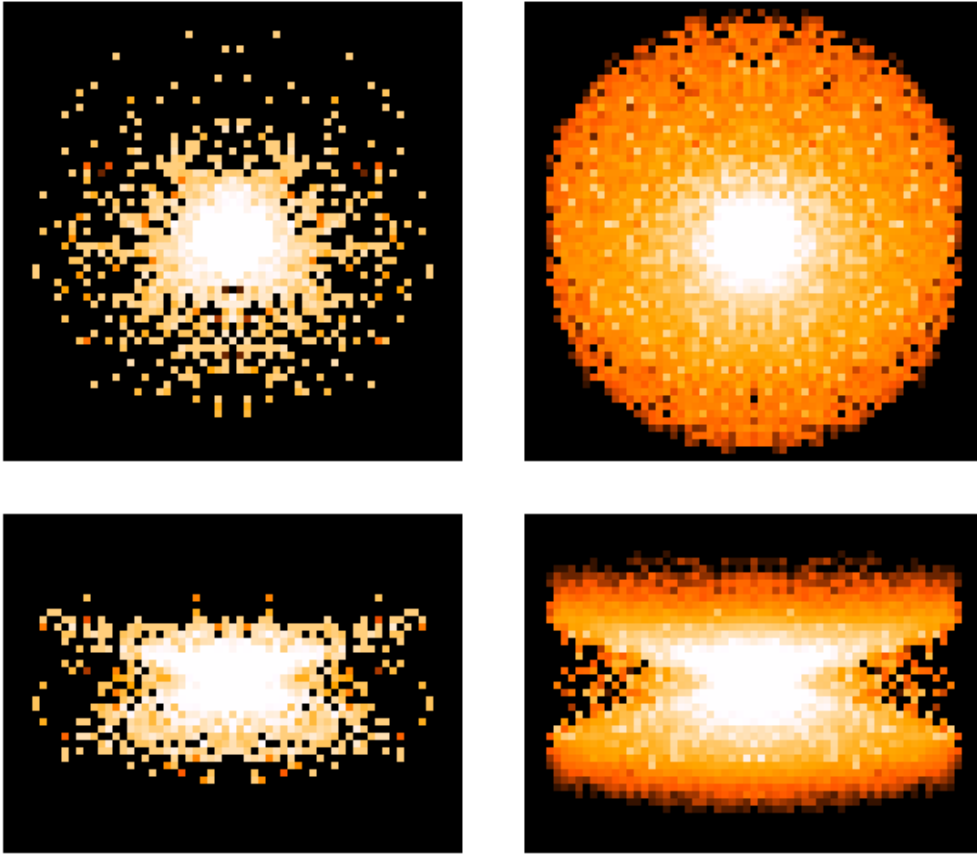


Figure 2.12 – Comparaison des images obtenues sans (à gauche) et avec (à droite) la redistribution uniforme du bruit pour un même disque vu par le pôle ($i \approx 18^\circ$, en haut) et par la tranche ($i \approx 87^\circ$, en bas). Le nombre de paquets (volontairement faible pour visualiser le bruit) est identique dans les deux cas : 1.28 millions, le temps de calcul est trois fois plus long pour les modèles de droite. Le disque a un degré d'évasement de 9/8 et une densité de surface en -1. La différence est particulièrement marquée au niveau de la surface, optiquement fine, du disque.

Tant que l'énergie transportée par un photon est faible, ce qui est assuré en choisissant un nombre de paquets de photons suffisamment grand, le changement de température ΔT est petit, et le spectre d'émission du photon réémis peut s'écrire :

$$\Delta j_\lambda \approx \kappa_\lambda \Delta T \left(\frac{dB_\lambda(T)}{dT} \right)_{T_i} \quad (2.7.3)$$

Δj_λ est toujours positif car ΔT est positif et la fonction de Planck est une fonction strictement croissante de la température. La loi de probabilité correspondante est :

$$q(\lambda) d\lambda = \frac{\kappa_i^{\text{abs}} \left(\frac{dB_\lambda}{dT} \right)_{T_i} d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}} \left(\frac{dB_\lambda}{dT} \right)_{T_i} d\lambda} \quad (2.7.4)$$

L'approximation utilisée dans l'écriture de la densité de probabilité à l'aide de la dérivée de la loi de Planck permet d'éviter de faire la différence de deux lois de probabilité à chaque choix de longueur d'onde et permet une exécution beaucoup plus rapide. Le tirage d'un nombre

aléatoire suivant la différence de loi de probabilité de l'équation 2.7.2 est en effet un calcul très coûteux car il faut recalculer la fonction de répartition à chaque absorption-réémission. L'écriture suivant l'équation 2.7.4 nous offre la possibilité de prétabuler cette loi de probabilité pour un certain nombre de températures. La densité de probabilité à la température T_i de la cellule est obtenue par interpolation linéaire entre les valeurs prétabulées.

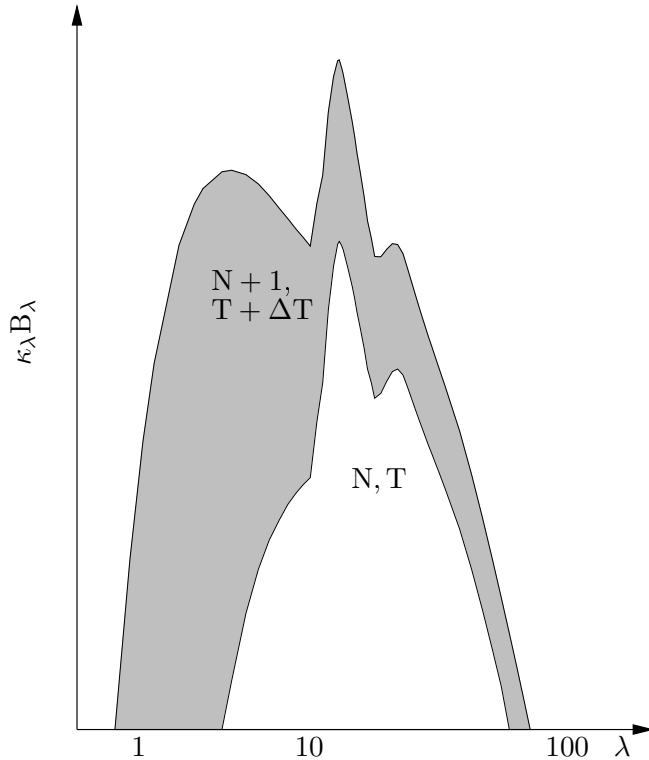


Figure 2.13 – Choix de la longueur d'onde de réémission dans l'algorithme de réémission immédiate. Les courbes d'émissivité de la poussière $j_\lambda = \kappa_\lambda B_\lambda$ sont tracées avant et après l'absorption d'un photon individuel. La répartition spectrale des photons précédemment émis est représentée par l'émissivité à l'ancienne température (courbe inférieure). Pour corriger la répartition spectrale d'énergie de l'ancienne température à la nouvelle (courbe supérieure), le photon doit être émis suivant la différence des répartition spectrale d'énergie, c'est-à-dire suivant la zone grisée.

Baes et al. (2005) ont étudié en détails les bases théoriques de cette méthode d'ajustement de la distribution en longueurs d'onde et, en particulier, son domaine d'application. En particulier, ils montrent que l'équation 2.7.2 n'est valable que sous certaines conditions. En effet, si k photons ont déjà été absorbés et réémis, le problème à résoudre est de faire émettre $k + 1$ photons suivant l'émissivité correspondant à la température T . Il faut ajuster un ensemble de k longueurs d'onde générées aléatoirement suivant la distribution

$$p(\lambda) d\lambda = \frac{\kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda} \quad (2.7.5)$$

à un ensemble de k longueurs d'onde suivant la distribution

$$r(\lambda) d\lambda = \frac{\kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda} \quad (2.7.6)$$

en ajoutant un unique paquet. La distribution de probabilité de ce paquet $q(\lambda) d\lambda$ doit donc satisfaire l'équation

$$(k + 1) r(\lambda) d\lambda = k p(\lambda) d\lambda + q(\lambda) d\lambda \quad (2.7.7)$$

et s'écrit :

$$q(\lambda) d\lambda = (k + 1) \frac{\kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda} - k \frac{\kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda}. \quad (2.7.8)$$

Cette formule peut s'interpréter physiquement. Quand le paquet $(k + 1)$ est absorbé, la température s'élève de $T - \Delta T$ à T . Ce dernier paquet doit donc être réémis suivant une distribution

de probabilité correspondant à cette température, soit

$$P_{k+1}(\lambda) d\lambda = \frac{\kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda} \quad (2.7.9)$$

En outre, il faut prendre en compte le fait que les k précédents paquets ont été émis à une mauvaise longueur d'onde. Il faut donc les faire réémettre avec une longueur d'onde échantillonnée suivant la différence entre l'ancienne et la nouvelle distribution de probabilité

$$j = 1 \dots k \quad P_j(\lambda) d\lambda = \frac{\kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda} - \frac{\kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda}. \quad (2.7.10)$$

Cette procédure est équivalente à émettre un seul paquet suivant la distribution de probabilité donnée par l'équation 2.7.8.

L'équation 2.7.8 est dans le cas général différente de l'équation 2.7.2 de Bjorkman & Wood (2001). Cependant l'écriture de l'équilibre radiatif fixe la relation entre k et T :

$$\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda = \frac{(k+1)\varepsilon}{4\pi M} \quad (2.7.11)$$

où ε est l'énergie transportée par un paquet de photons, par unité de temps. On en déduit :

$$\frac{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda} = \frac{k+1}{k} \quad (2.7.12)$$

En éliminant k dans l'équation 2.7.8, on obtient :

$$q(\lambda) d\lambda = \frac{\kappa_i^{\text{abs}} (B_\lambda(T) - B_\lambda(T - \Delta T)) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}} (B_\lambda(T) - B_\lambda(T - \Delta T)) d\lambda} \quad (2.7.13)$$

et on retrouve l'équation 2.7.2, et la méthode de Bjorkman & Wood (2001) est bien justifiée mathématiquement.

2.7.2 Taux d'absorption et intensité spécifique moyenne

Une méthode particulièrement efficace pour calculer le taux d'absorption d'énergie est de le relier au calcul du champ de rayonnement

$$\Gamma_i^{\text{abs}} = 4\pi M_i \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) J_\lambda d\lambda \quad (2.7.14)$$

où l'intensité moyenne J_λ est définie par :

$$J_\lambda = \frac{1}{4\pi} \iint_\Omega I_\lambda d\Omega' \quad (2.7.15)$$

L'équation 2.1.5 revient alors à écrire l'égalité des champs de rayonnement absorbé et émis

$$\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) J_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T) d\lambda \quad (2.7.16)$$

Comme le démontre Lucy (1999), l'intensité spécifique moyenne dans une cellule donnée peut être estimée via sa relation avec la densité locale d'énergie du champ de rayonnement :

$$J_\lambda = \frac{1}{4\pi V_i} \sum_\gamma \varepsilon_\gamma \Delta l_\gamma \quad (2.7.17)$$

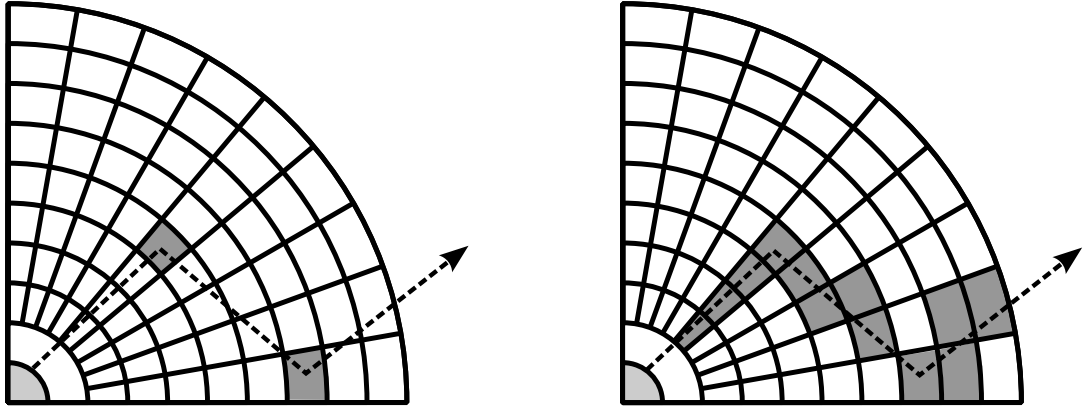


Figure 2.14 – Information créée par un photon lors de sa propagation. Dans la méthode Monte Carlo classique (figure de gauche), l'information n'est créée que dans les cellules où le photon interagit avec la matière. L'utilisation du concept d'intensité spécifique moyenne permet de produire de l'information dans toutes les cellules traversées par le photon (figure de droite), autorisant une diminution du nombre de photons nécessaires pour atteindre un certain degré de convergence, notamment dans les régions optiquement minces.

où la somme sur γ désigne la somme sur tous les photons qui ont traversé la cellule. ε_γ est l'énergie des photons par unité de temps et Δl_γ la longueur de vol parcourue par les photons dans la cellule. Le calcul se résume alors à sommer les longueurs de vol de chaque photon traversant la cellule.

L'intérêt de cette méthode, par rapport à une méthode qui égaliserait l'énergie émise et l'énergie absorbée dans la cellule, est que chaque photon crée de l'information dans toutes les cellules qu'il traverse et non pas seulement dans la cellule où il est absorbé. Cela est particulièrement critique dans les zones optiquement minces où la probabilité d'être absorbé est négligeable : la température peut être calculée même si aucun photon n'est effectivement absorbé dans ces zones. Cela permet en outre de diminuer considérablement le nombre de photons nécessaires pour converger la température et d'obtenir des cartes de température beaucoup plus lisses, plus rapidement.

Si le taux d'absorption est estimé de cette manière, l'équation 2.7.12 n'est en général plus vérifiée. En effet, elle devient

$$\frac{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda}{\int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T - \Delta T) d\lambda} = \frac{(\int_0^\infty \kappa_\lambda J_\lambda d\lambda)_{k+1}}{(\int_0^\infty \kappa_\lambda J_\lambda d\lambda)_k} \quad (2.7.18)$$

où $(\int_0^\infty \kappa_\lambda J_\lambda d\lambda)_k$ est la valeur de l'intégrale du champ de rayonnement après k absorptions et qui n'est égale à k qu'en moyenne statistique. De ce fait, il n'y plus de raison pour que la distribution de probabilité de l'équation 2.7.8 soit égale à celle de l'équation 2.7.2. Les méthodes de Bjorkman & Wood (2001) et Lucy (1999) sont donc, d'un point de vue mathématique, incompatibles entre elles. Nous verrons dans les paragraphes suivants comment nous pouvons cependant les utiliser au sein du code afin de profiter de leurs avantages respectifs.

2.7.3 Résolution de l'équilibre radiatif

Une fois le taux d'absorption connu, il faut inverser l'équation

$$4\pi M_i \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = \Gamma_i^{\text{abs}} \quad (2.7.19)$$

pour obtenir la température. Cette équation est implicite et nécessite plusieurs évaluations de l'intégrale pour différentes températures. Pour éviter cela, la valeur de l'intégrale est prétabulée pour $N_T = 1000$ températures espacées logarithmiquement entre 1K et la température de sublimation. La température T_i de chaque cellule est obtenue par interpolation linéaire entre les valeurs prétabulées.

2.7.4 Échantillonnage du champ de rayonnement : production des SED

Les particules que l'on propage dans le code Monte Carlo peuvent représenter un nombre quelconque de photons physiques. L'énergie des particules, et donc le nombre de photons qu'elles contiennent, peuvent être librement choisis suivant le but à atteindre. Afin d'améliorer son efficacité lors de la production de SEDs, le code utilise deux échantillonnages du champ de rayonnement, c'est-à-dire deux stratégies différentes pour déterminer l'énergie d'un paquet. En effet, d'une part, la convergence du calcul de la distribution de température est optimisé quand tous les paquets ont la même énergie, indépendamment de leur longueur d'onde. D'autre part, le calcul du flux émergent est plus efficace quand le nombre de paquets est maintenu constant pour tous les intervalles de longueurs d'onde. Dans ce cas, c'est l'énergie des paquets qui dépend de la longueur d'onde. Ainsi il est plus efficace de calculer la température et la SED à l'aide d'un processus à deux étapes :

- **la première étape** est le calcul de la température. En l'absence de source de chauffage autre que le chauffage par l'étoile, le disque est initialement à température nulle. Tous les paquets de photons sont générés à la surface de l'étoile et sont suivis jusqu'à ce qu'ils quittent le système. Lors d'une diffusion, le vecteur de propagation, ainsi que le vecteur de Stokes, sont modifiés mais pas la longueur d'onde. Lors d'une absorption, le paquet chauffe la cellule dans laquelle il a été absorbé, il est réémis immédiatement, in situ et de manière isotrope, mais à une longueur d'onde différente, calculée suivant la température de la cellule de la grille. Pour ce processus de réémission, le concept de réémission immédiate et la correction en température associée sont utilisées. Dans cette étape, tous les paquets ont la même énergie et sont aléatoirement diffusés/absorbés-réémis dans le disque. Nous définissons la luminosité d'un paquet ε , comme :

$$\varepsilon = L_*/N_{\gamma \text{ étape1}} \quad (2.7.20)$$

où L_* est la luminosité bolométrique de l'étoile et $N_{\gamma \text{ étape1}}$ le nombre de paquets générés. La longueur d'onde du paquet est choisie suivant la densité de probabilité normalisée proportionnelle à $B_\lambda(T_*)$ ou au spectre stellaire utilisé. À la fin de cette étape, lorsque tous les paquets ont été propagés, le concept d'intensité moyenne de Lucy (1999) est en outre utilisé pour calculer la température finale. Cela permet de réduire le bruit lors de l'estimation de température pour les cas optiquement minces. Cette première étape permet une convergence rapide de la température mais devient coûteuse en temps de calcul lorsqu'il s'agit de calculer une SED, en particulier dans le régime des grandes longueurs d'onde où l'énergie émise est faible. De ce fait, les SEDs sont calculées de manière différente.

- **la seconde étape** calcule la SED à partir de la distribution de température calculée précédemment. Le nombre de paquets de photons est identique pour toutes les longueurs d'onde. Cette étape maintient ainsi un niveau de bruit similaire dans chaque intervalle de longueur d'onde et améliore l'efficacité du calcul de la SED en limitant le temps de calcul passé dans les intervalles de haute luminosité et en se concentrant sur ceux de plus faibles luminosités. Parce que l'information sur l'énergie absorbée ne fait plus partie des objectifs du calcul dans cette étape (cette information a été extraite de la première étape via la température), lorsque qu'un photon interagit avec la matière

nous forçons une diffusion et pondérons l'énergie du photon diffusé (ou pour être exact l'ensemble de son vecteur de Stokes) par la probabilité de diffusion c'est-à-dire l'albédo, ce qui assure un calcul correct de l'énergie diffusée et la prise en compte de l'énergie absorbée. Cela évite de propager des photons qui seraient finalement absorbés et ne nous apporteraient aucune information utile. En outre, nous évitons de suivre les paquets qui restent «piégés» trop longtemps. En effet, si un paquet arrive dans une zone très optiquement épaisse, il diffuse de nombreuses fois, et devient très coûteux en temps de calcul. De plus, son énergie devient négligeable (car multipliée par l'albédo à chaque diffusion) et il ne contribuera pratiquement pas au flux reçu. Nous préférons donc stopper le calcul de ce paquet pour passer au suivant. Cette élimination des paquets «piégés» est en revanche impossible dans la première étape du calcul où l'énergie des paquets est maintenue constante et ne devient jamais négligeable.

Dans cette seconde étape, nous ne connaissons pas à l'avance la luminosité des paquets. La SED est construite en émettant, pour chaque longueur d'onde, un nombre N_{γ} étape2 de paquets tels que pour l'inclinaison désirée, un nombre N de paquets soient reçus, N valant typiquement de l'ordre de 1 000 ou 10 000 suivant que l'on recherche une précision à 1σ de l'ordre de 3 % ou 1 %. Ces paquets sont émis par l'étoile et le disque. L'énergie (par unité de temps) de ces paquets est connue lorsque les N paquets ont été reçus. Elle s'écrit :

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{L_{*}(\lambda) + \sum_i L_i(\lambda)}{N_{\gamma} \text{ étape2}} \quad (2.7.21)$$

où i est l'indice des cellules et $L_{*}(\lambda)$ et $L_i(\lambda)$ sont les luminosités de l'étoile et des cellules à la longueur d'onde λ . Elles sont données par :

$$L_{*}(\lambda) = 4\pi^2 R_{*}^2 B_{\lambda}(T_{*}) , \quad (2.7.22)$$

et

$$L_i(\lambda) = 4\pi \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_{\lambda}(T_i) m_i . \quad (2.7.23)$$

Dans cette étape, la longueur d'onde est fixée de manière déterministe et les paquets sont émis aléatoirement depuis l'étoile et les cellules du disque suivant les probabilités respectives :

$$p_{*} = \frac{L_{*}(\lambda)}{L_{*}(\lambda) + \sum_i L_i(\lambda)} , \quad (2.7.24)$$

et

$$p_i = \frac{L_i(\lambda)}{L_{*}(\lambda) + \sum_i L_i(\lambda)} . \quad (2.7.25)$$

Ce calcul en deux étapes présentent plusieurs avantages (outre celui d'optimiser chaque étape pour un objectif bien précis). Il permet d'abord de combiner les processus d'accélération de Bjorkman & Wood (2001) et Lucy (1999) successivement, évitant ainsi leur incompatibilité. Cela permet d'obtenir un code efficace aussi bien dans les cas optiquement épais que dans les cas optiquement minces, ainsi que, et surtout, dans les cas où certaines zones sont optiquement épaisses et d'autres optiquement minces, ce qui correspond au cas des disques protoplanétaires.

En outre, dans les deux étapes l'émission du disque est traitée de manière complètement différente et chacune d'entre elles produit une distribution spectrale d'énergie. La comparaison des résultats produits par les deux étapes (en gardant en mémoire que la distribution spectrale d'énergie produite par la seconde étape est par construction beaucoup mieux convergée) permet de vérifier que les résolutions utilisées sont suffisantes. En effet, lors de la première étape, les émissions ont lieu exactement aux positions d'absorption, avec une résolution spatiale excellente (limitée par les erreurs d'arrondis et de troncature numériques). À l'inverse,

dans la seconde étape, l'émission se fait de manière uniforme au sein d'une cellule. Si les cellules deviennent trop grandes, la résolution va devenir trop faible pour bien échantillonner le champ d'énergie et on s'attend à observer des différences avec les résultats obtenus par le calcul de la première étape. La figure 2.15 illustre ce phénomène dans le cas d'une résolution insuffisante au niveau du bord interne du disque. Pour pallier au manque de convergence de la distribution spectrale issue de la première étape, nous avons choisi de sommer, pour cette figure uniquement, les flux reçus dans tous les capteurs et comparons ainsi les distributions spectrales moyennées sur tous les angles d'inclinaison.

De manière similaire, si la résolution est insuffisante dans les régions externes du disque, on observe une différence significative dans le domaine sub-millimétrique entre les résultats des deux étapes.

L'énergie émise par une cellule i de température T à une longueur d'onde λ est donnée par

$$\kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T) \quad (2.7.26)$$

Si dans la seconde étape, l'énergie émise est bien calculée de cette manière, dans la première étape, en revanche, la méthode de correction en température revient à écrire cette énergie comme

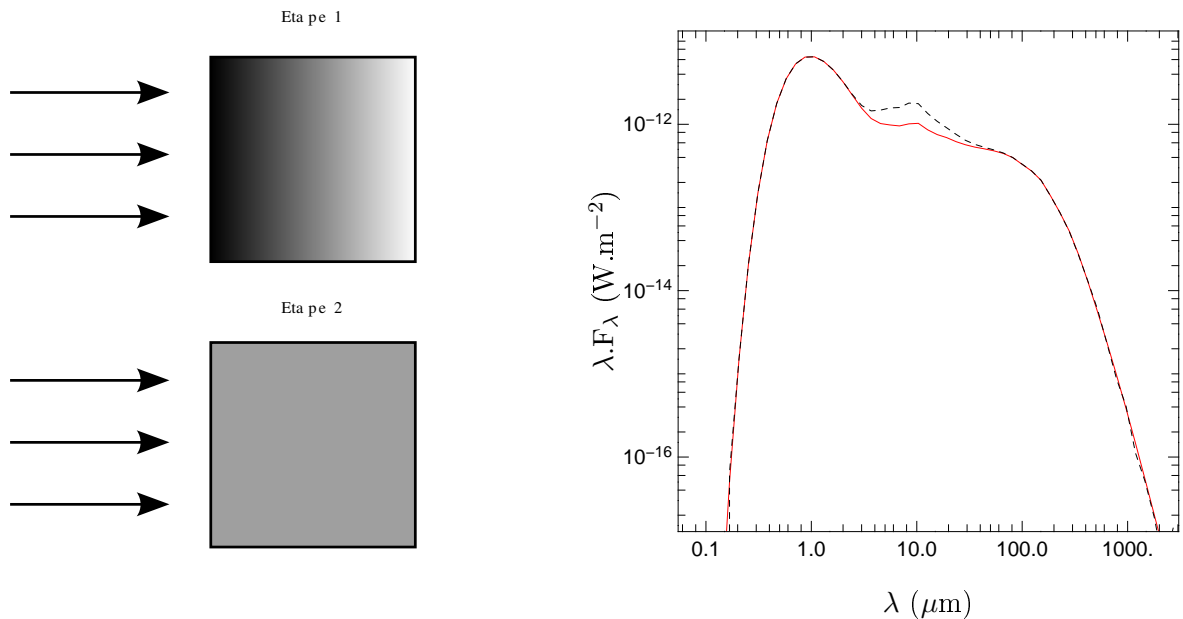
$$\kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) \sum_{i=1}^{n_T} \frac{dB_\lambda}{dT}(T_i) \Delta T_i \xrightarrow{n_T \rightarrow \infty} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) \int_0^T \frac{dB_\lambda}{dT}(T') dT' = \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T). \quad (2.7.27)$$

En effet, lors de la première étape, la température de la cellule est initialement nulle et augmente au fur et à mesure des absorptions. L'énergie émise est donc la somme des énergies émises à toutes les températures intermédiaires. n_T désigne ici le nombre de ces températures intermédiaires (avec $T_{n_T} = T$ la température finale de la cellule), qui correspond aussi au nombre d'absorptions-rémissions qui ont eu lieu dans la cellule. La comparaison des SEDs des deux étapes permet de s'assurer que ce nombre est suffisamment grand et que par conséquent les ΔT_i sont suffisamment petits pour que l'on puisse approximer l'intégrale par une somme. En d'autres termes, cela permet de vérifier que le nombre de paquets nécessaires au calcul de la distribution de température a bien été utilisé dans la première étape. En outre, cette comparaison offre la possibilité de vérifier que les T_i sont calculées de manière correcte. En effet, ces températures sont calculées par interpolation entre des températures prétabulées. Si la résolution de cette table en température est trop faible, les T_i vont être calculées de manière imprécise et le chemin par lequel va «passer» la sommation sera incorrect, entraînant une erreur sur l'énergie émise⁷.

Pour réduire encore le temps de calcul, une solution serait de n'utiliser la seconde étape que pour compléter la première, afin d'utiliser dans la SED, l'ensemble des paquets générés, qu'ils proviennent de la première ou de la seconde étape. En effet, la distribution spectrale d'énergie produite lors de la première étape est convergée dans les régimes de longueurs d'onde où l'énergie émise est importante. On pourrait donc se contenter de ne calculer dans la seconde étape que les longueurs d'onde où la convergence est insuffisante et de n'utiliser que le nombre de paquets nécessaires pour compléter ceux issus de la première étape. Nous avons cependant fait le choix de recalculer toutes les longueurs d'onde dans cette seconde étape et de perdre l'information des paquets de la première étape sur les quantités observables (l'information sur la température est bien entendu utilisée), cette information pouvant nous être utile pour vérifier a posteriori, par comparaison des résultats des deux étapes, que la résolution était bien

⁷ Une résolution insuffisante en température va aussi avoir pour conséquence une erreur sur la température finale (qui est elle aussi calculée par interpolation). Cette erreur n'est cependant pas directement détectable en comparant les SEDs des deux étapes car dans les deux étapes, l'énergie émise est censée se faire à cette température finale, qu'elle soit exacte ou non.

Résolution spatiale insuffisante



Résolution spatiale adaptée

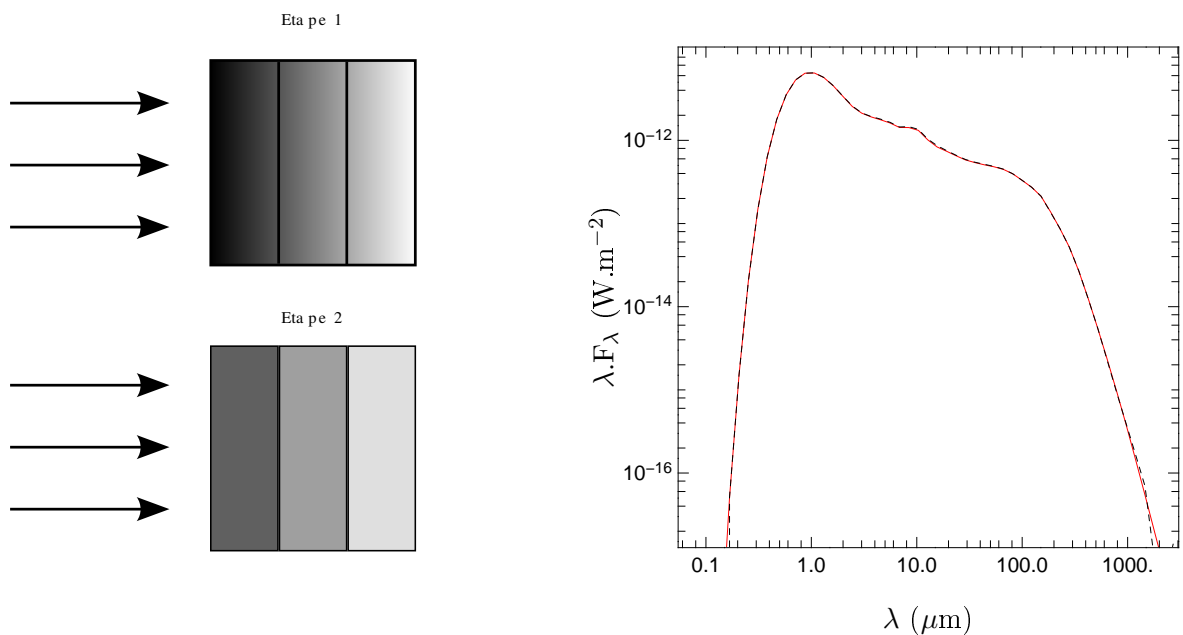


Figure 2.15 – Influence de la résolution de la grille spatiale au niveau du bord interne sur les distributions spectrales d'énergie simulées. Le panneau supérieur présente schématiquement le problème lié à une résolution insuffisante. Les carrés représentent une cellule au niveau du bord interne, la carte de couleur symbolisant la densité d'énergie thermique émise. Le rayonnement stellaire vient de la gauche et est représenté par les flèches. Lors de la première étape, la densité d'émission est par construction égale à la densité d'absorption et présente un fort gradient du bord interne vers le centre du disque. Dans la seconde étape, l'émission est supposée uniforme dans la cellule. Si la résolution est insuffisante, la différence entre les répartitions spatiales de l'émission thermique dans les deux étapes devient non négligeable et induit des erreurs au niveau de la distribution spectrale d'énergie. La courbe rouge représente le résultat produit par la seconde étape. Il est dans ce cas sensiblement différent de celui produit par la première étape (courbe noire en tirets). Le panneau inférieur présente le même calcul mais une augmentation de la résolution au bord interne. Les densités d'émission sont cette fois-ci beaucoup plus proches et les résultats des deux étapes sont en parfait accord.

suffisante. Nous disposons ainsi, en quelque sorte, d'un test d'auto-cohérence qu'il nous est apparu primordial de garder (au prix d'une légère perte en efficacité) pour pouvoir utiliser le code de façon relativement sûre, par exemple dans des régions de l'espace des paramètres que nous n'aurions jamais explorées jusqu'à présent (très grandes profondeurs optiques, variations brutales d'opacité, ...).

2.7.5 Zone sombre : cas très opaque

Lors de la seconde étape, un paquet qui diffuse un grand nombre de fois finit par avoir une énergie négligeable, celle-ci étant multipliée par l'albédo à chaque diffusion. Afin d'éviter de générer des paquets si profondément dans le disque qu'aucun d'entre eux ne pourrait s'échapper avec une énergie appréciable, une «zone sombre» est définie à chaque longueur d'onde. Elle inclut toutes les cellules pour lesquelles la distance optique jusqu'aux limites de la grille de calcul est, dans toutes les directions, au moins supérieure à $\tau_\lambda = 30$. Cette valeur $\tau_\lambda = 30$ correspond au meilleur compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. Aucun paquet n'est émis depuis cette zone et nous fixons à zéro la probabilité d'émission depuis les cellules à l'intérieur de la zone sombre. Les probabilités d'émission depuis l'étoile et le disque 2.7.24 et 2.7.25 sont ainsi réécrites :

$$p_* = \frac{L_*(\lambda)}{L_*(\lambda) + \sum_i w_i(\lambda) L_i(\lambda)}, \quad (2.7.28)$$

et

$$p_i = \frac{w_i(\lambda) L_i(\lambda)}{L_*(\lambda) + \sum_i w_i(\lambda) L_i(\lambda)}. \quad (2.7.29)$$

où $w_i(\lambda)$ prend la valeur 0 pour les cellules dans la zone sombre et 1 pour les cellules à l'extérieur de cette zone.

De la même manière, l'énergie des paquets est modifiée pour prendre en compte le déficit d'émission dans la zone sombre :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{L_*(\lambda) + \sum_i w_i(\lambda) L_i(\lambda)}{N_\gamma \text{ étape2}}. \quad (2.7.30)$$

En outre, tout paquet qui entrerait dans la zone sombre lors de sa marche aléatoire est «tué», car il n'a aucune chance de ressortir avec une quantité d'énergie signifiante.

2.7.6 Équilibre radiatif d'une distribution en taille des grains

Le bilan thermique de la poussière doit prendre en compte le couplage thermique entre le gaz et la poussière, via les collisions des molécules de gaz sur les grains de poussière. Dans les régions où la densité est élevée, près du plan médian par exemple, ce couplage est très fort et la température du gaz et de la poussière sont très proches. À la surface du disque, en revanche, la densité devient très faible et les échanges thermiques entre le gaz et la poussière sont considérablement réduits. Supposer l'équilibre thermodynamique dans ces régions peut conduire à des erreurs sur l'estimation de la température et des flux émergents. Ce problème est encore plus crucial pour les disques de débris où l'ensemble de l'émission est optiquement fine.

Les deux hypothèses extrêmes ont donc été implémentées dans le code : soit l'échange thermique entre le gaz et la poussière est parfaitement efficace, et gaz et température sont à l'équilibre thermodynamique local (ÉTL), soit il n'y a aucun couplage thermique entre gaz et poussière.

Si l'on suppose l'équilibre thermodynamique local, tous les grains sont à la même température, qui est aussi la température du gaz. On peut alors définir cette température comme la température de la cellule. Elle est donnée par l'équation de l'équilibre radiatif :

$$4\pi \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = \Gamma_i^{\text{abs}} \quad (2.7.31)$$

S'il n'y a pas de couplage thermique (autre que radiatif) entre la poussière et le gaz, et par voie de conséquence entre les grains de différentes tailles, chaque type de grains a sa propre température et l'équilibre radiatif doit, dans ce cas être écrit indépendamment pour chaque taille (et/ou espèce) de grains :

$$4\pi \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a) B_\lambda(T_i(a)) d\lambda = \Gamma_i^{\text{abs}}(a) \quad (2.7.32)$$

où $\kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a)$, $T_i(a)$ et $\Gamma_i^{\text{abs}}(a)$ sont respectivement l'opacité, la température des grains de poussière de taille a dans la cellule i ainsi que l'énergie qu'ils ont absorbée. Les grains, bien qu'en équilibre avec le même champ de rayonnement, ne sont pas à la même température à cause de leur opacité différente.

Dans l'idéal, il faudrait prendre en compte un couplage entre le gaz et la poussière non parfait. Cela implique de calculer la température du gaz afin de quantifier les échanges thermiques avec la poussière. Burke & Hollenbach (1983) ont étudié le taux de refroidissement (ou de chauffage) du gaz par les collisions avec la poussière, qui est proportionnel à la différence de température entre gaz et poussière⁸. Le calcul précis du couplage thermique entre gaz et poussière implique celui de la température du gaz et ainsi, la prise en compte des nombreux processus (autre que l'interaction avec la poussière) de refroidissement (émission dans les raies atomiques d'hydrogène, oxygène, carbone, dans les raies moléculaires de H₂, CO, CH, ...) et de chauffage (rayons cosmiques, désexcitation collisionnelle de H₂, dissociation de H₂, photoionisation de C, chauffage photoélectrique par les petits grains hors équilibre, réactions chimiques exothermiques, ...) du gaz qui sortent du cadre de la thèse.

Jonkheid et al. (2004) et Kamp & Dullemond (2004) prennent en compte ces différents effets, en analysant le problème du point de vue de la température du gaz et font l'hypothèse d'une température unique pour la poussière, calculée à l'avance sans prendre en compte le couplage thermique avec le gaz. Les deux groupes trouvent des résultats similaires avec une température du gaz proche de celle de la poussière dès que la profondeur optique en bande V est supérieure à 0.1. Au-dessus de cette surface, la température du gaz est plus élevée que celle de la poussière, pouvant atteindre des températures de l'ordre de 10⁴ K jusqu'à des distances de l'ordre de 50 unités astronomiques. L'étape suivante sera de joindre les deux approches et de modéliser simultanément la température du gaz et des différents grains de poussière, en prenant en compte leurs interactions respectives.

L'équation 2.7.32, si elle très similaire à l'équation 2.7.31, complexifie le traitement numérique du transfert radiatif. Ainsi, dans le cas de la méthode Monte Carlo classique, si on note n_g le nombre de tailles (ou plus généralement d'espèces) de grains considérées, le nombre de paquets de photons, et par voie de conséquence le temps de calcul, augmente en $\mathcal{O}(n_g^2)$ par rapport au calcul supposant une température identique pour tous les grains, les paquets devant modéliser le chauffage mutuel des n_g grains. Wolf (2003b) a réalisé ce genre de calcul pour des enveloppes sphériques et des disques axisymétriques. Dans le cas des disques, ils ne

⁸Plus précisément, la dépendance en température doit prendre en compte un facteur supplémentaire proportionnel à la racine de la température des grains de poussière, qui décrit le flux de particules de gaz à la surface des grains.

présentent que les profils de température et pas les distributions spectrales d'énergie, probablement à cause de limitation en temps de calcul. Nous reviendrons sur ces résultats par la suite.

La méthode de réémission immédiate de Bjorkman & Wood (2001) permet de ramener le temps de calcul en $\mathcal{O}(n_g)$, l'émission thermique des différents grains s'ajoutant dans le calcul du champ de rayonnement, le chauffage mutuel est implicitement pris en compte. On n'a alors besoin d'un nombre de paquets approximativement n_g fois plus important que dans le cas où tous les grains sont à l'équilibre entre eux, chaque grain devant absorber un nombre de paquets suffisant pour que le calcul de sa température soit convergé. Le facteur numérique caché dans le \mathcal{O} est donc supérieur à 1, de l'ordre de la section efficace d'absorption moyenne des grains sur la plus petite section efficace d'absorption des grains, afin que les grains qui absorbent le moins d'énergie interagissent avec le nombre de paquets nécessaires à la convergence de leur température.

Si la méthode de Bjorkman & Wood (2001) appliquée au chauffage différentiel des grains permet de faire quelques calculs ponctuels, le temps de calcul reste rédhibitoire pour espérer exploiter de manière intensive le code en prenant en compte le chauffage différentiel. L'unique solution pour réduire la complexité de l'algorithme est de chauffer chaque grain par tous les paquets propagés. Nous avons donc naturellement pensé à coupler la méthode d'ajustement en longueurs d'onde à celle d'intensité spécifique moyenne, où tous les paquets sont utilisés pour le calcul du terme de chauffage. Nous avons vu, cependant, dans la section précédente que les deux méthodes étaient incompatibles. Cette incompatibilité n'est cependant que théorique. Dans la pratique, l'approximation qu'elle implique est parfaitement justifiée au seuil de précision que nous recherchons et l'utilisation simultanée des deux méthodes permet au code d'être particulièrement efficace. Le paragraphe 2.8.6 présente les tests que nous avons réalisés pour valider cette utilisation conjointe des méthodes de Bjorkman & Wood (2001) et Lucy (1999).

La méthode que nous avons développée est donc la suivante :

- **Choix du grain qui absorbe le paquet** : lors d'une absorption dans une cellule, nous choisissons le grain sur lequel a lieu l'absorption, en fonction de sa section efficace d'absorption. La probabilité correspondante est donnée par :

$$P_{\text{abs}}(a)|_{\text{abs}} da = \frac{\pi a^2 Q_{\text{abs}}(a) f(a, \vec{r}) da}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{abs}}(a) f(a, \vec{r}) da} \quad (2.7.33)$$

La méthode est similaire à la méthode 1 définie en section 2.6.5 pour le choix du grain diffuseur.

- **Calcul de la température du grain** : le champ de rayonnement vu par le grain est calculé par

$$\Gamma_i^{\text{abs}}(a) = 4\pi M_i \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a) J_\lambda d\lambda \quad (2.7.34)$$

La méthode de calcul présente une légère différence par rapport au cas ÉTL. Dans ce cas, à chaque traversée d'une cellule par un paquet nous mettons à jour la variable $(\kappa J)_i$, approximation numérique de l'intégrale $\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) J_\lambda d\lambda$:

$$(\kappa J)_i \leftarrow (\kappa J)_i + \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) \Delta l_\lambda \varepsilon_\lambda \quad (2.7.35)$$

Dans le cas du chauffage différentiel, il nous faudrait écrire cette équation pour chacun des n_g grains, rendant la méthode peu efficace. Nous préférons donc mettre à jour la variable $J_i(\lambda)$ pour chaque longueur d'onde :

$$J_i(\lambda) \leftarrow J_i(\lambda) + \Delta l_\lambda \varepsilon_\lambda \quad (2.7.36)$$

Quand une absorption a lieu dans une cellule sur un grain de taille a , nous calculons alors uniquement la variable $(\kappa J)_i(a)$ correspondant au grain absorbeur :

$$(\kappa J)_i(a) = \sum_{\lambda} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a) J_i(\lambda) \quad (2.7.37)$$

La température du grain est alors obtenue en écrivant :

$$\int_0^{\infty} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_{\lambda}(T(a)) d\lambda = (\kappa J)_i(a) \quad (2.7.38)$$

- **Réémission thermique du paquet** : la longueur d'onde du paquet réémis est calculée en prenant en compte la correction en température du grain de taille a , suivant la loi de probabilité :

$$q(\lambda), d\lambda = \frac{\kappa^{\text{abs}}(a) \left(\frac{dB_{\lambda}}{dT} \right)_{T(a)} d\lambda}{\int_0^{\infty} \kappa^{\text{abs}}(a) \left(\frac{dB_{\lambda}}{dT} \right)_{T(a)} d\lambda} \quad (2.7.39)$$

C'est à ce niveau, que l'approximation liée à l'utilisation combinée des méthodes de Bjorkman & Wood (2001) et Lucy (1999) est introduite, du fait du calcul de $T(a)$ à l'aide de la méthode de l'intensité spécifique moyenne, lors des réémissions immédiates.

Cette méthode permet ainsi, parce tous les paquets sont utilisées pour chauffer tous les grains, de calculer le chauffage différentiel des grains avec un temps de calcul en $\mathcal{O}(1)$ par rapport au cas où tous les grains sont en équilibre entre eux. Seuls deux calculs supplémentaires sont nécessaires, à chaque absorption-réémission :

- le choix de la taille du grain (équation 2.7.33),
- le calcul de (κJ) à partir de J (équation 2.7.37).

Avec les paramètres généralement utilisés dans le code (en particulier, $n_g = 1000$), cela se traduit par une augmentation du temps de calcul d'un facteur légèrement inférieur à 2.

L'occupation mémoire est en revanche beaucoup plus importante pour atteindre jusqu'à 2.8 Go (pour 1000 tailles de grains, 1000 points de température et 1000 cellules). Cette valeur reste cependant très en-deçà des capacités mémoire des machines de calcul récentes et ne limite donc pas l'utilisation du code. En outre, certains paramètres de résolution ont volontairement été surestimés (notamment la résolution de la grille en température et de la distribution en taille de grain, que l'on peut réduire d'un facteur 10 sans noter de différences dans les résultats) et le code a été testé avec succès sur une machine n'offrant que 256 Mo.

2.7.7 Autres processus de chauffage

Les équations écrites jusqu'ici se basent sur l'hypothèse d'un chauffage passif, la seule source d'énergie étant le rayonnement émis par l'étoile. Si d'autres processus de chauffage non radiatifs interviennent (chauffage par friction visqueuse dans les disques actifs, collision avec les rayons cosmiques, équilibre avec un réservoir de température, le nuage moléculaire par exemple, ...), des taux de chauffage respectifs par unité de volume doivent être ajoutés au membre de droite de l'équation 2.1.5 qui devient :

$$4\pi \int_0^{\infty} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_{\lambda}(T_i) d\lambda = 4\pi \int_0^{\infty} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) J_{\lambda} d\lambda + \sum_{k=1}^n \mathcal{E}_k \quad (2.7.40)$$

où n est le nombre de sources locales d'énergie, de densités volumiques d'énergie par unité de temps \mathcal{E}_k .

Si nous supposons que ces termes dépendent en général de la position, de la taille, ... des cellules mais pas de leur température, ils restent constants lors de la simulation Monte Carlo et l'utilisation de l'algorithme de redistribution en longueurs d'onde reste parfaitement valide. La prise en compte de ces sources d'énergie supplémentaires implique de légèrement modifier la première étape du calcul :

- les paquets ne sont plus émis uniquement depuis la surface stellaire mais aussi depuis le disque,
- les longueurs d'onde des paquets ne sont plus choisies suivant le spectre stellaire mais suivant le spectre d'émission global du système étoile plus disque,
- la luminosité des paquets s'écrit maintenant

$$\varepsilon = L_{\text{tot}}/N_{\gamma \text{ étape1}} \quad (2.7.41)$$

où L_{tot} désigne la luminosité totale du système.

En pratique, nous calculons les températures initiales des cellules du disque résultant de ces sources de chauffage internes lors de l'initialisation du code :

$$4\pi \int_0^{\infty} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_{\lambda}(T_i^{\circ}) d\lambda = \sum_{k=1}^n \mathcal{E}_k \quad (2.7.42)$$

desquelles nous déduisons les probabilités d'émission et énergies des paquets.

Aucune modification n'est nécessaire lors de la seconde étape, la structure en température obtenue à l'issue de la première étape prenant en compte les sources de chauffages internes.

Les disques autour des étoiles T Tauri sont principalement passifs. Ils se peut en revanche que le terme de chauffage soit dominant dans les parties les plus centrales du disque, et ce d'autant plus que la luminosité de l'étoile est faible. Il s'écrit :

$$\mathcal{E}_{\text{visc}}(r, z) \approx \frac{9}{4} \nu \frac{GM}{r^3} \left(\frac{r^2}{r^2 + z^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{19}{6} \left(\frac{z}{r} \right)^2 \right) \quad (2.7.43)$$

où ν est la viscosité cinématique, qui peut être paramétrée comme $\nu = \alpha c_s h$ avec c_s la vitesse du son, h l'échelle de hauteur du disque (Shakura & Sunyaev 1973). La valeur de α est très incertaine, les valeurs utilisées varient entre 10^{-3} et 1. Elle est le plus souvent supposée uniforme dans le disque, ce qui est sans doute loin d'être vrai.

Dans toute la suite, nous n'avons considéré que des disques passifs et n'avons pas pris ce terme en compte.

2.8 Validation du code

Avant d'utiliser notre modèle et de le confronter aux observations, il faut nous assurer que les calculs sont réalisés de manière exacte. Nous avons ainsi fait subir au code toute une série de tests, aussi bien au niveau de l'exactitude des résultats, par comparaison avec les résultats d'autres codes, qu'au niveau de sa stabilité vis-à-vis des paramètres "numériques" que nous utilisons – taille de la grille, résolution en longueur d'onde, ... Les tests présentés ici sont centrés sur les nouvelles capacités du code. Tout au long du développement, nous avons cependant veillé à ce que l'introduction de nouvelles caractéristiques ne viennent pas introduire d'erreurs dans les précédentes et chaque étape a été validée point par point, par la comparaison répétée à des cas de référence.

2.8.1 Modèle de référence à deux dimensions

Définition du modèle

Afin de tester le code, nous avons réalisé une comparaison avec cinq autres codes de transfert radiatif pour des cas tests précisément définis par Pascucci et al. (2004). Trois de ces codes sont basés sur la méthode Monte-Carlo :

- RADMC de C.P. Dullemond (www.mpia-hd.mpg.de/homes/dullemond/radtrans/radmc/),
- MC3D de S. Wolf (Wolf 2003b)
- MCTTRANSF de G. Niccolini (Niccolini et al. 2003),

et les deux autres utilisent des méthodes à grilles

- STEINRAY de J. Steinacker (Steinacker et al. 2003),
- RADICAL de C.P. Dullemond, (Dullemond et al. 2002).

Pour comparer la précision et l'efficacité des différents codes, Pascucci et al. (2004) définissent une configuration de disque à deux dimensions avec des propriétés de poussière simples. Chacun des codes a calculé la structure en température dans le disque, et la SED émergente. Nous avons reproduit ces calculs et les résultats ont été comparés quantitativement en fonction de la profondeur optique et de l'inclinaison.

Le géométrie testée comprend une source centrale ponctuelle émettant comme un corps noir à 5800 K avec une luminosité solaire. Cette source est entourée d'un disque axisymétrique qui s'étend de 1 à 1000 unités astronomiques. Les grains sont sphériques et homogènes, composés de silicates astronomiques, de rayon unique $0.12 \mu\text{m}$ et de densité 3.6 g.cm^{-3} . Les constantes optiques sont extraites de Draine & Lee (1984). Le disque est évasé avec un profil vertical gaussien $\rho(r, z) = \rho_0(r) \exp(-z^2/2h(r)^2)$. Des lois de puissance sont utilisées pour la densité de surface $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^\alpha$ et pour l'échelle de hauteur $h(r) = h_0 (r/r_0)^\beta$ où r est la coordonnée radiale dans le plan équatorial (rayon cylindrique), h_0 l'échelle de hauteur au rayon r_0 .

Dans ce test, $\beta = 1.125$, $\alpha - \beta = -1.0$ sont utilisés. Le rayon de référence est $r_0 = 500$ AU, l'échelle de hauteur du disque est $h_0 = 99.74$ AU. Elle est identique à celle définie par Pascucci et al. (2004). Un facteur $\sqrt{2/\pi}$ apparaît à cause de la différence dans la définition du profil gaussien⁹.

La diffusion est considérée comme isotrope et la polarisation n'est pas calculée, c'est-à-dire que toute l'information sur la diffusion est contenue dans la section de diffusion, Q_{diff} , qui agit sur le paramètre de Stokes I uniquement. Cela est équivalent à réduire la matrice de Mueller à :

$$(\mathbf{I})_{i+1} = (\mathbf{S}_{11}) (\mathbf{I})_i \quad (2.8.1)$$

et à fixer \mathbf{S}_{11} constant, i.e., indépendant de l'angle de diffusion.

Les résultats sont présentés dans les paragraphes suivants pour quatre profondeurs optiques dans le plan équatorial différentes, τ_V : 0.1, 1, 10, et 100. Pour chacune de ces profondeurs, les résultats sont calculés pour trois inclinaisons différentes, 12.5° , 42.5° et 77.5°

Considérations numériques

Pour tous les cas présentés ici, le nombre de cellules de la grille est fixé à $N_r = 50$ et $N_z = 20$ dans les directions radiale et verticale. 10^7 paquets de photons sont utilisés pour calculer la distribution de température (première étape) et 10 000 paquets reçus par longueur d'onde sont utilisés pour la génération de la SED (seconde étape). Le temps total de calcul est de 13 minutes pour le cas le plus optiquement mince et de 20 minutes pour le cas le plus optiquement épais sur une machine bi-processeur (Intel Xeon) à une fréquence de 2.4 GHz.

⁹Voir la définition de $f_2(r)$ dans l'équation 4 de Pascucci et al. (2004)

L'utilisation mémoire est de 10 Mo. Les temps de calculs décrits dans Pascucci et al. (2004), pour le même cas, varient entre une journée et deux semaines, avec des occupations mémoire comprises et 1 et 4 Go. Les différents codes ont probablement évolué depuis cette publication, mais notre code apparaît significativement plus rapide et économe en mémoire.

Pour les modèles à haute résolution (voir partie 2.8.2 ci-dessous), avec $N_r = 500$ et $N_z = 200$, le temps de calcul pour le cas le plus optiquement épais est de ≈ 7 heures et l'occupation mémoire de 450 Mo.

Profils de température

Les profils radial et vertical de température pour le cas le plus optiquement épais sont présentés sur les panneaux supérieurs de la figure 2.16. Pour améliorer la lisibilité, les résultats de notre code ont été décalés de 200 K dans la figure de gauche et de 40 K dans la figure de droite. Les panneaux inférieurs des deux figures montrent les différences, données en pourcentages, entre les différents codes, en prenant RADICAL comme référence. La ligne continue épaisse présente la différence entre notre code et RADICAL. La température radiale du code diffère de moins de 5% de tous les autres codes, à l'exception de MC3D et RADICAL près du rayon interne du disque, et de STEINRAY à grands rayons, mais le maximum de différence reste inférieur à 15%. Dans la direction verticale, le code est toujours en accord à mieux que 2.5% avec RADICAL, MCTRANSF et RADMC. L'accord avec MC3D et STEINRAY est toujours meilleur que 2.5% à hautes altitudes ($\theta > 20^\circ$). Près du plan médian, les déviations sont plus importantes mais n'excèdent jamais 4%.

Distributions spectrales d'énergie

La figure 2.17 présente les SEDs calculées pour deux inclinaisons et quatre profondeurs optiques, τ_V . Elle se compare directement avec la figure 7 de Pascucci et al. (2004). Nous avons tracé λF_λ en (W.m^{-2}) où F_λ est la densité de flux à une distance égale au rayon stellaire. Pour une étoile nue (sans disque) $F_\lambda = \pi B_\lambda$ (triangles dans la figure 2.17). Le code reproduit la pente correcte à grandes longueurs d'onde, i.e., $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-5}$, attendu pour un milieu optiquement mince contenant des petites particules (avec $\kappa \propto \lambda^{-2}$), et émettant à grande longueur d'onde, dans le régime de Rayleigh-Jeans ($B_\lambda \propto \lambda^{-4}$).

La figure 2.18 présente les différences entre les SEDs calculées par les différents codes de transfert radiatif. L'accord global est meilleur aux plus faibles inclinaisons, en raison de la plus faible profondeur optique le long de la ligne de visée de l'observateur. En effet, pour les modèles avec $\tau_V = 0.1$ et $\tau_V = 1$ à toutes les inclinaisons et pour les modèles avec $\tau_V = 10$ et $\tau_V = 100$ aux inclinaisons de 12.5° et 42.5° , les déviations entre notre code et tous les autres n'excède pas 10%. Pour les cas les plus optiquement épais, i.e., aux inclinaisons importantes et/ou aux épaisseurs optiques élevées, les différences les plus grandes, jusqu'à 15%, sont observées aux longueurs d'onde inférieures à $1\mu\text{m}$, où la diffusion domine, et autour de $10\mu\text{m}$, dans la bande des silicates. Les résultats du code sont cependant presque toujours dans l'enveloppe des résultats des autres codes (Fig. 2.18). La solution exacte du problème n'étant pas connue, un meilleur accord entre notre code et les cinq autres ne peut être espéré et ces résultats valident la fiabilité du code, à une précision de 10% et pour les profondeurs optiques étudiées ici.

2.8.2 Tests numériques supplémentaires, stabilité du code

Dans la partie précédente, nous avons étudié la validité des calculs réalisés par le code. Les résultats présentés ne dépendent pas de la résolution choisie et de la position de la coupure

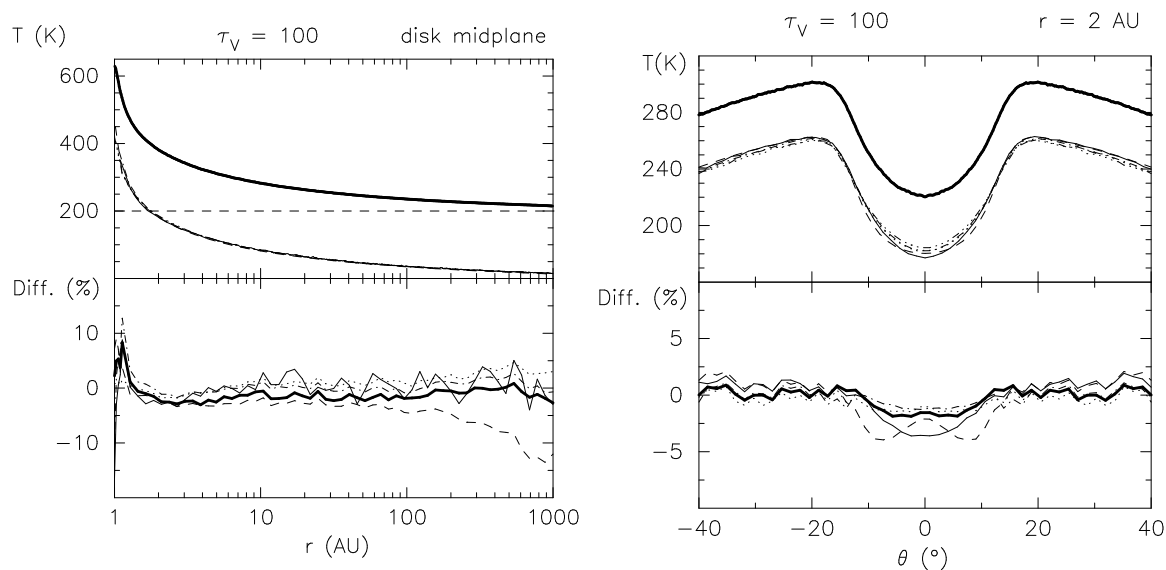


Figure 2.16 – Figure de gauche : Température radiale dans le plan médian (panneau supérieur) et différences (panneau inférieur) pour le cas le plus optiquement épais, $\tau_V = 100$ en utilisant RADICAL comme référence. Dans les deux panneaux, les résultats du code sont représentés par la ligne continue épaisse. Les lignes continues minces représentent les résultats de MC3D, les lignes en tirets-points ceux de MCTRANSF, les lignes en tirets-points-points-points ceux de RADICAL, les lignes en pointillés ceux de RADMC et les lignes en tirets ceux de STEIN-RAY. Dans le panneau supérieur, parce que toutes les courbes sont très proches, les résultats du code ont été décalés de 200K dans un souci de clarté.

Figure de droite : Courbes de température radiale (panneau supérieur) et différences (panneau inférieur) entre les codes en utilisant RADICAL comme référence, pour le cas le plus optiquement épais, $\tau_V = 100$ et pour une distance r dans le plan équatorial égale à 2 unités astronomiques de l'étoile centrale. Dans le panneau supérieur, les résultats du code sont décalés de 40 K. Les types de lignes utilisés sont les mêmes que dans la figure de gauche.

verticale de la table de densité. Les tests qui suivent montrent que les résultats ne sont que très peu affectés et que la grille généralement utilisée est suffisamment précise.

Impact de la résolution en inclinaison

Afin d'accélérer la convergence du code, les paquets de photons sont enregistrés dans des intervalles d'angles d'inclinaison. L'angle d'incidence des photons arrivant à l'observateur n'est pas unique comme c'est souvent le cas ailleurs, notamment dans les codes basés sur des grilles ou des codes utilisant des algorithmes de suivi de rayons ("ray-tracing" en anglais) pour produire les quantités observables finales (en particulier les codes MC3D et RADMC). Il est important de noter qu'en procédant de la sorte, les incertitudes associées aux modèles se comparent favorablement aux erreurs observationnelles. En effet, les angles d'inclinaison des disques observés sont rarement mieux connus que $5-10^\circ$ ($1-2^\circ$) pour un disque observé par le pôle (par la tranche). Dans le code, les intervalles d'inclinaison interceptent des angles solides égaux du cas vu par le pôle au cas vu par la tranche, i.e., ils couvrent des intervalles égaux en $\cos i$. Cet intervalle peut être fixé de manière à correspondre à la qualité des données. Dans les calculs présentés précédemment, 21 intervalles sont utilisés. Dans toutes les figures, les inclinaisons listées, i.e., 12.5° , 42.5° , 77.5° , sont les inclinaisons médianes des intervalles (qui correspondent chacun à un intervalle de 0.05 en $\cos i$). Ces intervalles englobent les inclinaisons

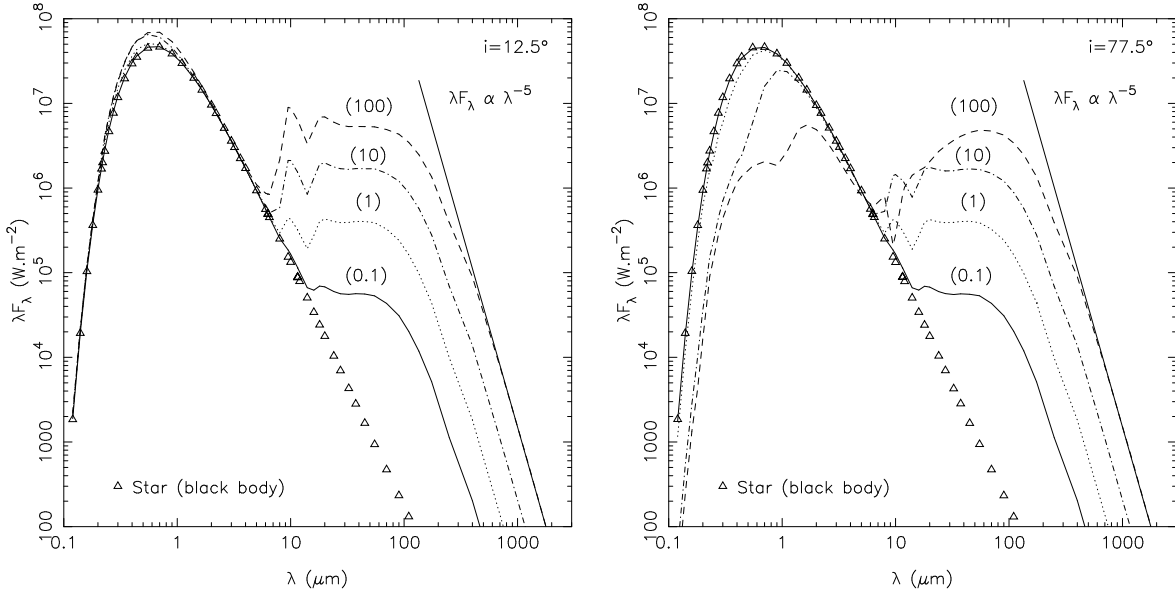


Figure 2.17 – SED du modèle de référence à deux dimensions pour deux inclinaisons $i = 12.5^\circ$ (panneau de gauche) et $i = 77.5^\circ$ (panneau de droite). La profondeur optique dans le plan équatorial est donnée entre parenthèses au-dessus de chaque courbe. La courbe en trait plein montre les résultats pour le cas le plus optiquement mince, $\tau_\nu = 0.1$, la ligne en pointillés pour un disque avec $\tau_\nu = 1$, la ligne en traits-points pour un disque avec $\tau_\nu = 10$, et la ligne en tirets pour le modèle le plus optiquement épais, $\tau_\nu = 100$. Les triangles représentent l'émission du corps noir de l'étoile nue. La pente de la SED à grandes longueurs d'onde ne dépend que des propriétés optiques de la poussière et est tracée dans chaque panneau à l'aide d'un trait plein, $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-5}$.

de 0° à 17.75° , de 40.37° à 44.42° , et de 76.22° à 79.02° , respectivement.

Par comparaison, le rapport d'axes d'un disque circulaire estimé avec une erreur de mesure égale à la moitié de la taille de l'intervalle utilisé, i.e., 0.025, entraînerait une erreur sur i de $\sim 10^\circ$ pour un disque vu par le pôle, et $\sim 1.5^\circ$ pour un disque vu par la tranche. En effet, pour un disque parfaitement circulaire vu par le pôle, mesurer un rapport d'axes de 0.975 au lieu de 1 reproduirait une inclinaison de $i = 12^\circ$ au lieu de $i = 0^\circ$. Dans le cas vu par la tranche, mesurer un rapport d'axes de 0.1 au lieu de 0.125 induirait une différence de 1.4° dans la détermination de l'inclinaison.

Pour vérifier plus quantitativement que la taille des intervalles d'angles d'inclinaison n'introduit pas de biais notable dans nos comparaisons, nous présentons dans la figure 2.19, les mêmes calculs pour des intervalles d'inclinaison 20 fois plus étroits. Dans la figure 2.19, les intervalles vont de 11.76° à 12.89° , de 42.31° à 42.67° et de 77.38° à 77.63° . Les résultats sont très similaires à ceux de la figure 2.18, panneau inférieur droit.

Impact de l'échantillonnage de la grille

Dans ce paragraphe, nous testons l'influence de l'échantillonnage de la grille sur les SEDs produites. Dans la figure 2.20, les différences entre les précédents calculs avec $\tau_V = 100$ et ces mêmes calculs réalisés avec un échantillonnage de la grille 10 fois plus fin, dans les directions radiales et verticales, sont présentées. Le nombre de paquets de photons est le même pour les deux simulations, le temps de calcul correspondant est d'environ 7 heures. Ce temps de calcul est plus long que dans le cas à basse résolution car la taille des cellules est réduite et

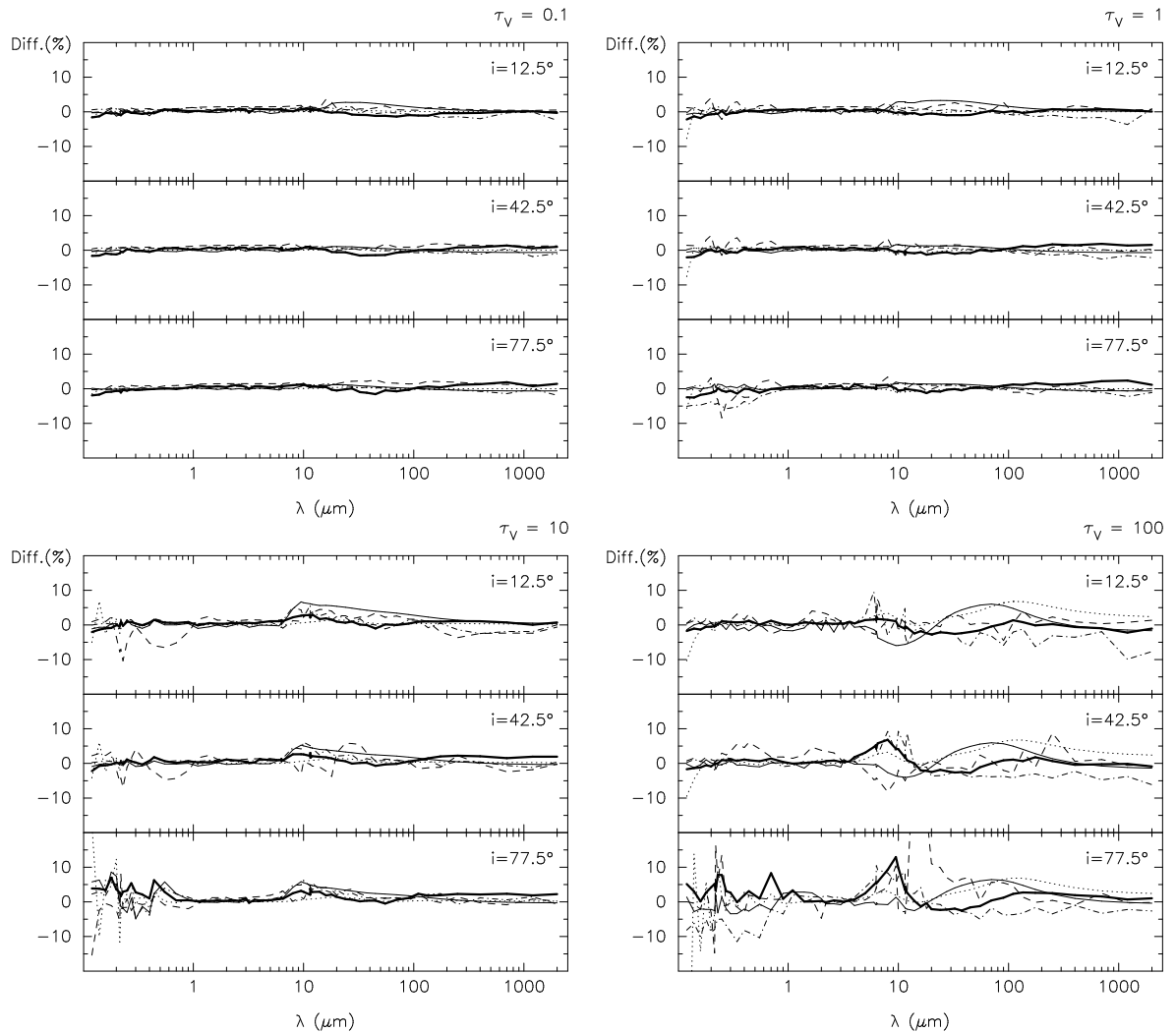


Figure 2.18 – Différences entre les SEDs modélisées, données en pourcentages, en prenant le code RADICAL comme référence. Les résultats de tous les codes sont présentés : les cinq codes inclus dans l'étude de Pascucci et al., 2004 ainsi que notre code. Les résultats sont présentés en fonction de la profondeur optique dans le plan médian et de l'angle d'inclinaison. Le panneau gauche supérieur montre les résultats pour le cas le plus optiquement mince $\tau_\nu = 0.1$. Le panneau droit supérieur pour le cas $\tau_\nu = 1.0$, le panneau gauche inférieur pour $\tau_\nu = 10.0$, et le panneau droit inférieur pour le cas le plus optiquement épais $\tau_\nu = 100.0$. Dans chaque panneau, trois inclinaisons différentes sont considérées : $i = 12.5^\circ$ (haut), $i = 42.5^\circ$ (centre), and $i = 77.5^\circ$ (bas). Tous les codes sont comparés à RADICAL. La trait plein épais donne les résultats de notre code, le trait plein fin, ceux de MC3D, la ligne en tirets-points ceux de MCTransf, la ligne en pointillés ceux de RADMC, et la ligne en tirets ceux de STEINRAY.

les pas d'intégration sont ajustés aux cellules. Le nombre de pas nécessaires pour inverser le longeur de vol optique en longeur de vol physique, directement proportionnel au temps de calcul est donc fortement augmenté. La comparaison montre que la résolution spatiale a très peu d'influence sur les SEDs, avec des différences qui n'excèdent pas 2.5% même dans le cas le plus défavorable.

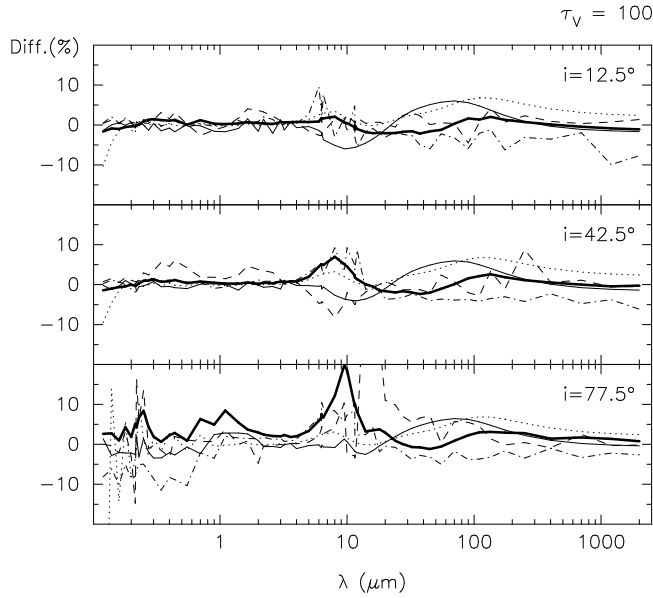


Figure 2.19 – Différence entre les différents codes pour le cas la plus optiquement épais avec une haute résolution en inclinaison. La figure présente les mêmes calculs que ceux du panneau inférieur droit de la figure 2.18 mais des intervalles d'inclinaisons 20 fois plus étroits. Les types de lignes sont les mêmes que dans la figure 2.18.

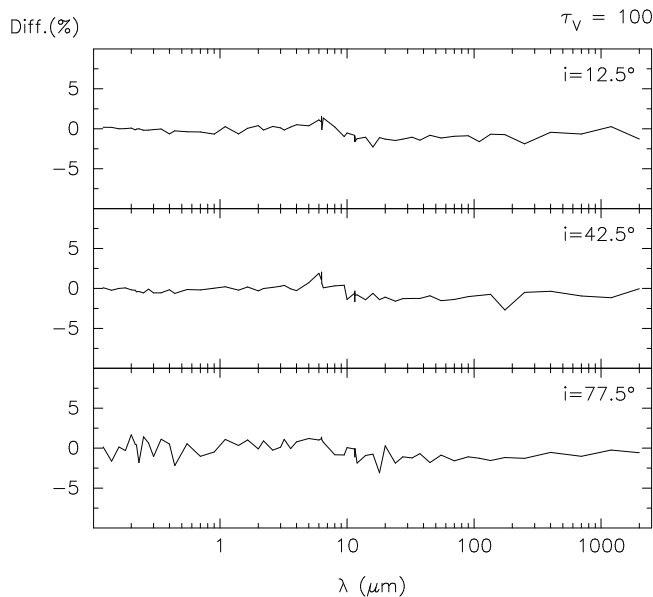


Figure 2.20 – Stabilité vis-à-vis de la résolution spatiale. Différences (en pourcentages) entre les SEDs émergents du modèle avec une grille de (500×200) points (radial \times vertical) et le modèle avec une grille de (50×20) points. Le nombre de paquets de photons est le même pour les deux modèles.

Impact de la coupure verticale

À la différence des autres codes (qui utilisent une grille sphérique), notre code s'appuie sur une grille cylindrique. Il est donc aussi le seul code à introduire une coupure verticale de la table de densité (qui n'a pas lieu d'être avec une grille sphérique). Cette coupure est généralement choisie à 10 fois l'échelle de hauteur locale du disque. Pour vérifier l'influence de cette coupure sur les spectres émergents, nous avons fait tourner les modèles précédents avec une coupure à 20 fois l'échelle de hauteur au lieu de 10, en maintenant la même résolution verticale et donc en utilisant deux fois plus de cellules. Les différences entre les modèles avec une échelle de hauteur à 10 et 20 fois l'échelle de hauteur sont présentées sur la figure 2.21. Elles sont toujours inférieures à 3%, justifiant ainsi l'adoption de la coupure à 10 échelles de hauteur.

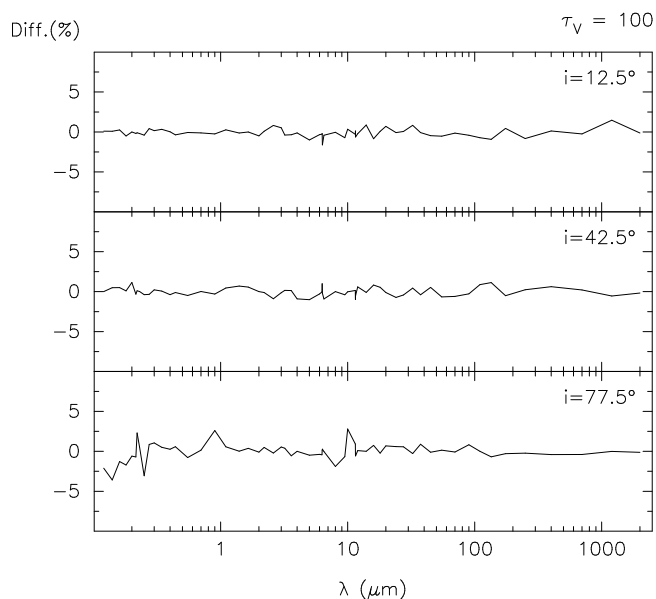


Figure 2.21 – Stabilité vis-à-vis de la coupure verticale de la table de densité. Nous traçons les différences, données en pourcentages, du modèle avec une coupure verticale à 20 fois l'échelle de hauteur par rapport au modèle de référence tracé sur la figure 2.17 (coupure à 10 fois l'échelle de hauteur) pour le cas le plus optiquement épais. La résolution de la grille est identique pour les deux modèles.

2.8.3 Polarisation linéaire

La partie lumière diffusée et polarisation du code a été développée et testée par François Ménard (Ménard 1989). Elle a été conservée en grande partie dans la version actuelle du code. Quelques changements ont cependant été apportés (changement de la routine qui calcule la théorie de Mie, utilisation de la fonction de phase de Mie et non plus la fonction de Henyey-Greenstein, deux types de traitement de la diffusion, par grain ou par cellule) et il ne nous est pas apparu inutile de refaire quelques tests.

Nous utilisons ici une taille de grains unique $a=0.12\mu\text{m}$, ainsi que les constantes optiques tabulées par Draine (1985)¹⁰.

Nous nous concentrons sur la polarisation non résolue, c'est-à-dire la polarisation nette produite par l'étoile et son environnement circumstellaire., comme elle serait mesurée par un photo-polarimètre. Seule la polarisation linéaire est considérée.

Dans la figure 2.22, les résultats sont présentés pour des calculs réalisés avec la même géométrie que celle décrite dans le paragraphe § 2.8.1. Les quatre mêmes profondeurs optiques sont considérées. Dans chaque panneau, cinq longueurs d'onde sont représentées de 550 nm à 2200 nm.

Toutes les courbes peuvent être décrites qualitativement par deux régimes. Pour les angles d'inclinaison $i \leq 60^\circ$ degrés, l'étoile centrale reste directement visible parce que le disque est géométriquement mince. Sa contribution au flux total domine et la polarisation nette reste faible car la fraction de lumière diffusée, et donc polarisée, est très petite comparée à l'intensité totale. Pour les configurations plus inclinées, $i \geq 60^\circ$, la polarisation augmente car l'étoile est progressivement masquée par le disque. Dans la configuration utilisée, parce que le disque a des bords francs, une cassure est observée dans les courbes quand le disque occulte soudainement la source centrale. Des calculs similaires ont été présentés par Monin et al. (1998) dans une configuration de disque différente.

Le panneau gauche supérieur de la figure 2.22 montre les calculs dans le cas le plus optiquement mince. Dans ce cas, même aux longueurs d'onde les plus courtes, le disque est si optiquement mince que peu de diffusions ont lieu et l'étoile centrale reste toujours visible, avec seulement une réduction d'intensité d'environ 10% (i.e, $\exp(-0.1)$) au maximum. La po-

¹⁰ces constantes sont disponibles sur ftp://ftp.astro.princeton.edu/draine/dust/diel/eps_Sil

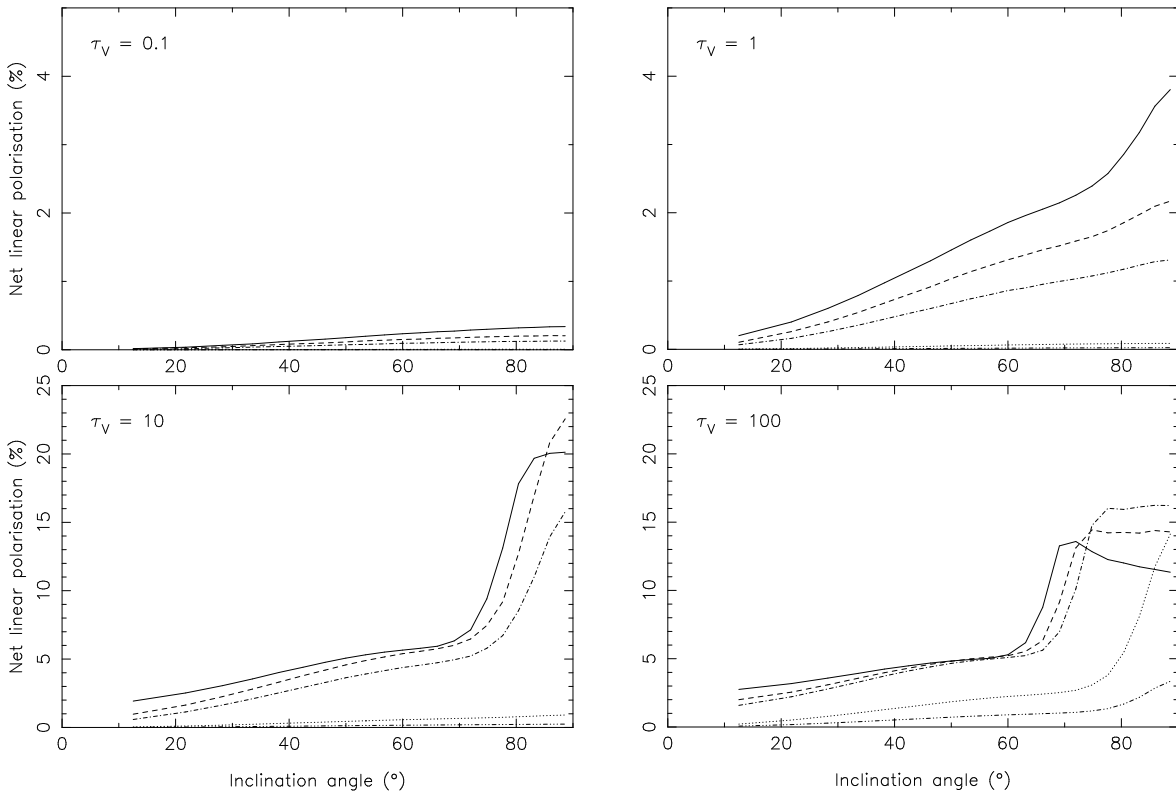


Figure 2.22 – Polarisation en fonction de l’inclinaison pour différentes profondeurs optiques du disque, dans le sens des aiguilles d’une montre depuis le panneau supérieur gauche : $\tau_V = 0.1$, $\tau_V = 1.0$, $\tau_V = 10.0$, $\tau_V = 100.0$. Dans chaque panneau, les calculs sont présentés pour 5 longueurs d’onde : ligne pleine = bande V (550 nm), ligne en tirets = bande R (650 nm), ligne en points-tirets = bande I (810 nm), ligne en points = bande H (1650 nm), ligne en points-points-tirets = bande K (2200 nm).

larisation est faible pour tous les angles d’inclinaison. La polarisation est de 0.34% en bande V dans le cas par la tranche. Pour les longueurs d’ondes plus grandes, les sections efficaces de la poussière décroissent rapidement et la fraction de lumière diffusée est plus faible, l’étoile moins éteinte, entraînant une polarisation plus faible, proche de zéro en bande K, même pour le cas par la tranche ($P = 0.0022\%$). Dans le panneau supérieur droit, (pour $\tau = 1.0$), le comportement général est le même. Cependant, la fraction de lumière diffusée est plus grande, et la polarisation nette aussi en conséquence. L’étoile reste toujours visible, bien que plus atténuée, et le maximum de polarisation reste faible, 3.80% dans le cas par la tranche en bande V et 0.024% en bande K.

Dans le panneau inférieur gauche de la figure 2.22, où $\tau = 10.0$, l’étoile devient complètement éteinte quand elle est vue entièrement par la tranche dans le visible (bande V, R, et I). Dans ces trois cas, le disque est capable de masquer efficacement l’étoile et diffuse une quantité importante de lumière. Une augmentation brutale de polarisation est ainsi observée quand l’étoile est progressivement occultée. Aux plus grandes longueurs d’onde, la section efficace d’extinction des grains décroît et l’opacité effective du plan équatorial est suffisamment faible pour que la source centrale reste visible directement, ce qui résulte en une faible polarisation. On peut noter que la polarisation sature en bande V (la courbe de polarisation est plate pour $i > 80^\circ$) parce que l’étoile est totalement éteinte avant $i = 90^\circ$. La polarisation dans le cas

par la tranche est 20.1% en bande V, 22.6% en bande R, 15.8% en bande I, 0.91% en bande H et 0.25% en bande K.

L'effet est plus prononcé dans le dernier cas considéré, $\tau = 100.0$ (panneau inférieur droit). Les trois courbes de polarisation dans l'optique saturent aux grandes inclinaisons, avec la polarisation plus saturée en bande V qu'en bande R, cette dernière plus saturée qu'en bande I. Les courbes dans le proche infrarouge ne sont pas encore saturées. En effet, la population de poussière composée de grains de silicates d'un seul rayon $a = 0.12\mu\text{m}$ ne suit pas la même loi d'extinction que celle de la poussière interstellaire. Une opacité $\tau_V = 100$ en bande V correspond à $\tau_R = 48$, $\tau_I = 30$, $\tau_H = 4.1$ and $\tau_K = 2.3$. Sur le panneau inférieur gauche, nous avons observé que la polarisation commençait à saturer en bande V pour $\tau_V = 10$. Ici, l'opacité en bandes H et K est inférieure à 5 et nous n'observons donc pas de phénomène de saturation. En revanche, l'opacité en bande V, R et I est supérieure à 30 et on observe bien une saturation de la polarisation. Une polarisation maximale de 13.6% est observée à 72 degrés en bande V et la polarisation atteint 3.35% à $i = 90^\circ$ en bande K. En bande V, la polarisation décroît pour $i > 72^\circ$. Ce comportement est dû à l'augmentation de la fraction de lumière diffusée plusieurs fois, qui a tendance à être moins polarisée que la lumière diffusée une unique fois.

2.8.4 Cas optiquement mince

Afin de tester la validité de notre implémentation de la méthode de la diffusion forcée de Cashwell & Everett (1959), nous avons choisi de comparer les profils de brillance produits par le code de Jean-Charles Augereau (code de diffusion simple basée sur la méthode du "ray-tracing", Augereau et al. 1999) et le nôtre, pour une même carte de densité. Les résultats sont présentés sur la figure 2.23. L'accord entre les deux est excellent (les différences à des distances inférieures à $0.5''$ sont dues à une utilisation différente de la table de densité et ne sont pas à prendre en compte), validant ainsi notre méthode de calcul. On notera en particulier l'augmentation du bruit avec la distance dans le cas de la méthode Monte Carlo, la probabilité de diffusion diminuant avec la distance.

2.8.5 Échantillonnage spatial du champ de rayonnement

Dans cette partie, nous comparons les profils de brillance obtenus en utilisant la méthode classique de calcul de la longueur de vol avec ceux obtenus à l'aide de notre méthode de répartition uniforme du bruit dans les images (section 2.6.8). La figure 2.24 présente les profils obtenus pour un disque vu par le pôle (panneau de gauche) et par la tranche (panneau de droite). Les profils se superposent très bien, validant ainsi notre méthode. On remarque l'efficacité de la méthode d'uniformisation du bruit pour échantillonner les régions de faible flux, en particulier la surface du disque dans le cas où le disque est vu par la tranche.

2.8.6 Chauffage différentiel des grains

Pour prendre en compte le chauffage différentiel des grains, plusieurs modifications, ont été apportées au code :

- l'équilibre radiatif est écrit individuellement pour chaque taille de grain,
- l'algorithme de réémission immédiate et de correction en température a été modifié : il est utilisé en combinaison avec la méthode de l'intensité spécifique moyenne.

Les paragraphes suivants présentent les tests de ces modifications. Comme il n'existe pas de solution analytique au problème et que nous ne pouvons comparer nos résultats avec ceux d'autres codes, nous avons choisi de valider nos calculs étape par étape, chaque étape nous

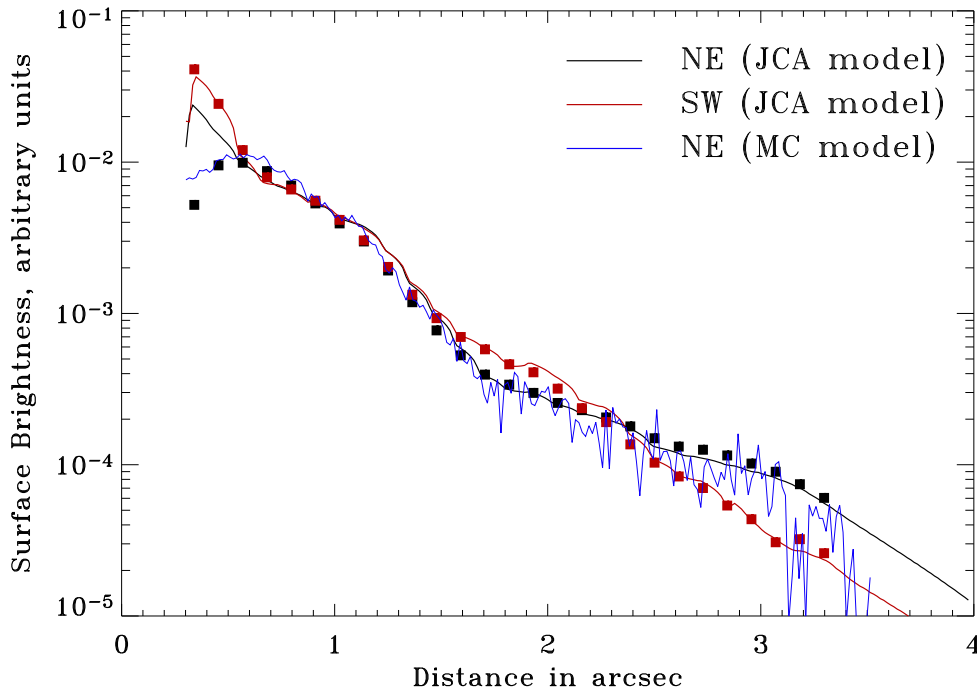


Figure 2.23 – Comparaison des profils de brillance dans le cas optiquement mince. La densité choisie provient de l’inversion des profils de brillance de HD32297 selon les directions Nord-Est et Sud-Ouest (carrés noirs et rouges). Les courbes noires et rouges sont les résultats du code de Jean-Charles Augereau pour ces deux profils et la courbe bleue est le résultat du code Monte Carlo pour le profil Nord-Est.

permettant de valider un point précis du calcul, sachant que les calculs des étapes précédentes ont été vérifiés.

Température des grains en équilibre avec le champ de rayonnement stellaire

Pour vérifier si notre écriture de l’équilibre thermique est correcte nous nous plaçons dans un cas optiquement mince. En effet, le champ de rayonnement est alors très largement dominé par le champ de l’étoile et on peut s’affranchir d’un éventuel problème au niveau de la réémission thermique.

Pour vérifier la validité de nos calculs, nous les avons comparés à ceux du code Jean-Charles Augereau (qui n’est valide que pour le cas optiquement mince), dans une configuration bien définie : nous étudions le chauffage de grains de silicates (Draine 2003b) par le soleil.

La figure 2.25 présente la température des grains en fonction de leur taille et de la distance à l’étoile. On observe bien que la température des grains décroît avec la distance. Les grains les plus petits sont les plus chauds, la température décroît ensuite avec la taille du grain jusqu’à un minimum dont la position dépend de la distance puis réaugmente pour devenir constante lorsque l’opacité devient indépendante de la longueur d’onde. Le minimum de température s’explique par la résonance de la section efficace d’absorption : les grains qui rayonnent une fraction importante de leur énergie à des longueurs d’onde proches de cette résonance, réémettent plus efficacement l’énergie absorbée et sont donc plus froids. Lorsque la distance augmente, les grains sont plus froids, ils émettent à plus grandes longueurs d’onde,

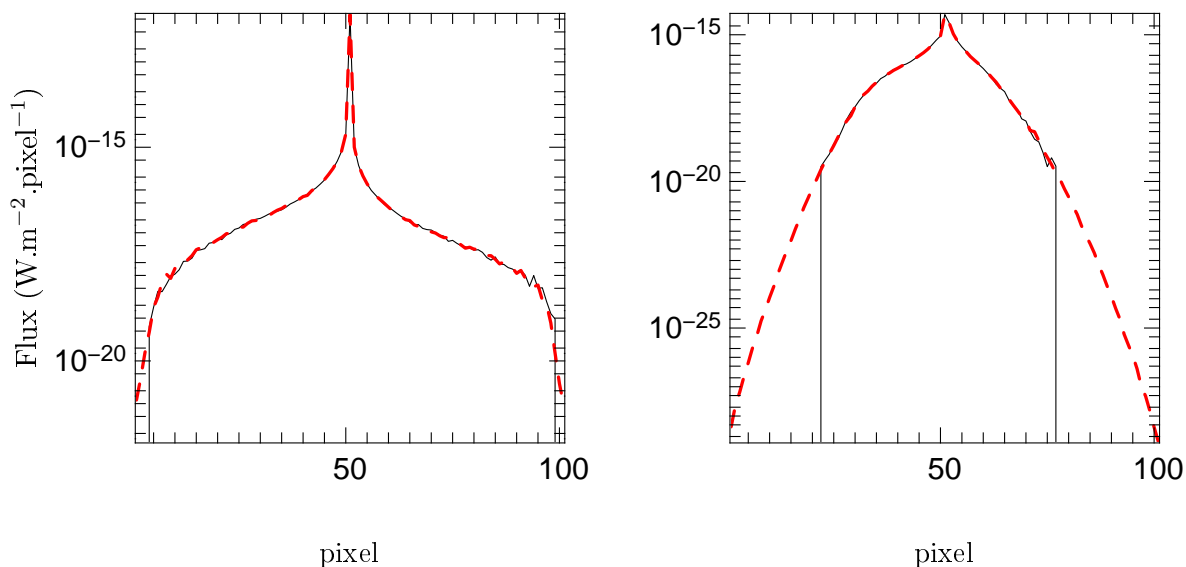


Figure 2.24 – Comparaison des profils de brillance avec (courbe épaisse en tirets) et sans (courbe fine pleine) la méthode d’uniformisation du bruit dans l’image. Les courbes présentent les profils verticaux de brillance des images présentées dans la figure 2.12, en sommant les flux de tous les pixels dans le direction horizontale. Le nombre de paquets utilisés est 12.8 millions avec la méthode d’uniformisation et 128 millions sans. Le panneau de gauche correspond au disque par le pôle ($i \approx 18^\circ$) et le panneau de droite au disque par la tranche ($i \approx 97^\circ$).

les grains dont la résonance d’opacité correspond à leur longueur d’onde d’émission sont donc plus grands, comme nous l’observons.

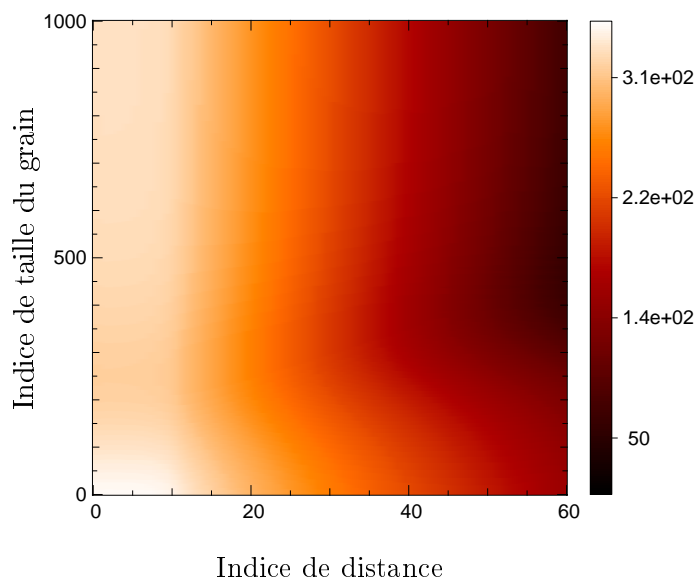


Figure 2.25 – Distribution de température dans le cas optiquement mince. Les axes sont gradués en indices de taille de grain et de distance¹¹. L’axe des tailles de grain est espacé logarithmiquement, entre $0.5 \mu\text{m}$ et 1 cm , l’indice 500 correspond à $70 \mu\text{m}$. L’axe des distances espacé logarithmiquement à grande distance et en loi de puissance près du rayon interne entre 1 UA et 190 UA. Les indices 20 et 40 correspondent à 3 et 24 UA. La carte de couleur indique la température en échelle logarithmique (de 15 à 350 K).

La figure 2.26 présente les différences relatives de température trouvées par les deux codes. Pour la figure de gauche, un échantillonnage du champ de rayonnement en 50 longueurs d’onde

¹¹Nous avons fait ce choix afin que chaque grain et chaque distance soit représenté par la même surface.

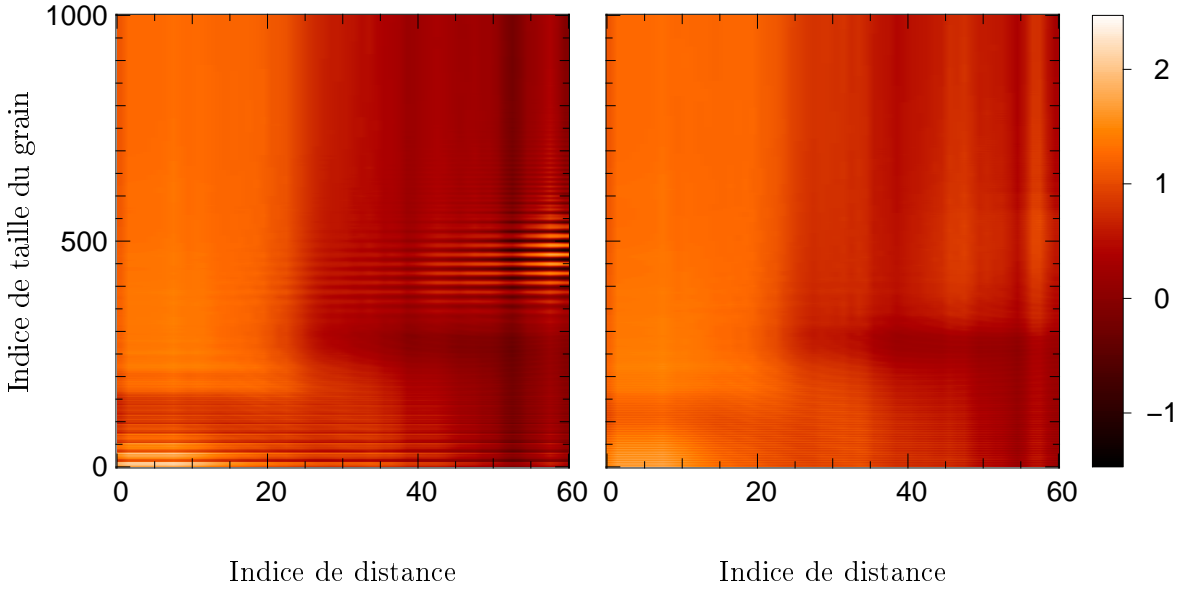


Figure 2.26 – Différence de température entre le code de Jean-Charles Augereau et le nôtre. Les axes sont identiques à ceux de la figure 2.25. La figure de gauche présente la différence de température quand nous réalisons le transfert radiatif en échantillonnant le champ de rayonnement avec 50 longueurs d’onde et la figure de gauche, en échantillonnant avec 200 longueurs d’onde. La carte de couleur indique la différence relative entre les résultats des deux codes. Elle est échantillonnée linéairement entre -1 et 2.5 % et est identique pour les deux figures.

a été utilisé. On observe des oscillations de la température des grains en fonction de leur taille à un rayon donné. Ces oscillations sont dues à un échantillonnage insuffisant en longueur d’onde. En effet, si l’intégration donnant l’énergie émise par un grain de taille a et de température T

$$E_{\text{em}}(a) = \int_0^{\infty} \kappa_{\text{abs}}(\lambda, a) B_{\lambda}(T) d\lambda \quad (2.8.2)$$

est réalisée avec un pas d’intégration trop grand, la fonction $E_{\text{em}}(a)$ présente des oscillations qui se répercutent sur la température. L’utilisation d’un échantillonnage de 200 longueurs d’onde permet de faire disparaître cet effet¹².

Dans tous les cas les différences restent très faibles, inférieures à 2.35 % pour 50 longueurs d’onde et inférieures à 1.85 % pour 200 longueurs d’onde.

Réémission thermique

Pour vérifier que l’énergie est absorbée et réémise de manière correcte, en particulier pour voir quelles sont les implications de l’approximation décrites dans le paragraphe 2.7.6, nous pouvons nous appuyer sur notre méthode de calcul en deux étapes des distributions spectrales d’énergie. En effet, la combinaison des méthodes de correction en température et d’intensité spécifique moyenne n’intervient que dans la première étape. La seconde étape n’est que très peu modifiée, nous écrivons juste l’émission d’une cellule i à la longueur d’onde λ comme

$$E = \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \frac{f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} f(a, \vec{r}) da} \int_0^{\infty} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a) B_{\lambda}(T_i(a)) d\lambda da \quad (2.8.3)$$

¹²Cet effet est absent quand tous les grains sont en équilibre entre eux car l’énergie émise est obtenue en intégrant l’équation 2.8.2 sur toutes les tailles de grains, ce qui a pour conséquences de lisser les oscillations.

au lieu de

$$E = \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda \quad (2.8.4)$$

dans le cas de l'équilibre thermodynamique local, les opacités étant reliées par la relation :

$$\kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) = \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \frac{f(a, \vec{r})}{\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} f(a, \vec{r}) da} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a) da. \quad (2.8.5)$$

Cette modification ne change rien à l'algorithme général et nous avons vérifié que nous obtenions un résultat identique au cas ÉTL en forçant $T_i(a) = T_i$ pour tous les grains. Le résultat de la seconde étape peut être considéré comme sûr pour une distribution de température donnée et il ne reste qu'à vérifier que les deux étapes donnent bien le même résultat pour une simulation complète.

La figure 2.27 présente les distributions spectrales issues des deux étapes, pour un disque typique autour d'une étoile T Tauri. Les résultats sont parfaitement en accord, validant ainsi notre méthode de calcul.

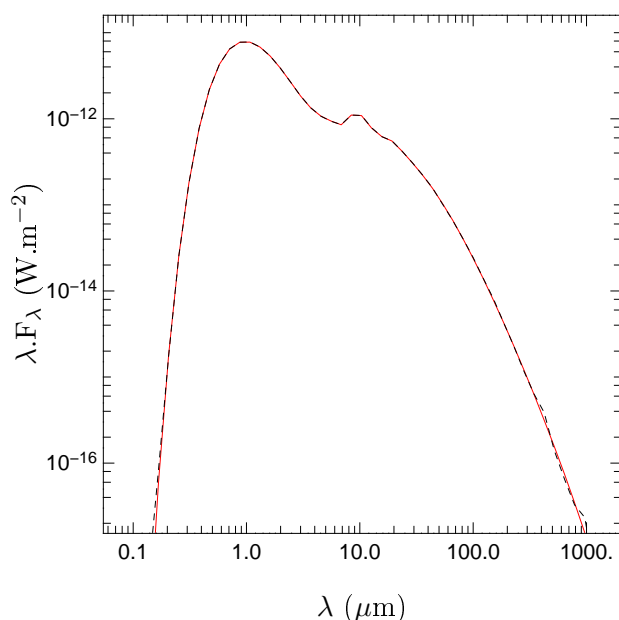


Figure 2.27 – Comparaison entre les SEDs produites par les étapes 1 et 2 (intégrées sur tous les capteurs d'inclinaison). La courbe pleine présente la SED finale du modèle et la courbe en tiret, la SED produite à la fin de la première étape. 10 millions de paquets de photons ont été utilisés pour la première étape. Pour la seconde étape, 10 000 paquets ont été reçus dans chaque intervalle de longueur d'onde.

Comparaison avec les résultats sans approximation

Nous pouvons en outre vérifier que nous obtenons le même résultat en combinant les méthodes de réémission immédiate et intensité spécifique moyenne et en les utilisant successivement. Nous avons donc réalisé la même simulation en calculant la température de chaque grain, lors de la première étape, à l'aide des seuls paquets de photons absorbés sur ce grain. À la fin de la première étape, la température finale est cependant calculée à l'aide de la méthode de l'intensité spécifique moyenne, *i.e.* en prenant en compte tous les paquets pour tous les grains. La méthode est donc ici similaire à celle que nous utilisons lorsque tous les grains sont à la même température. Un nombre total de 10 milliards de paquets (soit 1 000) a été nécessaire lors de la première étape pour avoir une convergence similaire à celle de la figure 2.27. Les résultats sont présentés sur la figure 2.28, panneau de gauche et sont identiques à ceux de la figure 2.27.

Le panneau de droite présente la différence relative entre la SED finale du calcul où nous combinons les méthodes de correction en température et d'intensité spécifique moyenne (Fig.

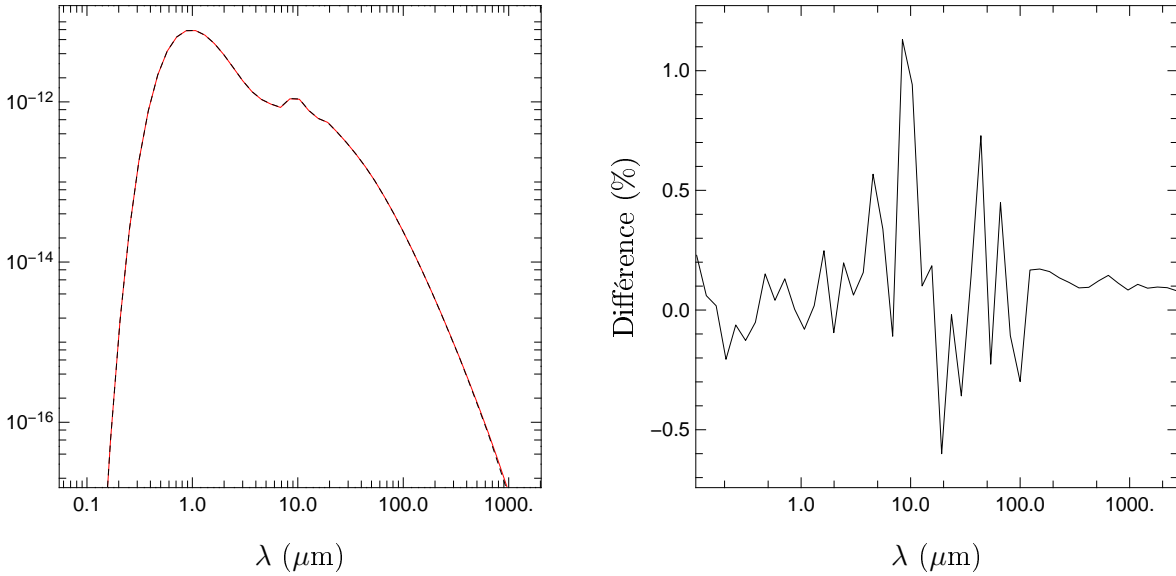


Figure 2.28 – Comparaison entre les SEDs produites par les étapes 1 et 2 (intégrées sur tous les capteurs d’inclinaison) pour le même modèle que celui de la figure précédente mais sans combiner les méthodes d’accélération de réémission immédiate et d’intensité spécifique moyenne. Les types de ligne sont les mêmes que ceux de la figure 2.27. Le nombre de paquets utilisés est 10 milliards pour la première étape et 10 000 paquets reçus pour chaque longueur d’onde dans la seconde étape. Le panneau de droite présente la différence (en pourcentages) entre la SED de la figure 2.27 et celle présentée dans le panneau gauche de cette figure

2.27) et la SED finale du calcul où nous ne les utilisons que de manière successive avec un nombre de paquets mille fois plus important (Fig. 2.28, panneau de droite). Les différences maximales sont de l’ordre du pourcent, ce qui correspond exactement à la déviation attendue, chaque intervalle de longueur comptant 10 000 paquets de photons.

Pour illustrer plus avant l’efficacité de notre méthode de calcul, le calcul sans accélération a été effectué avec 10 millions de paquets. On observe une différence notable dans le régime à grande longueur d’onde, la SED issue de la première étape présentant un déficit en émission important.

Dans toutes ces simulations présentées dans les figures 2.27 et 2.28 et 2.29, nous avons utilisé 100 tailles de grains car la convergence n’a pu être obtenue avec 1 000 tailles de grains dans le cas où les deux méthodes d’accélération sont utilisées successivement, le temps de calcul étant déjà de 15 heures sur un quadri-opteron à 2.6 GHz pour le calcul de la figure 2.28, panneau de gauche. Les calculs avec l’utilisation simultanée des deux algorithmes d’accélération (figure 2.27) ont cependant été aussi réalisés avec 1 000 tailles de grains et l’accord entre les résultats des deux étapes est tout aussi excellent.

Limite du cas optiquement épais

Nous ne sommes bien sûr pas à l’abri d’une erreur de codage dans la seconde étape. La simplicité de la modification dans cette étape limite cependant très fortement ce risque. Et même si erreur il y avait, il est fort probable qu’elle ne produise pas le même effet qu’une erreur dans la première étape et nous pouvons donc considérer que si les deux étapes produisent la même distribution spectrale d’énergie, cette SED est calculée correctement. Nous pouvons en outre vérifier nos calculs dans le cas limite d’un disque optiquement épais : nous nous attendons

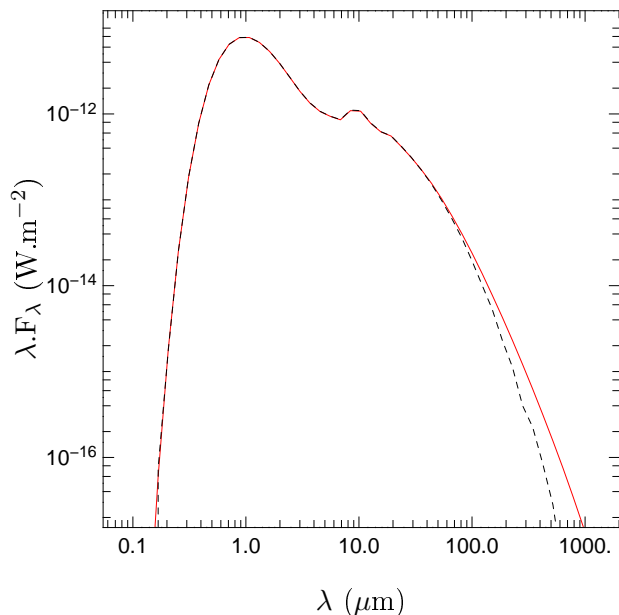


Figure 2.29 – SED sans la méthode d’accélération. La simulation est la même que celle de la figure 2.28 mais en utilisant 10 millions de paquets pour la première étape, soit le même que pour la figure 2.27.

à ce qu’il n’y ait que très peu de différences avec un modèle où nous ferions l’approximation de l’équilibre thermodynamique local, ce qui correspond bien aux résultats que nous obtenons.

En résumé, les deux méthodes d’accélération (Bjorkman & Wood 2001 et Lucy 1999), bien que mathématiquement incompatibles, peuvent dans le pratique être parfaitement être utilisées simultanément. Dans le cas où les grains sont à l’équilibre thermodynamique et ont tous la même température, notre méthode de calcul des SEDs en deux étapes nous permet de les utiliser successivement, sans faire d’approximations. Dans le cas où les grains ont chacun leur température, pour des raisons d’efficacité des calculs, nous avons besoin de faire cette approximation mais les pages précédentes ont montré que l’erreur réalisée est complètement négligeable.

2.9 Résumé et perspectives

Nous avons développé un code de transfert radiatif qui répond à l’ensemble des critères que nous nous étions fixés. Cet outil nous permet une modélisation globale des quantités observables des disques, du domaine visible au millimétrique. Nous avons pris soin de limiter au maximum les hypothèses destinées à réduire le temps de calcul et lorsque nous en avons employé, nous avons vérifié qu’elles ne limitaient en aucun cas la précision de calcul. En outre, l’ensemble des développements effectués l’ont été avec le souci de préserver les caractéristiques mises en place préalablement, rendant le code original par le nombre d’observations qu’il permet de modéliser.

Dans cette partie nous avons présenté les différents tests auxquels nous avons soumis le code, et en particulier la partie chauffage de la poussière et réémission thermique qui forment le gros du travail de développement réalisé pendant la thèse. L’efficacité et fiabilité du code ont été testées en considérant un problème simple et bien défini, qui a été utilisé comme point de référence pour comparer le code à cinq autres codes de transfert radiatif. Ces tests ont montré que le code calcule la température et les SEDs en excellent accord avec les résultats des autres codes.

Les disques que nous avons utilisés pour valider les résultats du code ont des épaisseurs optiques équatoriales en bande V relativement faibles, avec un maximum de $\tau_V = 100$. Pour

reproduire les disques observés par la tranche, le code a été capable de gérer des disques plus compacts, plus concentrés dans le plan équatorial et/ou dans les zones centrales avec des épaisseurs optiques allant jusqu'à des opacités de l'ordre 10^9 en bande V, illustrant la capacité du code à modéliser des disques beaucoup plus optiquement épais que ceux présentés dans cette partie. Il ne nous a pas en revanche été possible de tester de manière absolue la validité de nos calculs pour des profondeurs optiques supérieures à 100, les modèles de référence n'ayant pas été calculés à des profondeurs optiques plus élevées. Notre méthode de calcul en deux étapes, chacune traitant le processus d'émission de manière différente, nous permet cependant d'ôter tout doute raisonnable sur d'éventuelles erreurs de calculs, tout en offrant l'équivalent d'un contrôle global de l'erreur, caractéristique qui fait généralement défaut aux codes basés sur la méthode Monte Carlo. En outre, le comportement qualitatif correspond bien à ce que l'on attend physiquement quand on augmente la profondeur optique mais il n'en demeure pas moins qu'une comparaison entre les différents codes à grandes profondeurs optiques est fortement souhaitable.

Le travail d'optimisation et de parallélisation a rendu le code très efficace (la distribution spectrale d'un disque très optiquement épais $\tau_V \gtrsim 10^9$ est obtenue en quelques heures sur une machine récente). Couplé aux larges capacités de calcul disponibles à Grenoble, notamment à la Grille CIGRI, qui permet d'exploiter l'ensemble des ressources libres sur un nombre croissant de grappes de calcul, il offre des perspectives particulièrement intéressantes, en autorisant un échantillonnage important de l'espace des paramètres.

Plusieurs perspectives d'évolution du code sont envisageables à moyen ou long terme :

- la prise en compte des grains chauffés stochastiquement. Ces grains subissent des variations rapides de température bien au-delà de la température d'équilibre (Guhathakurta & Draine 1989). Cela signifie que les grains à l'intérieur d'une cellule ont une échelle de température dépendante du temps et sont caractérisés par une distribution de probabilité de température $\mathcal{P}(T)$ et non pas par une unique température d'équilibre. Bien que des processus physiques plus complexes apparaissent ici, leur inclusion dans les calculs du transfert radiatif par la méthode Monte Carlo est en principe similaire à la résolution du système transfert radiatif – équilibre radiatif (e.g., Misselt et al. 2001). Cela implique de discrétiser les particules chauffées stochastiquement en N_E intervalles d'enthalpie. Au vu de l'occupation mémoire actuelle du code, cela ne devrait pas poser de problèmes particuliers. En revanche, Baes et al. (2005) ont soulevé une difficulté éventuelle dans l'application de la méthode de redistribution en longueurs d'onde avec des grains chauffés stochastiquement. Les augmentations relatives de la température des grains pourraient être si grandes que des corrections négatives de distribution de probabilité soient obtenues et les auteurs craignent que des itérations ne puissent être évitées. Cette hypothèse mérite une étude plus spécifique pour voir dans quelle mesure l'erreur réalisée en utilisant la méthode de redistribution en longueurs d'onde est acceptable. En effet, l'erreur induite est mathématiquement similaire à celle produite en utilisant simultanément les méthodes de redistribution en longueurs d'onde et d'intensité spécifique et nous avons montré qu'en pratique leur utilisation commune est parfaitement justifiée. Nous sommes donc en droit d'espérer un résultat similaire pour les grains chauffés stochastiquement.
- Notre modèle s'appuie sur une description du disque en lois de puissance ou sur l'utilisation de tables de densité issues de modèles qui ne prennent pas en compte les effets du rayonnement. Si ces hypothèses sont suffisantes pour les modélisations auxquelles nous nous intéressons, il est sans doute probable que, dans le futur, nous ayons besoin de modèles plus cohérents afin de contraindre la physique sous-jacente des disques. De telles simulations impliquent des itérations entre le calcul du transfert radiatif et celui

de la structure du disque. Dès lors, il s'agit, d'un point de vue numérique, d'un problème indépendant de celui du transfert radiatif et toutes sortes de développements plus ou moins complexes peuvent être envisagés : le calcul de l'équilibre hydrostatique du disque, de la géométrie du bord interne en prenant en compte la sublimation différentielle des grains de différentes tailles et compositions, la cristallisation des grains, le couplage au modèle de sédimentation, l'apparition de glace à la surface des grains dans les zones externes, froides des disques, . . . De manière plus générale, tout processus qui induit des modifications des lois d'opacité devra ainsi être traité de manière indépendante au transfert radiatif et le résultat final obtenu par itérations.

- Nous avons vu que notre modèle peut considérer un couplage thermique entre gaz et poussière soit nul, soit parfait. Une extension naturelle serait de calculer ce couplage de manière cohérente. Cela implique de calculer la température de chaque grain de poussière et du gaz ainsi que leurs interactions réciproques. Du point de vue de l'implémentation numérique, cette extension semble assez délicate avec les algorithmes utilisés actuellement et imposera très probablement un changement de méthode, avec par exemple un retour à la méthode classique où le champ de rayonnement et la structure en température sont calculés itérativement. La méthode actuelle implique en effet des mises à jour très fréquentes de la température (à chaque absorption). Si cette étape devient trop coûteuse en temps de calcul, ce qui sera probablement le cas au vu du nombre important de processus entrant en jeu dans le chauffage du gaz et surtout au vu du nombre d'interactions à considérer, entre chaque type de grain et le gaz, la méthode actuelle risque de se révéler très inefficace.
- Une dernière extension possible est de prendre en compte des grains qui ne seraient pas orientés aléatoirement mais suivant une direction privilégiée. Cela modifie le transfert radiatif à deux niveaux. D'une part, le milieu devient dichroïque, l'opacité qui était un scalaire jusqu'à présent devient un tenseur. D'autre part, la répartition angulaire de la lumière diffusée est singulièrement plus compliquée, elle dépend des angles de diffusion mais aussi de l'orientation de la particule par rapport au faisceau incident. La polarisation par des grains alignés est également plus complexe, d'une part parce que le processus de diffusion devient plus compliqué et d'autre part parce que l'extinction dichroïque est également la source de polarisation. Ces modifications restent d'ordre technique et ne poseront a priori pas de problèmes particuliers.

Ces évolutions ne nous apparaissent pas essentielles au vu de nos travaux actuels et nous les implémenterons lorsqu'elles deviendront nécessaires, si elles le deviennent. Il est en outre probable que d'autres voies s'ouvrent à nous lors de nos études futures des disques protoplanétaires. La grande flexibilité de la méthode Monte Carlo devrait dans tous les cas permettre leur implémentation sans trop de difficultés.

Annexe

Publication A : Monte Carlo radiative transfer in protoplanetary disks

Cet article résume les caractéristiques principales du code. Une étude de la masse de disque minimale détectable par *Spitzer* est présentée et les couleurs de disques définis par des lois paramétriques sont comparées aux couleurs IRAC et MIPS d'étoiles T Tauri dans des régions de formation stellaire proches.

L'article a été publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

Monte Carlo radiative transfer in protoplanetary disks

Christophe Pinte¹, François Ménard¹, Gaspard Duchêne¹, Pierre Bastien²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, CNRS/UJF UMR 5571, 414 rue de la Piscine, B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

² Département de physique et Observatoire du Mont-Mégantic, Université de Montréal, C. P. 6128, Succ. Centre-ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada

Received ... / Accepted ...

ABSTRACT

Aims. We present a new continuum 3D radiative transfer code, MCFOST, based on a Monte-Carlo method. MCFOST can be used to calculate (i) monochromatic images in scattered light and/or thermal emission, (ii) polarisation maps, (iii) interferometric visibilities, (iv) spectral energy distributions, and (v) dust temperature distributions of protoplanetary disks.

Methods. Several improvements to the standard Monte Carlo method are implemented in MCFOST to increase efficiency and reduce convergence time, including wavelength distribution adjustments, mean intensity calculations, and an adaptive sampling of the radiation field. The reliability and efficiency of the code are tested against a previously-defined benchmark, using a 2D disk configuration. No significant difference (no more than 10% and usually much less) is found between the temperatures and SEDs calculated by MCFOST and by other codes included in the benchmark.

Results. A study of the lowest disk mass detectable by *Spitzer*, around young stars, is presented and the colours of “representative” parametric disks compared to recent IRAC and MIPS *Spitzer* colours of solar-like young stars located in nearby star-forming regions.

Key words. radiative transfer – stars: circumstellar matter – methods : numerical – polarisation – scattering

1. Introduction

Signatures for the presence of dust are found nearly everywhere in astrophysics. In the context of star and planet formation, dust is abundant in molecular clouds and in the circumstellar environments of a large fraction of stellar objects in the early stages of their evolution. In the circumstellar disks encircling these young stars, where planets are thought to form, the interplay between dust and gas is of paramount importance.

At short wavelengths, dust grains efficiently absorb, scatter, and polarise the starlight. How much radiation is scattered and absorbed is a function of both the geometry of the disk and the properties of the dust. In turn, the amount of absorbed radiation sets the temperature of the dust (and gas) and defines the amount of radiation that is re-emitted at longer, thermal wavelengths.

This last decade has witnessed the improvement of imaging capabilities with the advent of potent instruments in the optical and near-infrared and of large millimeter interferometers, providing detailed views of the disks around

young stars. The sensitivity and wavelength range covered by new instruments is increasing steadily, and the mid- and far-infrared ranges are now being explored efficiently by the *Spitzer Space Telescope*. The new facilities like Herschel and ALMA will soon complete the coverage.

With this unprecedented wealth of data, from optical to radio, fine studies of the dust content and evolution of disks become possible and powerful radiative transfer (RT) codes are needed to fully exploit the data. In this paper we describe such a code, MCFOST. That code was used extensively to produce synthetic images of the scattered light from disks around young stars. Examples include the circumbinary ring of GG Tau (McCabe et al. 2002; Duchêne et al. 2004), the large silhouette disk associated with IRAS 04158+2805 (Ménard et al. 2006), and an analysis of the circular polarisation in GSS 30 (Chrysostomou et al. 1997).

In §2 below, we briefly describe MCFOST. In §3, tests and validation of MCFOST are presented. Two examples of applications are presented in §4. First, we study the minimum mass of disks detectable by *Spitzer* around young solar-like stars, young low-mass stars, and young brown dwarfs. Second, the colours of parametric disks

Send offprint requests to: C. Pinte
e-mail: christophe.pinte@obs.ujf-grenoble.fr

are compared to the *Spitzer* colours, for both IRAC and MIPS, of samples of T Tauri stars located in nearby star-forming regions.

2. Description of the numerical code

MCFOST is a 3D continuum radiative transfer code based on the Monte-Carlo method. It was originally developed by Ménard (1989) to model the scattered light in dense dusty media (including linear and circular polarisations). In this paper, we present an extended version of the original code that includes dust heating and continuum thermal re-emission.

2.1. Geometry of the computation grid

MCFOST uses a spatial grid that is defined in cylindrical coordinates, well adapted to the geometry of circumstellar disks. N_r logarithmically-spaced radial grid cells and N_z linearly-spaced vertical grid cells are used. The size of the vertical cells follows the flaring of the disk, with a cutoff at 10 times the scale height for each radius. MCFOST allows for the density distribution to be defined arbitrarily in 3 dimensions with the limitation that, within each cell, quantities are held constant. The density distribution of the media under consideration can be described either by using a parametric model (as in § 3.1) or by including an ad hoc density table, calculated by other means. In the following, the term “local” refers to the properties of a single cell.

2.2. Position-dependent dust distributions

An explicit spatial dependence of the size (and/or composition) distribution $f(a, \mathbf{r})$ is implemented in MCFOST. The dust properties are therefore defined locally, i.e., each cell of the disk may contain its own independent dust population. This allows us for example to model dust settling towards the disk midplane, variations in the chemical composition of the dust, and/or an increase of ice mantles from the inner, hot regions to the outer, cold edge of the disk.

2.3. Optical dust properties

The dust’s optical properties are currently computed with the Mie theory, i.e., grains are spherical and homogeneous. The optical properties at a given position in the disk are derived in accordance with the local size and composition distributions $f(a, \mathbf{r})$. The extinction and scattering opacities are given by

$$\kappa^{\text{ext/sca}}(\lambda, \mathbf{r}) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{ext/sca}}(\lambda, a) f(a, \mathbf{r}) da \quad (1)$$

where $Q_{\text{sca}}(\lambda, a)$ and $Q_{\text{ext}}(\lambda, a)$ are the scattering and extinction cross sections of a grain of size a at a wavelength λ , respectively.

2.4. The radiative transfer scheme in MCFOST

The Monte Carlo method allows us to follow individual monochromatic “photon packets” that propagate through the circumstellar environment until they exit the computation grid. The propagation process is governed by scattering, absorption, and re-emission events that are controlled by the optical properties of the medium (opacity, albedo, scattering phase function, etc) and by the temperature distribution. Upon leaving the circumstellar environment, “photon packets” are used to build a SED and/or synthetic images, one image per wavelength.

2.4.1. The emission of “photon packets”

In MCFOST, two general radiation sources are considered : photospheric emission and circumstellar-dust thermal emission. Any number of stars can be considered, at any position on the calculation grid. The photospheric emission can be represented by (i) a sphere radiating uniformly, (ii) a limb-darkened sphere, or (iii) a point-like source, whichever is relevant for the problem under consideration. The spectrum of photospheric photons can follow a blackbody or any observed or calculated spectrum. Hot and/or cold spots can be added to the photospheres.

For the dust’s thermal emission, the density, temperature, and opacities are considered constant within each grid cell. Thermal-photons locations are uniformly distributed within each cell, and the emission is assumed to be isotropic.

2.4.2. Distance between interactions

It is natural within a Monte Carlo scheme to estimate the distance a photon packet “travels” between two interactions and do so by means of optical depth (directly related to the density) rather than by physical, linear distance. From a site of interaction, i.e., scattering and emission, the optical depth τ to the next site is randomly chosen following the probability distribution $p(\tau) = \exp(-\tau)$.

The distance l is computed by integrating the infinitesimal optical depth $\kappa^{\text{ext}}(\lambda, \mathbf{r})\rho(\mathbf{r})ds$ until the following equality is verified :

$$\tau_\lambda = \int_0^l \kappa^{\text{ext}}(\lambda, \mathbf{r})\rho(\mathbf{r}) ds . \quad (2)$$

Once the position of interaction \mathbf{r} is determined, the probability that the interaction is a scattering event rather than an absorption event, is estimated with the local albedo:

$$p_{\text{sca}} = \mathcal{A}(\lambda, \mathbf{r}) = \frac{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{sca}}(\lambda, a) f(a, \mathbf{r}) da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(\lambda, a) f(a, \mathbf{r}) da} . \quad (3)$$

2.4.3. Scattering

MCFOST includes a complete treatment of linear and circular polarisations by using the Stokes formalism. The

state of a light packet is described by its Stokes vector, with I representing the intensity, Q and U the linear polarisation, and V the circular polarisation. The interaction of a photon with a dust particle is described by a 4×4 matrix, the Mueller matrix, \mathbf{S} , also known as the scattering matrix. Since the matrix is defined with respect to the scattering plane, appropriate rotation matrices are required to transform the Stokes parameters between multiple scattering events. In the simplifying case of Mie scattering, the matrix becomes block-diagonal with only 4 different non-zero elements:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}_{i+1} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}_i. \quad (4)$$

The direction of scattering is defined by two angles, the scattering angle θ and the azimuth angle ϕ in spherical coordinates. Each individual element S_{ij} of the matrix is a function of the scattering angle and of the wavelength, $S_{ij} = S_{ij}(\theta, \lambda)$. The scattering angle θ is randomly chosen from the pretabulated cumulative distribution function:

$$F(\theta) = \frac{\int_0^\theta S_{11}(\theta') \sin \theta' d\theta'}{\int_0^\pi S_{11}(\theta') \sin \theta' d\theta'}. \quad (5)$$

For linearly unpolarised incoming light packets, i.e., $Q, U = 0$, the distribution of azimuthal angle ϕ is isotropic. For light packets with a non-zero linear polarisation, $P = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$, the azimuthal angle is defined relative to its direction of polarisation and determined by means of the following cumulative distribution function:

$$F_\theta(\phi) = \frac{1}{2\pi} \left(\phi - \frac{S_{11}(\theta) - S_{12}(\theta)}{S_{11}(\theta) + S_{12}(\theta)} P \frac{\sin(2\phi)}{2} \right) \quad (6)$$

where θ was previously chosen from Eq. 5 (Šolc 1989).

The Mueller matrix used in Eqs. 4, 5, and 6 can be defined in two different ways: one Mueller matrix per grain size or one mean Mueller matrix per grid cell. In the latter case, the local Mueller matrix $S(\lambda, \mathbf{r})$ is defined by:

$$\mathbf{S}(\lambda, \mathbf{r}) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \mathbf{S}(\lambda, a) f(a, \mathbf{r}) da \quad (7)$$

where $S(\lambda, a)$ is the Mueller matrix of a grain of size a at a wavelength λ . In the former case, the grain size must be chosen explicitly for each event following the probability law:

$$p(a) da = \frac{\pi a^2 Q_{\text{sca}}(a) f(a, \mathbf{r}) da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{sca}}(a) f(a, \mathbf{r}) da}. \quad (8)$$

The two methods are strictly equivalent. They can be used alternatively to minimise either the memory space or the computation time required.

2.4.4. Absorption and radiative equilibrium

The temperature of the dust particles is determined by assuming radiative equilibrium in the whole model volume and by assuming that the dust opacities do not depend on temperature.

The dust thermal balance should take the thermal coupling between gas and dust into account. In high-density regions, e.g., close to the disk midplane, the coupling is very good and the gas temperature is expected to be close to the dust temperature. At the surface layers of the disk, on the other hand, densities become much lower and gas-dust thermal exchanges are reduced.

Two extreme assumptions are implemented in MCFOST: either the gas-dust thermal exchange is perfect and gas and dust are in local thermodynamic equilibrium (LTE) throughout the disk or there is no thermal coupling between gas and dust at all. In the latter case, each grain size has its own different temperature, despite being in equilibrium with the same radiation field.

Under the assumption of LTE, all dust grains have the same temperature, which is also equal to the gas temperature. In this case, the (unique) temperature of the cell is given by the radiative equilibrium equation:

$$4\pi \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = \Gamma_i^{\text{abs}} \quad (9)$$

where Γ_i^{abs} is the energy absorption rate. If only passive heating is considered, this rate can be written from the mean intensity, leading to:

$$4\pi \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = 4\pi \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) J_\lambda d\lambda. \quad (10)$$

Any extra internal source of energy (viscous heating, for instance) can be easily included by adding the corresponding term on the right hand side of Eq. 10.

Each time a packet γ of a given wavelength λ travels through a cell, the quantity Δl_γ , the distance travelled by the packet in the cell, is computed. The mean intensity J_λ in the cell is then derived following Lucy (1999):

$$J_\lambda = \frac{1}{4\pi V_i} \sum_\gamma \varepsilon \Delta l_\gamma = \frac{1}{4\pi V_i} \sum_\gamma \frac{L_*}{N_\gamma} \Delta l_\gamma \quad (11)$$

where V_i is the volume of cell i and ε the individual luminosity of a packet. The radiative equilibrium equation can then be written as:

$$\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = \frac{L_*}{4\pi V_i N_\gamma} \sum_{\lambda, \gamma} \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) \Delta l_\gamma. \quad (12)$$

This method is known as the *mean intensity* method.

When gas and dust, as well as dust grains of different sizes, are not thermally coupled, there is a different temperature for each grain size, and the radiative equilibrium must be written independently for each of them:

$$4\pi \int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a) B_\lambda(T_i(a)) d\lambda = \Gamma_i^{\text{abs}}(a) \quad (13)$$

where $\kappa_i^{\text{abs}}(\lambda, a)$, $T_i(a)$, and $\Gamma_i^{\text{abs}}(a)$ are the opacity, temperature, and energy absorption rate of the dust grains of size a in cell i .

The calculation of $\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = \sigma T^4 \kappa_P / \pi$ (κ_P is the Planck mean opacity) is very time-consuming, so we pre-tabulate these values at $N_T = 1000$ logarithmically-spaced temperatures ranging from 1K to the sublimation temperature, which is of the order of 1500K. The temperature T_i of each cell is obtained by interpolation between the pre-tabulated temperatures.

To speed up calculations, Bjorkman & Wood (2001) have introduced the concepts of *immediate reemission* and *temperature correction*. They are implemented in MCFOST. In essence, when a packet is absorbed, it is immediately re-emitted and its wavelength chosen by taking into account the temperature correction given by the following probability distribution:

$$p_\lambda d\lambda \propto \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) \left(\frac{dB_\lambda}{dT} \right)_{T_i} d\lambda. \quad (14)$$

Baes et al. (2005) suggest that this wavelength distribution adjustment method may not be entirely safe when used in combination with the *mean intensity* writing of the absorption rate described above. Instead, MCFOST determines the cell temperatures T_i used in Eq. 14 by solving:

$$\int_0^\infty \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i) d\lambda = \frac{L_*}{4\pi V_i N_\gamma} N_{\gamma \text{ abs}, i} \quad (15)$$

where $N_{\gamma \text{ abs}}$ is the current number of absorbed photons in cell i . Equation 12 is used only at the end, when all photons have been propagated, to improve the accuracy of the temperature determination. Using Eq. 15 instead of Eq. 12 when computing temperature for Eq. 14 is in no way a limitation because, at this stage of the computation, the aim is to compute the radiation field and not the whole temperature structure. Of course, the temperature in optically thin cells will not be precisely determined because little absorption occurs in these cells. On the other hand, as a consequence, little reemission will also occur and the contribution of these reemission events will remain very small. By construction of the Bjorkman & Wood (2001) method, temperature is best converged in those cells that contribute most to the radiation field. Finally, when all photons have been propagated, temperature corrections are no longer needed and the temperature of all cells can be computed following the Lucy (1999) method, providing a much higher final accuracy.

2.4.5. SED calculation: sampling of the radiation field

To improve its computational efficiency when producing SEDs, MCFOST uses different samplings of the radiation field, i.e., different strategies for setting the energy of a photon packet. The energy of a packet, hence the number of photons it contains, is chosen and optimised depending on the goals of the calculation. On the one hand,

the convergence of the temperature distribution is optimized when all photon packets have the same *energy*, independent of their wavelengths. This procedure insures that more photon packets are emitted in the more luminous bins. On the other hand, the computation of SEDs is itself more efficient when it is the *number* of photon packets that is held constant for all wavelength bins instead. In that case, it is the energy of the packets that is wavelength dependent. Thus, MCFOST is made more efficient by computing the temperature and SEDs with a two-step process:

- **Step 1** is the temperature determination. Photon packets are generated and calculated one by one at the stellar photosphere and propagated until they exit the computation grid, i.e., until they exit the circumstellar medium. Upon scattering, the propagation vector of a packet is modified, but not its wavelength. Upon absorption, however, packets are immediately re-emitted in situ and isotropically, but at a different wavelength calculated according to the temperature of the grid cell. For this re-emission process, the concept of *immediate reemission* and the associated *temperature correction method* proposed by Bjorkman & Wood (2001) are used. In this step, all photon packets have the same luminosity

$$\epsilon = L_* / N_{\gamma \text{ step1}}, \quad (16)$$

where L_* is the bolometric luminosity of the star and $N_{\gamma \text{ step1}}$ the number of packets generated, and are randomly scattered/absorbed within the disk. The concept of *mean intensity* suggested by Lucy (1999) is further used to compute the final temperature at the end of the step. This allows efficiently reduced noise in the temperature estimation for optically thin cases. Step 1 allows for a fast convergence of the temperature, but it is rather time-consuming when used to derive SEDs, especially in the low-energy, long wavelength regime. To speed up convergence, a different scheme (step) is used to compute SEDs.

- **Step 2** computes the SED from the final temperature distribution calculated in step 1. In step 2, the number of photon packets $N_{\gamma \text{ step2}}$ is held constant at all wavelengths. Step 2 therefore maintains a comparable noise level in each wavelength bin and significantly reduces convergence time by limiting the CPU time spent in high-luminosity bins and focusing on the low-luminosity bins. In this step, photon packets are always scattered and no absorption is allowed. However, at each interaction, the Stokes vector is weighted by the probability of scattering, p_{sca} , to take into account the energy that would have been removed by absorption. This allows all the photons to exit the disk and to contribute to the SED, although with a reduced weight. Packets at a given wavelength λ are randomly

emitted from the star and the disk, by cells i , with the respective probabilities:

$$p_* = \frac{L_*(\lambda)}{L_*(\lambda) + \sum_i w_i(\lambda) L_i(\lambda)}, \quad (17)$$

$$\text{and } p_i = \frac{w_i(\lambda) L_i(\lambda)}{L_*(\lambda) + \sum_i w_i(\lambda) L_i(\lambda)}, \quad (18)$$

where the luminosities are defined by:

$$L_*(\lambda) = 4\pi^2 R_*^2 B_\lambda(T_*), \quad (19)$$

$$\text{and } L_i(\lambda) = 4\pi m_i \kappa_i^{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_i). \quad (20)$$

In order to avoid generating photon packets so deep in the (very optically thick) disk that none of them would escape with an appreciable energy left, a “dark zone” is defined for each wavelength. This dark zone includes all cells from which the optical depth is at least $\tau_\lambda = 30$, in any direction, to get out of the computational grid¹. No photon packet is emitted from this zone, the emission probability from cells inside the dark zone being set to zero by fixing a weight $w_i(\lambda) = 0$. A weight $w_i(\lambda) = 1$ is given to cells above the dark zone limit. Furthermore, packets that would enter the dark zone during their random walk are killed, because they have no chance of exiting the model volume with significant energy. The luminosity of the $N_{\gamma\text{step}2}$ packets emitted at a given wavelength λ is determined by the total energy that the star and the disk radiates at this wavelength:

$$\epsilon_\lambda = \frac{L_*(\lambda) + \sum_i w_i(\lambda) L_i(\lambda)}{N_{\gamma\text{step}2}}. \quad (21)$$

2.4.6. Intensity and polarisation maps

A scheme similar to step 2 used above to calculate SEDs is deployed in MCFOST to calculate synthetic maps. Maps are calculated, one wavelength at a time. Scattering is treated explicitly for all wavelengths, but absorption is again replaced by the appropriate weighting of the intensity to avoid losing photon packets. Images are produced in all four Stokes parameters by classifying photon packets that exit the calculation grid into inclination bins, themselves divided into image pixels. The same process applies to scattered light images in the optical and thermal emission maps in the far infrared and radio range. The relative contribution of the photospheric and dust thermal emission is dependent on the wavelength. It is, for instance, critical in the mid-infrared and beyond where it is the (scattered) thermal emission from the inner disk that starts to dominate the photospheric contribution. The correct fraction is calculated explicitly through the temperature and density of each disk cell and each contribution can be mapped separately for comparison. Interferometric visibilities and phases can be obtained by Fourier transform of images.

¹ The value $\tau_\lambda = 30$ was found to be a good compromise between result accuracy and computational time.

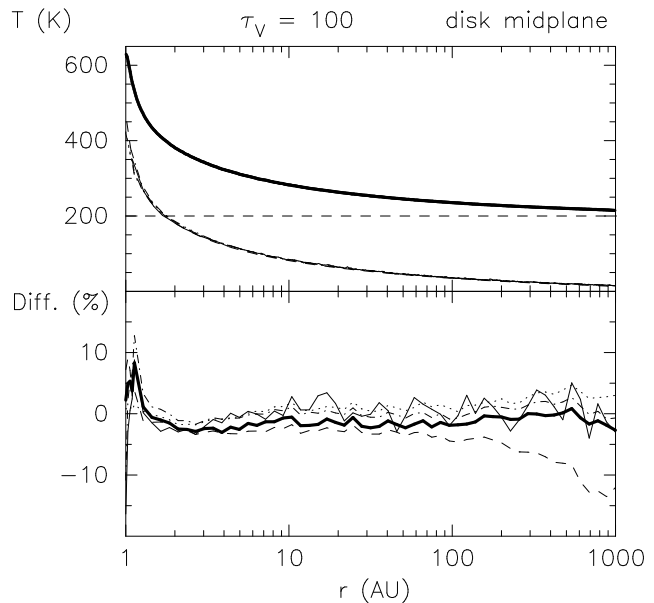


Fig. 1. Plots of the radial temperature (upper panel) and the difference (lower panel) for the most optically thick case, $\tau_V = 100$, arbitrarily using RADICAL as the reference. In both panels, the results of MCFOST are represented by the thick solid lines. Thin solid lines are the results from MC3D, dot-dashed lines from MCTRANSF, dotted lines from RADMC, and dashed lines from STEINRAY. In the upper panel, because all curves are very similar, MCFOST has been shifted by 200K for clarity.

3. Tests and validation of MCFOST

Numerous tests have been performed to check the efficiency, stability, and accuracy of MCFOST. In this section, we present a comparison of MCFOST with the benchmark results published by Pascucci et al. (2004) (hereafter P04).

3.1. Benchmark definition

The geometry tested involves a central point-like source radiating as a $T=5800$ K blackbody with a bolometric luminosity $L = L_\odot$ encircled by a disk of well defined geometry and dust content. The disk extends from 1 to 1000 AU and includes spherical dust grains made of astronomical silicate. Grains have a single-size radius of $0.12 \mu\text{m}$ and a density of 3.6 g.cm^{-3} . The optical data are taken from Draine & Lee (1984). The disk is flared with a Gaussian vertical profile. Radial power-law distributions are used for the surface density and the scale height (see P04 for more details). To compare with P04, the scattering is also forced to be isotropic and polarisation is not calculated, i.e., all the scattering information is contained in the scattering cross section alone, Q_{sca} , acting only on the I Stokes parameter.

The number of grid cells is set to $N_r = 50$ and $N_z = 20$ in the radial and vertical directions, respectively. We used 10^7 photon packets to calculate the temperature distribution (step 1) and $2 \cdot 10^6$ photon packets per wavelength to

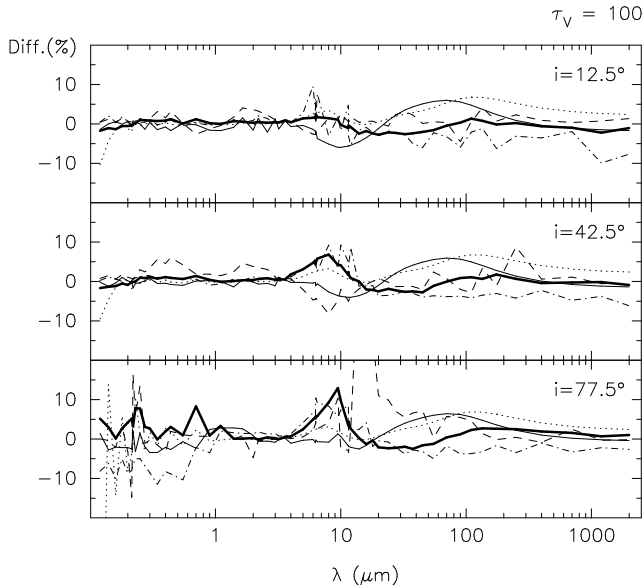


Fig. 2. Plots of the difference between the model SEDs for the most optically thick case, $\tau_V = 100$, arbitrarily using RADICAL as the reference code. The linestyle-to-code pairing is the same as in Fig. 1. Three different inclination angles are considered: $i = 12.5^\circ$ (upper panel), $i = 42.5^\circ$ (middle panel), and $i = 77.5^\circ$ (lower panel).

generate the SED (step 2). The total run-time is 20 minutes for the optically thickest case on a bi-processor (Intel Xeon) computer running at a clock rate of 2.4 GHz. The run-time memory space needed is 10 MBytes.

3.2. Results

The results calculated with MCFOST for all the test cases presented in P04 are available at <http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~cpinte/mcfost/>. Only the optically thickest case ($\tau_V = 100$, see P04), i.e., the most difficult one, is presented in Figs. 1 and 2.

The temperature profiles in the disk and shape of the emerging SEDs calculated with MCFOST are in excellent agreement with the calculation presented in P04. Differences in the radial temperatures computed by MCFOST do not exceed 4% with respect to the 5 other codes in the optically thin case. For the optically thickest case, differences are generally of the order of 2–5% (see Fig. 1). The results from MCFOST are always within the range of those produced by other codes.

Regarding SEDs, MCFOST produces results comparable to all other codes to better than 10% for low optical thickness. Deviations as large as 15% are, however, observed in the most defavourable case, i.e., high tilt and optical thickness (either at very short wavelength or in the $10 \mu\text{m}$ silicate feature), but again the results lie in the range of the values produced by other codes (see Fig. 2).

Various other tests were performed to show the independence of the MCFOST results with respect to grid sampling, inclination sampling, and position of the verti-

Table 1. Star parameters

Central object	Mass (M_\odot)	Radius (R_\odot)	T_{eff} (K)
T Tauri star	1.0	1.94	4 420
Low mass star	0.2	1.28	3 365
Brown dwarf	0.05	0.57	2 846

cal density cut-off in the disk. Results are not noticeably affected. A complete description of all numerical tests is presented in Pinte et al. (2005).

3.3. Energy conservation at high optical depth

As discussed in Sect. 2.4.5, SEDs can be constructed from packets escaping the system in both steps of the computation (the SED from step 2 being better converged by construction). As photon packets are generated independently through different processes in steps 1 and 2, our adaptive sampling of the radiation field method allows an *a posteriori* check of the accuracy of calculations. By integrating over all inclination angles and wavelengths, the emerging flux must correspond in both cases to the star luminosity (in the case of passive heating). This is true by construction for the SED calculated in step 1. Assuming a standard flared-disk geometry and ISM-like grains and varying (via the disk mass) the V band equatorial optical depth from 0.1 to 10^9 , we find that the luminosities calculated through the 2 methods always agree to within better than 1%.

4. Example of applications of MCFOST

In this section we present calculations of the SEDs and infrared photometric colours of young objects surrounded by circumstellar disks. The colours calculated by MCFOST are compared with photometric observations obtained with the *Spitzer Space Telescope*. Calculated infrared fluxes as a function of disk mass are also compared with *Spitzer's* detection limits, as obtained for example during legacy surveys like *c2d* (Evans et al. 2003). The goals are (i) to explore whether a disk with “representative” geometrical parameters can match the observed infrared colours of solar-like young stars and also (ii) to estimate the range of disk masses detectable by *Spitzer* in such programmes.

4.1. Disk geometry and central object properties

We assume a disk geometry that is representative of the geometries derived from images of several disk sources (HK Tau B: Stapelfeldt et al. 1998; HV Tau C: Stapelfeldt et al. 2003; IRAS 04158+2805: Glauser et al. 2006; TW Hya: Krist et al. 2000; LkHa 263 C: Chauvin et al. 2002). The disk geometry is kept constant through the various model runs, but the disk mass is varied. Only disks with *dust masses* lower than $10^{-6} M_\odot$ are considered in order to focus on the transition between optically thick and

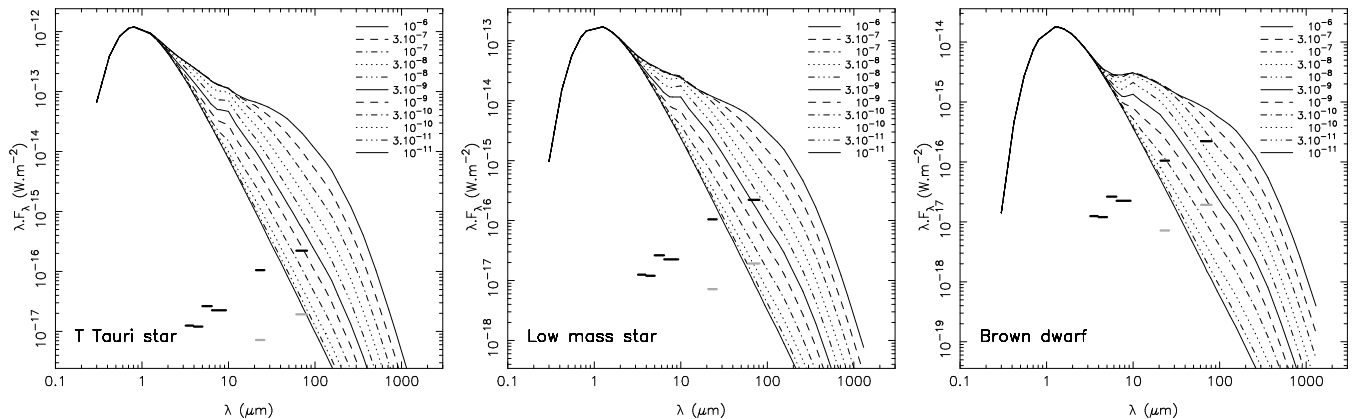


Fig. 3. SEDs for different dust disk masses and central objects, for a pole-on disk. The left panel presents the results for the T Tauri star and $R_{\text{in}} = 0.1$ AU, the central panel for the very low-mass star and the right panel for the brown dwarf (defined in Table 1). The line type corresponds to the disk dust mass (in solar masses). The horizontal bars indicate *Spitzer*'s detection limits in the four IRAC bands and the $24 \mu\text{m}$ and $71 \mu\text{m}$ MIPS bands for the molecular cloud-mapping programme of the *Cores to Disks* legacy survey. Additional MIPS limits (light gray bars: 170 mJy at $24 \mu\text{m}$ and 1000 mJy at $71 \mu\text{m}$) for deeper pointed observations of the programme are also plotted at $24 \mu\text{m}$ and $71 \mu\text{m}$.

optically thin disks, *i.e.*, from class II to class III young stellar objects.

The disk is defined by a flared geometry with a vertical Gaussian profile $\rho(r, z) = \rho_0(r) \exp(-z^2/2h(r)^2)$. Power-law distributions describe the surface density, $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^\alpha$, and the scale height, $h(r) = h_0 (r/r_0)^\beta$, where r is the radial coordinate in the equatorial plane, $h_0 = 10$ AU is the scale height at the reference radius $r_0 = 100$ AU, $\beta = 1.125$, and $\alpha = -1$. The outer radius is set to $R_{\text{out}} = 300$ AU. Two values of the disk inner radius are considered: 0.1 AU and 1 AU. A grid of models is calculated from dust disk masses ranging from 10^{-13} to $10^{-6} M_\odot$. Calculations are presented with masses sampled logarithmically, in steps of $\sqrt{10}$. A grain-size distribution $dn(a) \propto a^{-3.7} da$ of spherical particles ranging from $a_{\text{min}} = 0.03 \mu\text{m}$ to $a_{\text{max}} = 1$ mm, and optical constants from Mathis & Whiffen (1989), namely their model A, are used.

The central stars are assumed to emit like blackbodies. Three different central light sources are considered. They are chosen to represent a typical T Tauri star, a low-mass star, and a brown dwarf (see Table 1 for parameters). The radii and effective temperatures of the T Tauri and low-mass stars are obtained from the models of Siess et al. (2000), assuming an age of 2 Myrs and a metallicity $Z = 0.1$. For the brown dwarf, a mass of $0.05 M_\odot$ is selected. The photospheric properties are taken from Chabrier et al. (2000) and from Baraffe et al. (2002) dusty models. These parameters are summarised in Table 1. All models are calculated for a distance $d=140$ pc, typical of nearby star-forming regions.

4.2. Detectability of disk infrared excesses with *Spitzer*

In Fig. 3, SEDs are presented as a function of disk dust mass for the three objects, to evaluate the minimum detectable disk mass as a function of the luminosity of the

central star. For comparison, a set of detection limits reached by *Spitzer* for large mapping programmes is over-plotted. Here we take the values quoted by the *Spitzer* legacy survey team *Cores to Disks* for their molecular cloud-mapping programme (Evans et al. 2003)².

At all 4 IRAC bands, the photospheric emission is always above the detection limit, for all types of objects. At $24 \mu\text{m}$, the T Tauri and low-mass photospheres are detected. However, the photosphere of the brown dwarf is ≈ 3 times lower than the detection limit. This is, of course, dependent on the exact detection limit chosen and on the actual mass of the brown dwarf.

For the case considered here, *i.e.*, detection limits for large mapping programmes and substellar object of $0.05 M_\odot$, a flux detection at $24 \mu\text{m}$ readily implies the presence of circumstellar material. A more careful analysis is required to confirm a disk excess in the case of more massive objects. At $71 \mu\text{m}$, the photosphere is detected for none of the objects, and the presence of circumstellar dust can be directly inferred from any detection.

Reverting the argument, for an observing programme with such detection limits, *Spitzer* is expected to detect, at $71 \mu\text{m}$, dust disk masses as low as $3 \cdot 10^{-9} M_\odot$ around T Tauri stars, with $R_{\text{in}} = 0.1$ AU (Fig. 3, left panel). For low-mass stars, disk masses higher than $3 \cdot 10^{-8} M_\odot$ will be detected (Fig. 3, central panel), and of $0.05 M_\odot$, disk masses larger than $3 \cdot 10^{-7} M_\odot$ are required for detection for a brown dwarf (Fig. 3, right panel). All results are given in terms of *dust mass*. A gas-to-dust ratio has to be assumed to extrapolate to total disk masses.

² See the *c2d* website for more information <http://peggysue.as.utexas.edu/SIRTF/>

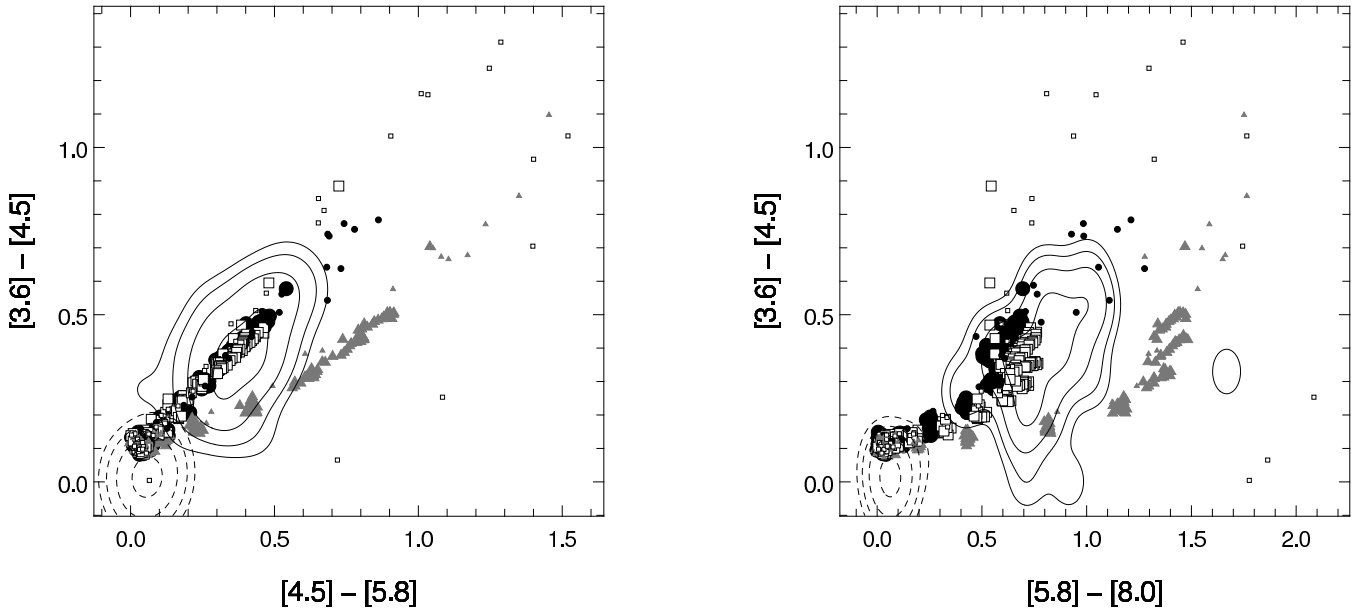


Fig. 4. IRAC colour-colour diagrams. Black filled circles correspond to models with $R_{\text{in}} = 0.1$ AU and large grains ($a_{\text{max}} = 1$ mm), gray triangles to models with $R_{\text{in}} = 1.0$ AU and large grains, white squares to models with $R_{\text{in}} = 0.1$ AU, with interstellar dust ($a_{\text{max}} = 1$ μm). Large symbols show inclinations smaller than 80° and small symbols $i > 80^\circ$. Class II and Class III data points from Hartmann et al. (2005) were converted to surface densities using a Gaussian convolution ($\sigma = 0.07$ mag). The solid and dashed contours define the location of class II and class III objects; respectively. The levels are [0.1, 0.2, 0.4, 0.8] of the maximum of density.

4.3. Spitzer colours

Hartmann et al. (2005) have used *Spitzer*/IRAC to determine the location of TTS (Class II and III) in colour-colour diagrams. Here we attempt to reproduce the global location of these sources in the colour-colour diagrams. The precise location depends on the model geometry. Similar studies of IRAC colours have been presented elsewhere (D’Alessio et al. 2006). Here, we present the colours of a few parametric models of passive disks to explore the range of parameters that reproduce IRAC colours. We also compare the same model with the recently published MIPS colours (Padgett et al. 2006).

Figures 4 and 5 show the modelled IRAC and MIPS colours for the previously defined T Tauri ($1 M_\odot$) models. Models for central objects with lower masses (not displayed for clarity) presents similar colours and, as a consequence, the comparison of our results for a unique central object mass with the distribution of masses of Hartmann et al. (2005) and Padgett et al. (2006) sources is relevant. Additional models with interstellar dust, where $a_{\text{max}} = 1$ μm and larger inner radius $R_{\text{in}} = 1$ AU are also presented. Three data sets ($R_{\text{in}} = 0.1$ AU and $a_{\text{max}} = 1$ mm ; $R_{\text{in}} = 1$ AU and $a_{\text{max}} = 1$ mm ; $R_{\text{in}} = 0.1$ AU and $a_{\text{max}} = 1$ μm) are then displayed, each one calculated for 15 different disk masses and for 21 different inclinations, linearly sampled in cosine from pole-on to edge-on. Contour plots showing the observed colours of Taurus class II and class III sources (from Hartmann et al. 2005 in Fig. 4 and Padgett et al. 2006 in Fig. 5) are superimposed.

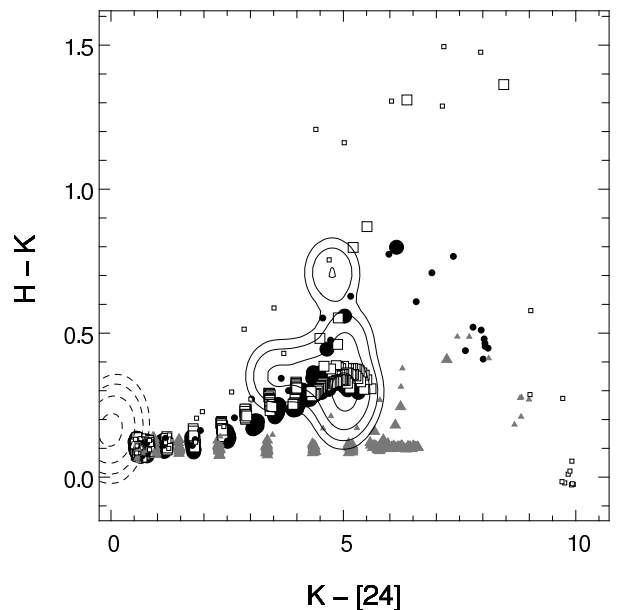


Fig. 5. MIPS colour-colour diagram. The symbols are the same as in Fig. 4. The solid and dashed contours define the location of class II and class III from Padgett et al. (2006), respectively. The Gaussian convolution was performed with $\sigma = 0.07$ mag along the H - K axis and $\sigma = 0.35$ mag along the K - [24] axis.

Broadly speaking, models sample the two regions of the colour-colour diagram where sources are found: low disk-mass models corresponding to class III objects and higher disk mass models to class II. The slight offsets seen between the lowest mass models and the class III region

is due to the colours of the blackbody spectrum we used. Using a more realistic spectrum would produce, for instance, a [3.6] - [4.5] colour index of -0.04 mag instead of 0.1 mag for the blackbody spectrum, in better agreement with the observations.

For increasing disk masses, all IRAC and MIPS colour indices increase toward the class II region. The models also populate the intermediate region where no objects are observed. These results can be used to confirm that the transition between class II (disk dust mass $> 3 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$) and class III (disk dust mass $< 10^{-10} M_{\odot}$) must be fast enough so that no or very few objects are detected in samples of nearly 50 sources (Hartmann et al. 2005).

A clear difference is seen between models that depends on the disk inner radius: models with $R_{\text{in}} = 1$ AU produce redder [4.5] - [5.8] and [5.8] - [8.0] colours. In particular, with $R_{\text{in}} = 1$ AU, the [5.8] - [8.0] colour index becomes higher than the observed value by about 0.5 mag for high masses, suggesting that $R_{\text{in}} = 1$ AU is an upper limit for most class II disks in Taurus. This suggestion is supported by the H - K / K - [24] diagram, where no excess is seen in H - K for models with $R_{\text{in}} = 1$ AU, well below the average H - K = 0.3 seen in observations (see Figs. 4 and 5). Such behaviour is explained by the much higher temperature reached in models with $R_{\text{in}} = 0.1$ AU, for which disk emission peaks between 2 and $3 \mu\text{m}$, whereas it peaks around $10 \mu\text{m}$ in models with $R_{\text{in}} = 1.0$ AU.

Models close to edge-on ($i > 80^{\circ}$) tend to produce a redder colour at high masses than their less tilted counterparts. Because the central star becomes more attenuated by its disk, the contribution from the disk emission progressively dominates, leading to rising mid-infrared SEDs. The resulting colours are reminiscent of Class I objects, and they highlight the necessity of determining the geometry and inclination, in order to correctly assess the nature of a class I source, *i.e.*, the presence or absence of a massive envelope (Kenyon & Hartmann 1995; White & Hillenbrand 2004).

No significant influence of the grain size is detectable for models where the star is seen directly (with $i < 80^{\circ}$). At high inclinations, on the contrary, models with interstellar dust produce redder colour indices than models with large grains, for which absorption tends to be gray.

For completely edge-on models, when no direct light from the star reaches the observer, short wavelength colours, [3.6] - [4.5] and H - K, strongly depend on scattering properties. Models with interstellar dust present almost no excess at short wavelengths, most of the light being scattered starlight. At longer wavelength, direct emission from the disk is seen, producing red indices. For models with larger grains, the albedo remains non negligible in the infrared, and the contribution of thermal emission from the central (and hidden) parts of the disk scattered by the outer parts towards the observer is non negligible and adds to the stellar scattered light, resulting in redder [3.6] - [4.5] and H - K indices than with interstellar dust.

5. Summary

We have presented a new continuum 3D radiative transfer code, MCFOST. The efficiency and reliability of MCFOST was tested considering the benchmark configuration defined by P04. MCFOST was shown to calculate temperature distributions and SEDs that are in excellent agreement with previous results from other codes.

Sets of models for young solar-like stars and low-mass stars are presented and compared to the *Spitzer* detection limits for the programme of the *Cores to Disks* legacy survey. Minimal disk masses of $\approx 10^{-9} M_{\odot}$ for a T Tauri star and $\approx 10^{-7} M_{\odot}$ for a brown dwarf are needed for the disk to be detectable by *Spitzer* in the mapping mode.

The IRAC and MIPS colours of Taurus Class II and III objects are compared to passively heated models with a “representative” disk geometry. The average location of the two classes of objects are well reproduced, as well as the extreme colours of some of the objects that may correspond to highly tilted disks. An inner-disk radius of $R_{\text{in}} = 1$ AU is found to be maximum to account for the observed colours of Class II objects. Further modelling of individual sources, combining optical, infrared and millimeter photometry with images and/or IRS spectroscopy, will be needed to better understand individual disks, their dust properties and their evolution.

Acknowledgements. Computations presented in this paper were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l’Observatoire de Grenoble (SCCI). We thank the *Programme National de Physique Stellaire* (PNPS) and *l’Action Spécifique en Simulations Numériques pour l’Astronomie* (ASSNA) of CNRS/INSU, France, for supporting part of this research. Finally, we wish to thank the referee, C.P. Dullemond, for his comments, which helped to improve the manuscript.

References

- Baes, M., Stamatellos, D., Davies, J. I., et al. 2005, *New Astronomy*, 10, 523
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, *A&A*, 382, 563
- Bjorkman, J. E. & Wood, K. 2001, *ApJ*, 554, 615
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Chauvin, G., Ménard, F., Fusco, T., et al. 2002, *A&A*, 394, 949
- Chrysostomou, A., Ménard, F., Gledhill, T. M., et al. 1997, *MNRAS*, 285, 750
- D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R., & Servín, H. 2006, *ApJ*, 638, 314
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Duchêne, G., McCabe, C., Ghez, A. M., & Macintosh, B. A. 2004, *ApJ*, 606, 969
- Evans, N. J., Allen, L. E., Blake, G. A., et al. 2003, *PASP*, 115, 965
- Glauser, A., Ménard, F., Pinte, C., et al. 2006, *A&A*, submitted
- Hartmann, L., Megeath, S. T., Allen, L., et al. 2005, *ApJ*, 629, 881

- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1995, *ApJS*, 101, 117
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Padgett, D. L., & Burrows, C. J. 2000, *ApJ*, 538, 793
- Lucy, L. B. 1999, *A&A*, 345, 211
- Mathis, J. S. & Whiffen, G. 1989, *ApJ*, 341, 808
- McCabe, C., Duchêne, G., & Ghez, A. M. 2002, *ApJ*, 575, 974
- Ménard, F. 1989, PhD thesis, Université de Montréal
- Ménard, F., Dougados, C., Magnier, E., et al. 2006, *A&A*, in prep.
- Padgett, D. L., Cieza, L., Stapelfeldt, K. R., et al. 2006, accepted for publication in *ApJ*, astro-ph/0603370
- Pascucci, I., Wolf, S., Steinacker, J., et al. 2004, *A&A*, 417, 793
- Pinte, C., Ménard, F., & Duchêne, G. 2005, in *EAS Publication series, GRETA, Radiative Transfer and Applications to Very Large telescopes*, ed. P. Stee, Vol. 18, 157–175, astro-ph/0604067
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Šolc, M. 1989, *Astronomische Nachrichten*, 310, 329
- Stapelfeldt, K. R., Krist, J. E., Ménard, F., et al. 1998, *ApJ*, 502, L65
- Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Watson, A. M., et al. 2003, *ApJ*, 589, 410
- White, R. J. & Hillenbrand, L. A. 2004, *ApJ*, 616, 998

3

Modélisation multi-longueurs d'onde et multi-techniques

Sommaire

3.1	Cadre de l'étude	109
3.2	IM Lup	112
3.3	IRAS 04158+2805	123
3.4	GG Tau	136
3.5	Conclusions et perspectives	149

3.1 Cadre de l'étude

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la qualité et la multiplicité des observations des disques protoplanétaires nous permettent d'avoir une relativement bonne idée de leurs propriétés et fournissent déjà d'importantes contraintes pour les théories. Les observations à différentes longueurs d'onde sondent différentes échelles dans les disques et différents types de grains. Cette complémentarité n'a été que relativement peu exploitée jusqu'à présent même si elle offre des perspectives très attrayantes pour contraindre les scénarios d'évolution des disques et de formation planétaire.

L'obtention d'une vision globale des disques reste un défi majeur dans le domaine de la formation stellaire, bien au-delà des capacités observationnelles actuelles. Cependant, la modélisation multi-longueurs d'onde et multi-techniques, en particulier l'interprétation simultanée de l'émission thermique et de la lumière diffusée, peut fournir les premières clefs vers une compréhension générale des disques protoplanétaires. Mais cette tâche est délicate. L'interprétation de différents types d'observations de manière *cohérente* nécessite une modélisation numérique intensive et une méthode d'analyse des modèles et de comparaison avec les observations efficace. Si la reproduction d'une observation, une image en lumière diffusée ou une SED, par exemple, est relativement aisée, la reproduction de plusieurs observations est en revanche nettement plus complexe. Les propriétés optiques de la poussière ne sont en effet pas indépendantes d'une longueur d'onde à une autre. Ainsi, si l'on ajuste des modèles à une image en lumière diffusée à une longueur donnée, il est peu probable que le même modèle à une longueur d'onde significativement différente, par exemple en passant de la bande I à la bande K, reproduise les observations. De même, les modélisations qui se concentrent sur une image en lumière diffusée aboutissent à des masses généralement plus faibles que les études

basées sur des observations millimétriques. Ainsi, une masse de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot}$ a été déduite pour le disque de HH 30 à partir des images en lumière diffusée (Burrows et al. 1996; Wood & Whitney 1998; Cotera et al. 2001) alors que Wood et al. (2002) aboutissent à une masse de $1.5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ à partir du flux millimétrique. La résolution de ces désaccords n'est pas immédiate. La simple modification des propriétés optiques, à la longueur d'onde où le modèle est en désaccord avec les observations, afin d'obtenir un meilleur ajustement, n'est pas scientifiquement satisfaisante (Watson & Stapelfeldt 2004) et n'est pas envisageable quand le nombre d'observations devient important. Cette méthode aboutirait à la construction d'une table de propriétés optiques en fonction de la longueur d'onde complètement ad hoc. Une approche plus significative est d'utiliser des propriétés optiques réalistes, au sens où elles sont cohérentes entre elles à différentes longueurs d'onde, par exemple parce qu'elles correspondent à un type de grains donné. Dans ce cas, l'ajustement des modèles à la seconde observation va affecter les ajustements déjà réalisés et d'autres paramètres, relatifs à la géométrie du disque par exemple, vont devoir être modifiés pour compenser, rendant nécessaire la modélisation *simultanée* des deux observations.

Cette difficulté met cependant en évidence tout l'intérêt des études multi-longueurs d'onde. Les solutions en accord avec une observation ne sont le plus souvent pas uniques, voire très nombreuses. L'ensemble des modèles reproduisant une observation donnée n'en reproduisent cependant pas d'autres et l'utilisation d'un nombre croissant de quantités observables permet de fortement restreindre l'espace des paramètres acceptables et par là même de fournir d'importantes contraintes sur les propriétés des disques.

Pour mener à bien cette étude de données multi-longueurs d'onde, nous avons fait une utilisation intensive de notre code de transfert radiatif en exploitant sa capacité à produire les images en lumière diffusée et les observations en émission thermique pour un même modèle. L'ensemble des optimisations détaillées dans le chapitre nous permettent de simuler une image en lumière diffusée ou une SED en quelques minutes, permettant de calculer, sur des machines parallèles avec plusieurs dizaines de processeurs, quelques milliers voire quelques dizaines de milliers de modèles sur des durées de l'ordre de quelques jours.

Nous avons utilisé une approche multi-paramétrique, particulièrement adaptée aux ressources de calcul disponibles au LAOG (fermes d'ordinateurs et machines de calcul avec un grand nombre de nœuds) et notamment à la grille Cigri¹ du projet CIMENT². Dans la mesure du possible, nous avons tenté d'explorer l'espace des paramètres de la manière la plus exhaustive possible, afin de valider la robustesse de nos résultats et de déterminer les zones de validité de chaque paramètre.

3.1.1 Sélection des jeux de données

Afin de maximiser les résultats de notre étude, nous avons choisi des jeux de données observationnelles les plus complets possible. Nous avons ainsi restreint nos choix aux disques pour lesquels plusieurs images en lumière diffusée sont disponibles. Ces images offrent accès à la géométrie du disque, mais de manière indirecte. L'information que l'on extrait de ces images est un mélange entre la géométrie du disque et les propriétés de diffusion, d'absorption et d'émission thermique de la poussière. L'utilisation d'au moins deux images en lumière diffusée permet, dans une certaine mesure, d'extraire l'information sur les propriétés optiques et offre des contraintes bien plus fortes sur la géométrie du disque.

Nous avons également restreint notre étude aux disques les plus «simples», c'est-à-dire ceux dont la structure observée dans les images en lumière diffusée peut s'interpréter par un disque axisymétrique nu, sans invoquer la présence d'une enveloppe ou des distributions spatiales de

¹ <https://pawnee.imag.fr/grid2/>

² <http://ciment.ujf-grenoble.fr/>

poussière complexes. Cette restriction nous permet de nous assurer que la géométrie que nous utilisons dans notre modélisation est pertinente et évite l'écueil d'un ajustement de modèles sur des structures dans les images qui ne correspondraient pas au disque.

Les images en lumière diffusée sont complétées par des SEDs, construites en partie à partir de données photométriques issues de la littérature, et d'observations polarimétriques, si possible résolues. Pour l'instant, nous n'avons pas utilisé la possibilité de modéliser des images en émission thermique dans le domaine radio.

3.1.2 Définitions des modèles

D'une manière générale, nous avons fait le choix d'adopter le modèle le plus simple possible qui reproduise les observations. Nous nous basons sur des hypothèses simples, en particulier une description paramétrique de la géométrie du disque.

Pour les propriétés optiques des grains, nous avons fait le choix de partir des indices optiques et de calculer les sections efficaces et matrices de diffusion avec la théorie de Mie. D'autres approches ont été utilisées dans le contexte de la modélisation d'images en lumière diffusée. Par exemple, Whitney & Hartmann (1992) ou Watson & Stapelfeldt (2004) choisissent de prendre l'opacité et le paramètre d'asymétrie de la diffusion comme paramètres libres, ce qui leur permet de ne pas faire d'hypothèse sur la géométrie des grains. Comme nous l'avons évoqué plus haut, cette approche est difficilement généralisable à des études multi-longueurs d'onde et nous avons préféré nous baser sur les indices optiques. En l'absence d'information sur la géométrie des grains, nous faisons l'hypothèse qu'ils sont sphériques et homogènes et regardons dans quelle mesure ce type de grains permet de reproduire les observations.

3.1.3 Ajustement des modèles

L'ajustement d'un grand nombre de modèles à des observations implique l'utilisation d'une méthode automatique basée sur une métrique à partir de laquelle on peut quantifier dans quelle mesure un modèle est proche des observations par une méthode de type χ^2 , par exemple.

Alors que pour les SEDs la définition d'un χ^2 à partir des différences de flux entre les modèles et les observations est aisée, plusieurs choix se présentent pour la définition d'une métrique sur les images. La méthode la plus directe est de faire un ajustement pixel par pixel, comme le font par exemple Stapelfeldt et al. (1998), en s'appuyant sur une carte d'erreur pour réaliser la pondération. Si cette méthode est efficace dans le cas des disques par la tranche où la dynamique n'est pas trop importante, elle devient délicate à mettre en place dans le cas où l'étoile est visible, et systématiquement saturée. Il faut alors appliquer des poids aux différents pixels pour ne pas être dominé par les pixels centrés sur l'étoile et l'ajustement peut facilement être perturbé par la présence de pixels aux valeurs non physiques.

Nous avons adopté une démarche légèrement différente, qui consiste à extraire un nombre limité des quantités qui définissent l'allure globale de l'image : distances entre certains points, ellipticité des isophotes, rapports de flux, ... Ces quantités sont moins sensibles à la présence de «défauts» dans l'image et permettent de s'affranchir du très fort contraste de l'étoile lorsque celle-ci est observée directement. Le flux de l'étoile est ajusté par ailleurs, lors de la modélisation de la SED. Cette méthode permet en outre de simplifier l'image, d'en retirer les asymétries éventuelles, et de se concentrer sur ses caractéristiques principales, telles que nous les modélisons avec nos hypothèses simplificatrices sur la géométrie du disque.

L'originalité de nos travaux réside dans l'approche globale des observations que nous utilisons. L'objectif de notre modélisation multi-longueurs d'onde et multi-techniques est d'obtenir

une vision la plus complète possible des disques. Les paragraphes qui suivent présentent les résultats de telles modélisations pour trois objets : IL Lup, IRAS 04158+2805 et GG Tau.

3.2 IM Lup

IM Lup, aussi connue sous le nom de Schwartz 82, est une étoile M0 située dans la région de formation stellaire du nuage du Loup, à une distance d'environ 190 pc (Wichmann et al. 1998). Elle est l'un des quatre objets stellaires jeunes dans le cœur $^{13}\text{CO}(1-0)$ près de l'étoile T Tauri extrême RU Lup (Tachihara et al. 1996). À la différence de sa célèbre voisine, IM Lup ne présente qu'une modeste activité, avec une émission dans la raie $\text{H}\alpha$ dont la largeur équivalente varie entre 7.5 et 21.5 Å (Batalha & Basri 1993). Une étude détaillée de l'émission $\text{H}\alpha$ par Reipurth et al. (1996) a conclu à la présence d'un flux de matière vers l'étoile, indiqué par le profil P-Cygni inverse que présente la signature. Les raies d'émission relativement faibles et le manque de remplissage des raies dans l'optique ("veiling") a poussé Finkenzeller & Basri (1987) et Martin et al. (1994) à classer IM Lup comme une étoile T Tauri à émission faible. La polarisation en bande V est faible, $0.5 \pm 0.1\%$ (Bastien 1985).

Plusieurs indices indiquent cependant que l'étoile est entourée de matière circumstellaire. La SED dans l'infrarouge proche a un léger excès au-delà de $3\ \mu\text{m}$ (Hughes et al. 1994). IM Lup a été détectée par IRAS entre 12 et $60\ \mu\text{m}$ et une limite supérieure de 8.4 Jy à $100\ \mu\text{m}$ a été obtenue (Carballo et al. 1992). Les observations à 1.3 mm révèlent un flux de 260 mJy (Nuernberger et al. 1997), indiquant la présence d'une large quantité de poussière.

3.2.1 Images en lumière diffusée

IM Lup a été observée par le télescope spatial à trois longueurs d'onde : 0.606 et $0.814\ \mu\text{m}$ avec la Planetary camera 2 et $1.6\ \mu\text{m}$ avec Nicmos 2. La figure 3.1 présente les observations à 0.606 et $1.6\ \mu\text{m}$, après soustraction de la PSF stellaire. Morphologiquement, la nébuleuse a une forme elliptique, synonyme d'un disque incliné par rapport à la ligne de visée. Le disque a une forme bien symétrique avec un fort contraste de brillance entre les deux moitiés du disque séparées par le demi-grand axe.

3.2.2 SED et spectroscopie infrarouge

La SED de IM Lup, construite à partir de la littérature, est tracée sur la figure 3.2. Les spectres IRS et MIPSSSED obtenus respectivement par le programme *Cores to Disks* de *Spitzer* et J. Kessler-Silacci ont été superposés. Un modèle d'atmosphère NextGen (Allard et al. 1997) à 3 900 K (correspondant à une M0) a été superposé aux données pour comparaison.

Les données MIPSSSED indiquent des flux sensiblement plus faibles que les flux IRAS. Nous ne considérons donc pas ces derniers dans cette étude, du fait qu'ils peuvent inclure de l'émission diffuse à cause de la faible résolution spatiale d'IRAS.

IM Lup présente un excès infrarouge typique d'un disque d'étoile T Tauri classique, qui débute vers deux microns. Les raies en émission des silicates amorphes à 10 et $20\ \mu\text{m}$ sont particulièrement marquées (panneau de droite de la figure 3.2).

3.2.3 Analyses qualitatives

Avant de débiter la modélisation de ces observations, nous les avons analysées de manière qualitative afin de fixer certains paramètres et de déterminer quels autres paramètres nous aurons à explorer de manière systématique.

Les images en lumière diffusée révèlent la présence d'un disque qui s'étend sur un diamètre

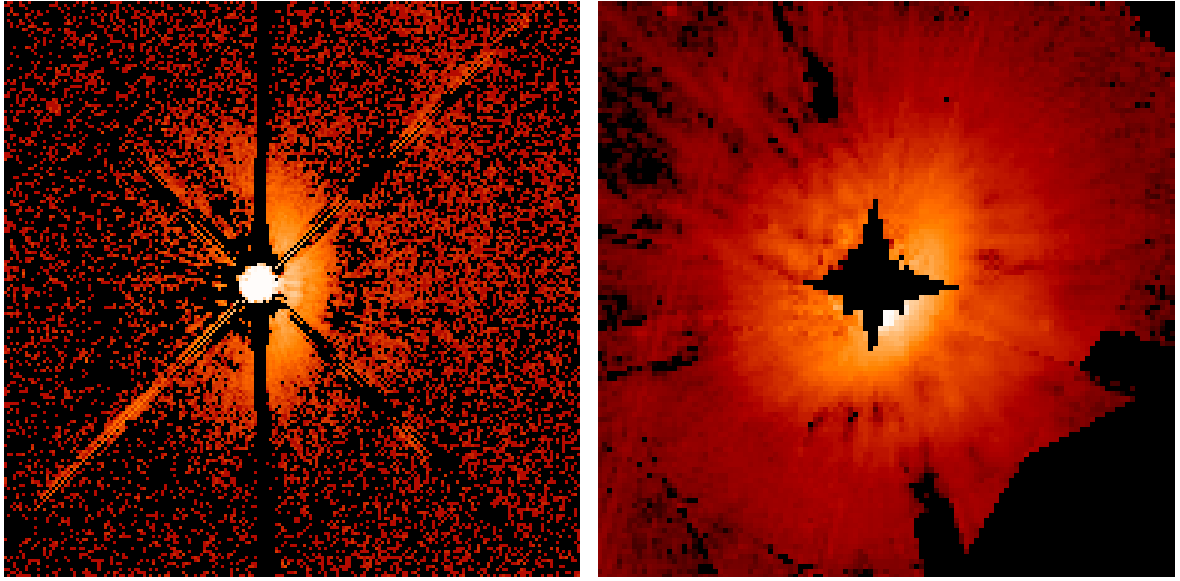


Figure 3.1 – Images en lumière diffusée de IM Lup, à $0.606 \mu\text{m}$ (à gauche) et $1.6 \mu\text{m}$ (à droite). La PSF de l'étoile a été soustraite en suivant la méthode Krist et al. (1997) pour l'image WFPC2 et à l'aide d'une PSF de référence d'une étoile M0 pour l'image Nicmos 2. La taille des images est 8.6 arcsec .

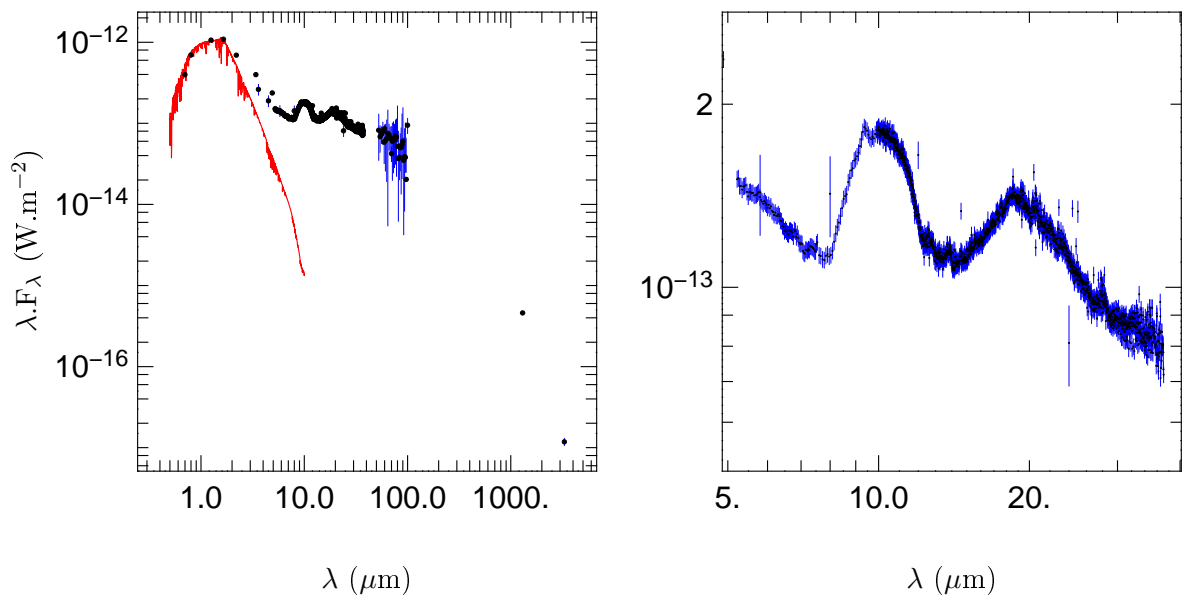


Figure 3.2 – SED et spectre IRS de IM Lup. À gauche : SED observée de $0.5 \mu\text{m}$ à 3 mm , superposée à un modèle d'atmosphère (en rouge : modèle NextGen à 3900 K , Allard et al. 1997). À droite : zoom sur le spectre IRS avec les raies de silicates. Les barres d'erreur sont figurées en bleu.

d'environ 800 AU et nous fixons le rayon externe du disque à 400 AU.

Les signatures des silicates à 10 et 20 μm nous informent sur la composition des grains. Nous trouvons que des grains d'olivine amorphes (Dorschner et al. 1995) reproduisent de manière qualitative les raies d'émission. Dans la suite, nous adopterons cette composition. Nous ne chercherons pas, dans un premier temps, à obtenir un ajustement précis des raies, mais simplement à reproduire leur amplitude.

La SED de IM Lup présente plusieurs caractéristiques intéressantes pour déterminer les propriétés des grains. Les raies de silicates, nous venons de le voir, sont très fortes, et la raie à 10 μm est centrée légèrement avant 10 μm , ce qui pointe vers de petits grains, inférieurs au micromètre. La figure 3.3 (panneau de gauche) présente une SED synthétique, avec $a_{\text{max}} = 1 \mu\text{m}$, en adoptant la masse de $0.04 M_{\odot}$ estimée par Padgett et al. (2005) à partir du flux millimétrique. Ce modèle prédit cependant un flux millimétrique beaucoup trop faible, d'un facteur dix, par rapport aux observations.

Pour augmenter le flux dans le domaine millimétrique, une solution est d'augmenter la taille maximale des grains. Le panneau central de la figure 3.3 montre la SED obtenue en prenant $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$, ce qui correspond à la population de grains qui a l'opacité maximale à 1.3 mm. Le flux millimétrique est en bien meilleur accord avec les observations, avec une sous-estimation de l'ordre d'un facteur 2. En revanche, les raies de silicates disparaissent presque complètement. La seconde solution pour augmenter le flux dans le domaine millimétrique est d'augmenter la masse du disque. Il n'est cependant pas réaliste d'utiliser de masse supérieure à $0.1 M_{\odot}$, proche de la limite d'instabilité gravitationnelle du disque.

Nous pouvons en déduire que des grains millimétriques sont présents dans le disque, mais que ce sont des grains de tailles inférieures au micromètre qui dominent l'opacité dans les zones où sont émises les raies de silicates : le bord interne et la surface du disque à des rayons inférieurs à quelques unités astronomiques. Cela suggère une dépendance spatiale des propriétés de la poussière.

Les modèles d'évolution dynamique de la poussière prédisent que la sédimentation est le processus le plus rapide, et que la migration radiale n'intervient qu'une fois les particules arrivées dans le plan médian. Dans la suite nous supposons une structure stratifiée verticalement, avec des petits grains près de la surface du disque, responsables des raies d'émission des silicates, et des grains de tailles millimétriques plus bas dans le disque, qui sont à l'origine de l'émission millimétrique. Nous décrivons la stratification par une loi paramétrique simple où l'échelle de hauteur est fonction de la taille des grains :

$$h_0(a) = h_0(a_{\text{min}}) \left(\frac{a_{\text{min}}}{a} \right)^{\xi} . \quad (3.2.1)$$

Dans le cas où le gaz et la poussière sont parfaitement mélangés, $\xi = 0$ et $h_0(a) = h_0(a_{\text{min}})$ est constant et correspond à l'échelle de hauteur du gaz.

Sur le panneau de droite de la figure 3.3, est présentée une SED calculée avec $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$ ainsi que la structure stratifiée décrite ci-dessus. Le modèle permet bien, dans ce cas, de reproduire à la fois les raies de silicates en émission et le flux millimétrique. Cette SED a été obtenue avec un indice $\xi = 0.1$.

L'obtention de contraintes quantitatives sur les paramètres du disque passe par une étape de modélisation intensive, avec pour objectif d'explorer une fraction importante de l'espace des paramètres. Afin de déterminer dans quelle mesure nous pouvons contraindre la sédimentation, nous échantillons l'indice ξ entre 0 et 0.2, par pas de 0.025. Les images en lumière diffusée ainsi que la SED sont sensibles à la géométrie du disque. Nous choisissons d'explorer cette géométrie en faisant varier le bord interne entre 0.05 et 0.35 AU, l'échelle de hauteur à 100 AU, $h_0(a_{\text{min}})$, entre 8 et 16 AU, l'indice d'évasement entre 1.0 et 1.25 et l'indice de la densité de

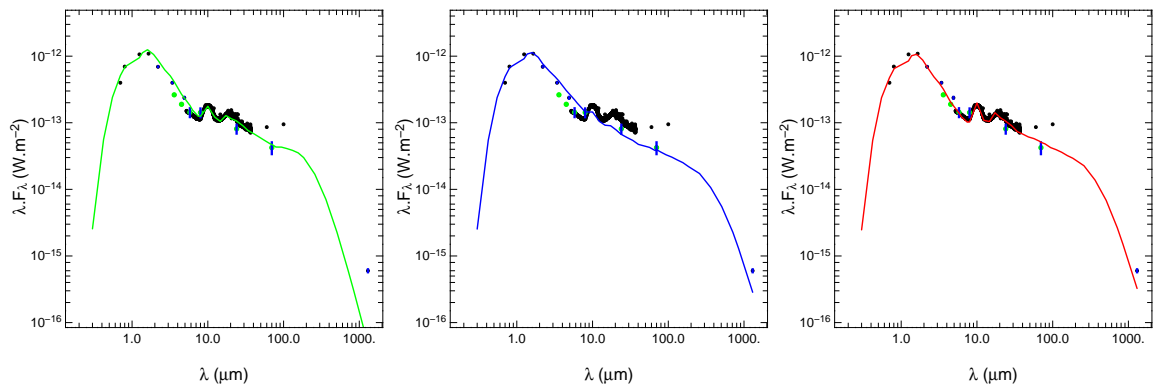


Figure 3.3 – Analyse qualitative de la SED de IM Lup. À gauche : SED obtenue à l’aide de grains de tailles sous-microniques ($a_{\max} = 1 \mu\text{m}$). Les raies de silicates sont bien reproduites mais le flux millimétrique est trop faible, même avec une masse proche de l’instabilité gravitationnelle ($M = 0.1 M_{\odot}$). Au centre : des grains millimétriques permettent un bien meilleur accord avec le flux à grande longueur d’onde mais les raies de silicates disparaissent. À droite : un modèle avec des gros grains et une structure stratifiée permet de reproduire à la fois les raies d’émission et le flux millimétrique.

surface entre -2.0 et 0.0. Un total de 170 010 modèles ont été simulés pour lesquels nous calculons les images en lumière diffusée à 0.6 et 1.6 μm ainsi que la SED.

3.2.4 Modélisation et ajustements

Pour contraindre de manière la plus forte possible les paramètres des modèles, nous ajustons simultanément les images à 0.6 et 1.6 μm et la SED. Le code calcule les images et SEDs à tous les angles d’inclinaisons simultanément. Ceux-ci sont échantillonnés à l’aide de 10 points répartis de manière linéaire en cosinus. Les images en lumière diffusée nous donnent une bonne idée de l’inclinaison, aux alentours de 45° , mais nous avons fait le choix de faire les ajustements sur les images et SEDs à tous les angles d’inclinaison afin de vérifier si notre minimisation de χ^2 nous redonne bien l’inclinaison espérée. Nous adoptons le modèle d’atmosphère NextGen à 3 900 K, un rayon stellaire de 3 rayons solaires et un A_V de 1, qui semblent bien reproduire le spectre stellaire d’après nos premières modélisations.

Pour chaque modèle, un nombre de 128 000 paquets a été utilisé pour calculer l’équilibre thermique. Les SEDs sont convergées avec 12 800 paquets par intervalle de longueur d’onde et environ 4 millions de paquets sont employés pour chaque image en lumière diffusée.

Définition des paramètres géométriques de l’image

La comparaison des images synthétiques aux observations est délicate de par la présence de l’étoile vue directement. Les images observées ont été obtenues par la soustraction de la PSF stellaire de manière manuelle. Cette procédure n’est pas envisageable pour les images synthétiques au vu du nombre important de modèles calculés. Nous devons cependant prendre en compte les effets observationnels sur les images. Les pixels sont choisis de taille identique à ceux des observations, à savoir 0.045 *arcsec*/pixel à 0.6 μm et 0.075 *arcsec*/pixel à 1.6 μm . La convolution par une PSF appropriée reste problématique, car le pixel central de nos images dans lequel est reçu le flux de l’étoile est extrêmement brillant et va s’étaler sur l’ensemble du disque après convolution. Pour éviter cela, nous avons fait le choix de ne convoluer que par le cœur d’une fonction gaussienne adaptée, en coupant le profil gaussien à deux pixels du

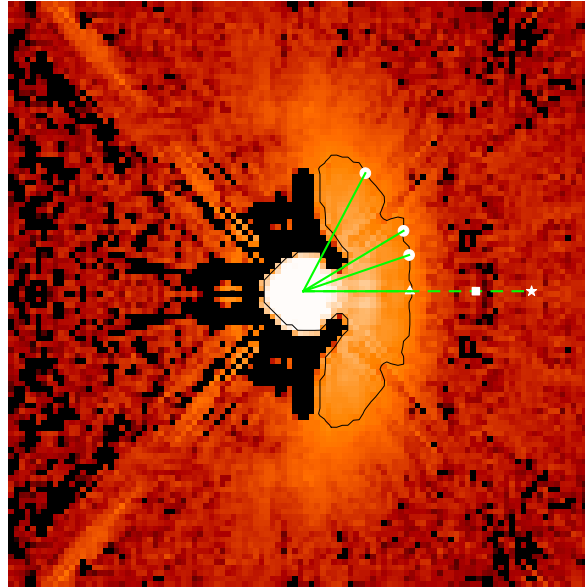


Figure 3.4 – Définition des paramètres géométriques des images, ici représentés sur l'image à $0.6 \mu\text{m}$. Un contour (noir) passant par un point (triangle) à une distance fixée de l'étoile est sélectionné. Plusieurs points du contour (ronds) sont sélectionnés à partir desquels la distance à l'étoile est calculée (segments verts). Le pente du profil de brillance est calculée le long de ces mêmes profils, en éliminant les zones centrales où restent des artefacts de soustraction de PSF. La position de la bande sombre (carré) par rapport à l'étoile est mesurée (ligne en tiret), ainsi que la distance de cette bande sombre à la seconde nébuleuse (étoile).

centre.

Le disque apparaît symétrique dans les deux images en lumière diffusée. Pour augmenter le rapport signal-sur-bruit et supprimer certains artefacts de soustraction de PSF, nous avons symétrisé les images par rapport au demi-grand axe de l'ellipse dessinée par le disque. Différentes quantités observables sur lesquelles l'ajustement sera réalisé sont définies. Elles ont été choisies pour être mesurables de manière automatique aussi bien sur les observations que sur les modèles et résumant les caractéristiques principales de l'image :

- la courbure du disque. La limite de la nébuleuse est délicate à détecter de manière automatique. À la place, nous cherchons de manière dichotomique la courbe de niveau qui passe à une distance r donnée de l'étoile, le long du petit axe, du côté brillant de la nébuleuse. Nous mesurons alors les distances à l'étoile des médianes des points de la courbe de niveau contenus dans des «secteurs» d'ouverture 15° et centrés aux angles 30° , 40° et 60° par rapport au petit axe. Les zones qui présentent des artefacts de diffraction sont par ailleurs retirées des secteurs. Ces distances décrivent comment la courbe de niveau s'éloigne d'un cercle en fonction de l'angle.
- les profils de brillance. L'ensemble des points dans les secteurs précédemment décrits, ainsi que dans le secteur centré à 0° sont sélectionnés et le profil de brillance dans ces secteurs est ajusté par une loi de puissance en fonction de la distance, dont nous extrayons l'indice.
- le rapport de flux face avant sur face arrière, en définissant deux demi-disques de rayon 2 arcsec , desquels nous excluons la zone centrale où a été réalisée la soustraction de PSF.
- la bande sombre du disque. Un profil de brillance le long du petit axe de l'ellipse est créé à l'aide d'une bande de largeur 1.35 arcsec . Les positions de la bande sombre

et de la seconde nébuleuse sont définies, en parcourant le profil de brillance depuis l'étoile, comme le couple «minimum suivi d'un maximum» de brillance dont le rapport «maximum sur minimum» est le plus élevé. Nous définissons ensuite la demi-largeur de la bande sombre comme la distance entre les minimum et maximum sélectionnés.

Définition des χ^2 et analyse bayésienne

La comparaison des images synthétiques et observations est réalisée à l'aide d'un χ^2 réduit sur les quantités observables définies ci-dessus. Notre modélisation comprend 6 paramètres libres et 10 quantités observables (3 pour la courbure du disque, 4 pour les profils de brillance, 1 pour le rapport de flux, 2 pour les positions et largeur de la bande sombre), ce qui donne 4 degrés de liberté. Les χ^2 réduits sont définis par :

$$\chi_\lambda^2 = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^{10} \frac{(o_{i,\lambda} - m_{i,\lambda})^2}{\sigma_{i,\lambda}^2} . \quad (3.2.2)$$

où o_i et m_i désignent les différentes quantités observables extraites des observations et des images synthétiques et σ_i les incertitudes associées à ces mesures. Nous estimons avoir mesuré les rapports de distances avec une précision de 5 % pour les distances utilisées dans la mesure de la courbure, le rapport de flux avec une précision de 20 %³, les pentes des profils de brillance avec une précision de 10 % et la position et largeur de la bande sombre à 2 pixels près.

Le χ^2 pour la SED est défini directement à l'aide des flux observés et synthétiques et des barres d'erreur observationnelles (nous négligeons les barres d'erreur des modèles qui sont sensiblement plus faibles) :

$$\chi_{\text{SED}}^2 = \frac{1}{N_\lambda - 6} \sum_{i=1}^{N_\lambda} \frac{(o_i - m_i)^2}{\sigma_i^2} . \quad (3.2.3)$$

Pour déterminer les domaines de valeurs possibles pour les différents paramètres, nous utilisons une méthode d'analyse bayésienne (voir par exemple Press et al. 1992 ainsi que Lay et al. 1997 pour une application aux observations millimétriques de HL Tau), bien adaptée à un échantillonnage complet de la grille de modèles. L'objectif est de déterminer quelles sont les probabilités des différents points dans l'espace des paramètres.

La méthode bayésienne repose sur des probabilités *a priori* sur les différents paramètres. Nous supposons ici que nous n'avons *aucune information préalable* sur les paramètres et choisissons des probabilités a priori qui sont uniformes pour toutes valeurs prises par les paramètres du disque, ce qui correspond à un échantillonnage uniforme de ces paramètres. Pour l'angle d'inclinaison, des considérations sur les angles solides montrent que nous avons plus de chance d'observer un disque par la tranche que par le pôle et les probabilités doivent être pondérées par $\sin(i)$. Nos capteurs d'inclinaison, répartis uniformément en $\cos(i)$ (voir la section 2.5.4), ont été construits pour suivre cette distribution. Au vu de ces hypothèses, la probabilité relative d'un point de l'espace des paramètres est donnée par $\exp(-\chi^2/2)$, où χ^2 désigne le χ^2 réduit du modèle correspondant.

3.2.5 Résultats

La figure 3.5 présente la vraisemblance relative de chacun des paramètres, pour l'ajustement des images en lumière diffusée. Ces résultats sont obtenus en sommant les probabilités

³Le rapport est en fait mesuré à une précision bien meilleure mais la face arrière a un signal qui n'est que marginalement supérieur au bruit de fond et qui peut être perturbé par la soustraction de la PSF.

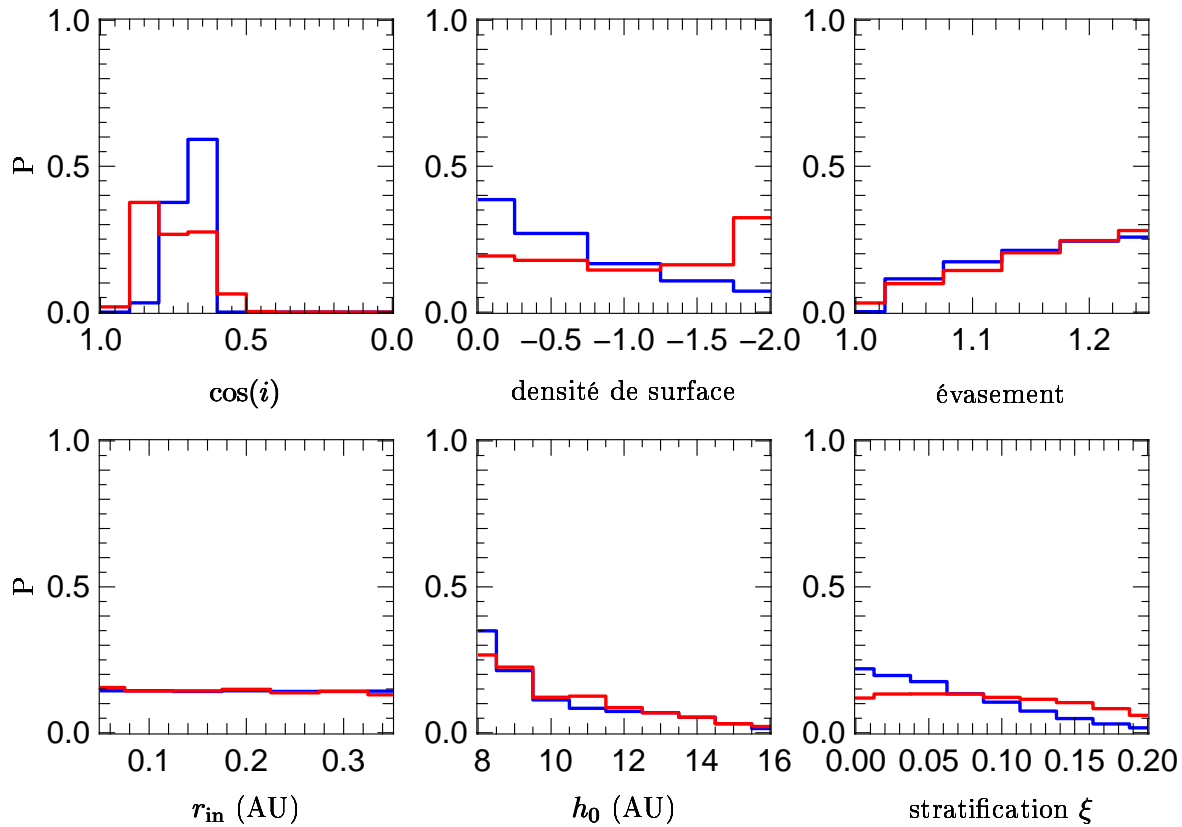


Figure 3.5 – Courbes de probabilité des différents paramètres pour les images en lumière diffusée, à 0.6 μm (en bleu) et à 1.6 μm (en rouge).

de tous les modèles dont un paramètre est fixé à une certaine valeur. Autrement dit, les probabilités dans notre espace des paramètres à 6 dimensions sont successivement projetées sur chacune de ces dimensions. Les probabilités sont normalisées en divisant par la somme des probabilités de tous les modèles. Chaque histogramme représente la probabilité qu'un paramètre prenne certaines valeurs, compte tenu des données et des hypothèses faites sur les modèles. La méthode nous donne la vraisemblance de chaque paramètre et n'attache pas une importance spéciale au meilleur modèle. En particulier, les paramètres de ce modèle ne sont pas nécessairement ceux qui ont les probabilités les plus élevées.

Plusieurs combinaisons de paramètres produisent des ajustements raisonnables aux observations. L'inclinaison du disque est bien contrainte avec un intervalle de confiance entre 40 et 50°. L'ajustement des deux images semble privilégier des indices d'évasement élevés et des échelles de hauteur faibles. La pente de la densité de surface n'est que peu contrainte, même si l'image à 0.6 μm est légèrement mieux reproduite avec des pentes plus faibles. La position du bord interne et l'indice de stratification sont peu contraints, bien que l'image à 0.606 μm semble légèrement préférer les faibles valeurs de sédimentation.

Les probabilités déduites de l'analyse de la SED sont présentées sur la figure 3.6. Sans surprise, l'inclinaison n'est que très peu contrainte et seuls les modèles à forte inclinaison, c'est-à-dire quand le disque commence à éteindre l'étoile, sont exclus. Les modèles avec une faible pente de densité de surface semble en meilleur accord avec les observations et nous obtenons de fortes contraintes sur l'indice d'évasement, dont les valeurs les plus probables sont comprises entre 1.1 et 1.15. Comme attendu, aucune des deux images ne fournit de contrainte sur la position du bord interne. La courbe de probabilité de l'indice de stratification est particulièrement intéressante. La valeur 0, qui correspond à une absence de stratification,

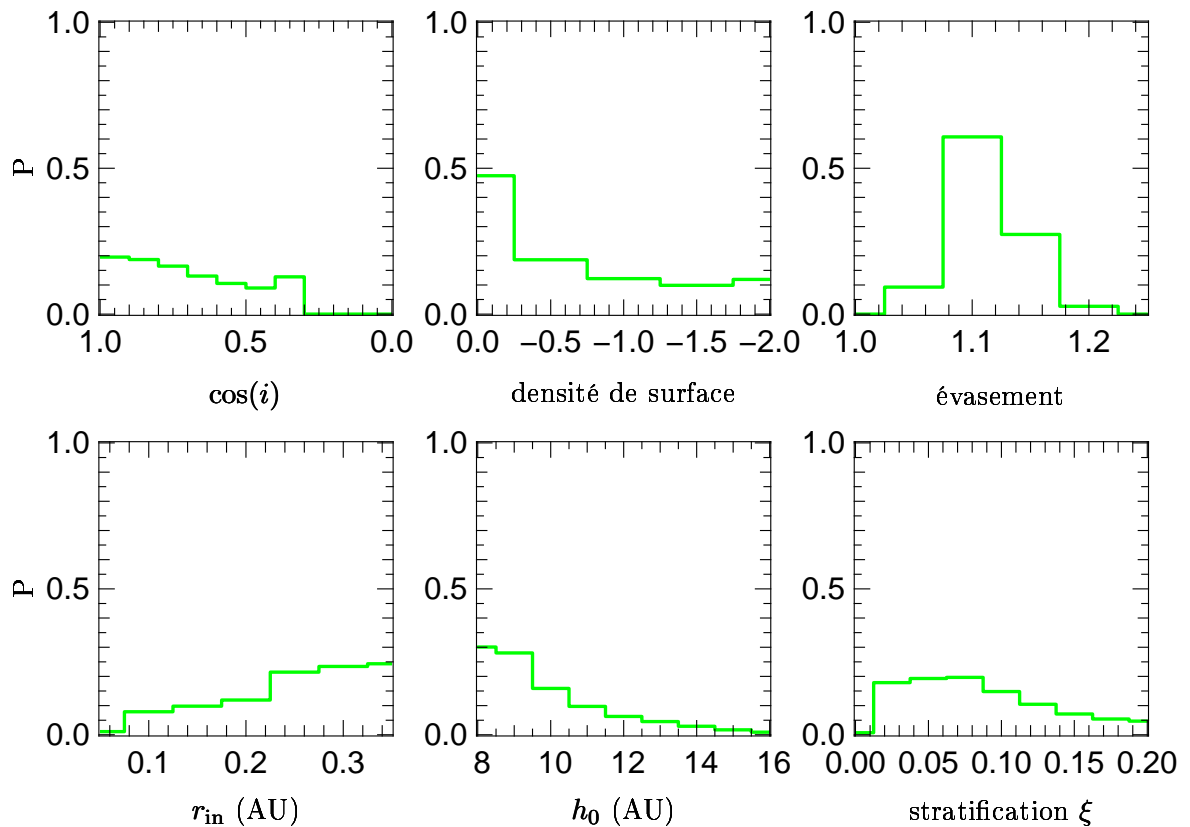


Figure 3.6 – Courbes de probabilité des différents paramètres pour la SED.

est *exclue*, avec une probabilité de $7 \cdot 10^{-3}$. La probabilité est globalement constante entre 0.05 et 0.10 puis diminue, ce qui indique que 0.10 pourrait être une valeur maximale.

Cette sédimentation semble confirmée par l'échelle de hauteur, qui a une probabilité plus élevée vers les valeurs inférieures à 10 AU, qui correspond à l'échelle de hauteur calculée en supposant l'équilibre hydrostatique, si l'étoile a une masse solaire⁴.

Sur la figure 3.7, sont reportées les probabilités précédemment décrites (en tirets) et la probabilité totale en prenant en compte simultanément les images et la SED. Les comportements que nous avons décrits précédemment sont retrouvés et amplifiés, en particulier pour l'inclinaison, l'échelle de hauteur et la stratification.

Les résultats présentés ici restent préliminaires. L'espace des paramètres explorés doit être agrandi, en particulier pour l'échelle de hauteur et le bord interne. Mais déjà les tendances sortent et la complémentarité des différentes observations est bien mise en évidence. Par exemple, l'indice d'évasement doit avoir une valeur supérieure à 1 d'après les images en lumière diffusée afin d'intercepter la lumière de l'étoile à grands rayons mais sa valeur exacte n'est pas très importante. Pour la SED, cet indice joue sur la pente dans l'infrarouge moyen. Seul un intervalle bien défini est autorisé et nous obtenons au final d'importantes contraintes sur ce paramètre.

Les paramètres du meilleur modèle ($i = 50^\circ$, $\alpha = -1.0$, $\beta = 1.1$, $r_{\text{in}} = 0.25$ AU, $h_0 = 8$ AU, $\xi = 0.05$) correspondent à ceux auxquels l'analyse bayésienne donne de fortes probabilités. Sur la figure 3.8 est présentée la SED de ce modèle. Elle est en très bon accord avec les observations et reproduit bien à la fois les raies de silicates (panneau de droite) et le flux millimétrique.

⁴Le choix de l'intervalle de valeurs explorées pour l'échelle avait été réalisé en se basant sur les flux IRAS, alors que nous ne disposions pas des flux MIPSSED. La valeur importante des mesures IRAS nous avait alors poussé à étudier des échelles de hauteur élevées.

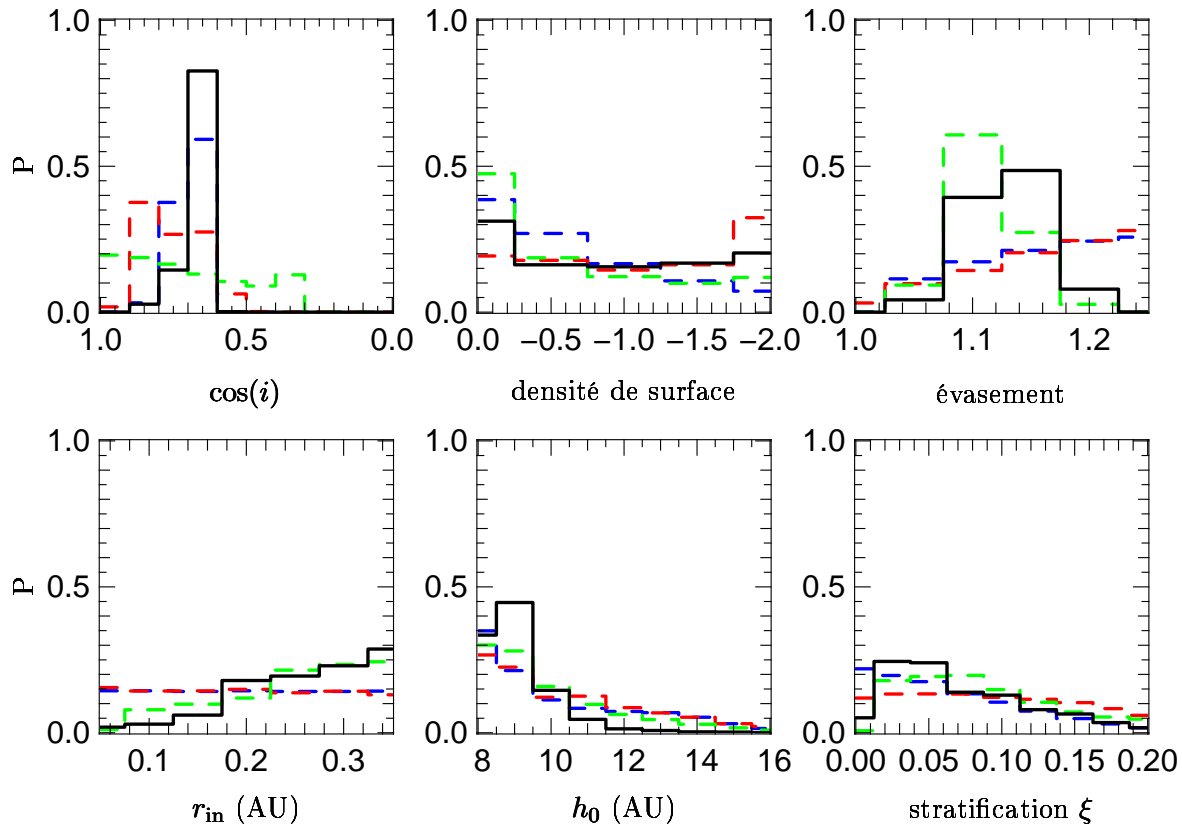


Figure 3.7 – Courbes de probabilité des différents paramètres pour les images en lumière diffusée et la SED simultanément (ligne pleine noire). Sont également tracées en tirets, les courbes de probabilités pour les images, à $0.6 \mu\text{m}$ (bleu), à $1.6 \mu\text{m}$ (rouge) et pour la SED (vert).

La raie à $20 \mu\text{m}$ est reproduite de manière globale et la forme n'est pas exactement identique à celle des observations. Cela est dû à des propriétés de grains qui sont probablement un peu différentes de celles que nous avons utilisées. Un point à 3.3mm avec un flux de 12mJy , obtenu à l'aide du SMA (David Lommen, communication privée) a été ajouté sur la SED. Les modèles n'ont pas été calculés à cette longueur d'onde et ce point n'a pas été utilisé pour l'ajustement. Le comportement de la SED dans ce régime de longueur d'onde est linéaire et on constate qu'il sera très probablement bien reproduit par notre modèle. Ce point renforce notre argumentation précédente sur la présence de grains millimétriques. En effet, l'indice spectral est très sensible à la taille des grains et on peut voir, par exemple sur la figure 3.3 (panneau de gauche) que des grains sous-microniques produiraient une pente trop importante.

Les images synthétiques du meilleur modèle sont comparées avec les observations (Figure 3.9). La forme générale est bien reproduite aux deux longueurs d'onde, avec la bonne courbure du disque et une épaisseur de la bande sombre en bon accord avec les observations. Aux deux longueurs d'onde, nous obtenons cependant un contraste face avant sur face arrière trop faible, mais comme nous l'avons souligné, la mesure est délicate dans les observations car la face arrière est très proche du fond de ciel et cette mesure peut être perturbée par des défauts de soustraction de PSF.

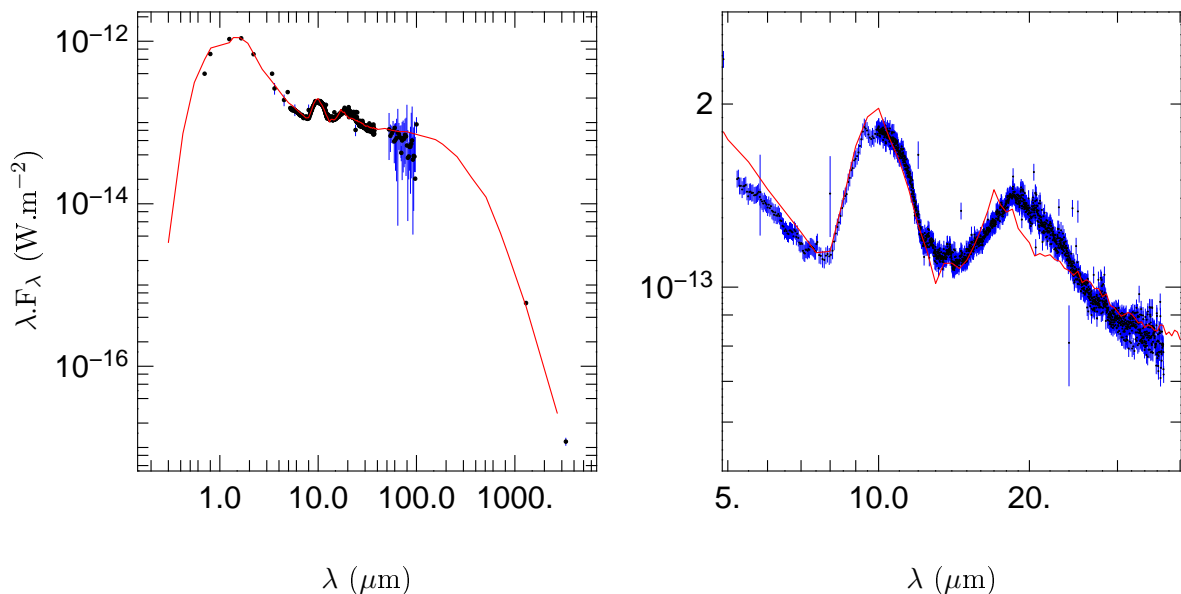


Figure 3.8 – SED du meilleur modèle superposée aux points d’observation. Le panneau de droite zoome sur les raies de silicates.

3.2.6 Discussion

L’étude de la SED d’IM Lup, en particulier les raies de silicates, qui indiquent la présence de grains microniques dans des régions optiquement minces, et les flux et indice spectral millimétriques qui mettent en évidence l’existence de grains de l’ordre du millimètre dans le disque, pointe vers une structure de disque stratifiée avec des gros grains dans les zones centrales et des petits à la surface du disque. Cette surface où se trouvent les petits grains reste cependant difficile à définir précisément.

Nous avons exploré, dans les pages précédentes, une structure où la stratification est uniquement verticale et identique quel que soit le rayon. Ce modèle permet de bien reproduire les différentes observations : la SED et les images en lumière diffusée à deux longueurs d’onde. Une analyse en terme de maximum de vraisemblance, nous permet de contraindre de manière *quantitative* certains paramètres : l’inclinaison, l’indice d’évasement, l’échelle de hauteur et le degré de sédimentation. En particulier, l’analyse de la SED exclut les modèles sans stratification. Cette stratification est probablement causée par une sédimentation des grains vers le plan médian comme le montrent les contraintes sur l’échelle de hauteur qui indiquent qu’elle est plus faible que l’échelle du gaz, calculée en supposant l’équilibre hydrostatique.

L’émission des silicates provient des parties internes du disque : 90 % de l’émission à 10 et 20 μm est émise à des rayons inférieurs à 1 et 10 AU respectivement. Si la SED nous donne de fortes indications sur la présence de sédimentation dans les zones centrales du disque, nous avons relativement peu d’information sur ce processus dans les zones externes. Les flux MIPSSSED, relativement faibles comparativement à l’émission dans l’infrarouge moyen semblent suggérer que le disque intercepte une fraction relativement faible de la lumière comme c’est le cas en présence de sédimentation (Dullemond & Dominik 2004b) mais les barres d’erreur sont importantes et ne nous permettent pas de conclure.

Les images en lumière diffusée, qui sondent également les zones externes du disque, peuvent nous apporter des éléments de réponse. Les courbes de probabilités obtenues en ajustant les images indiquent que l’échelle de hauteur du disque est relativement faible, en accord avec une éventuelle sédimentation dans les zones externes. Cette faible échelle de hauteur peut également être causée par une baisse de l’opacité dans le domaine visible (qui a pour

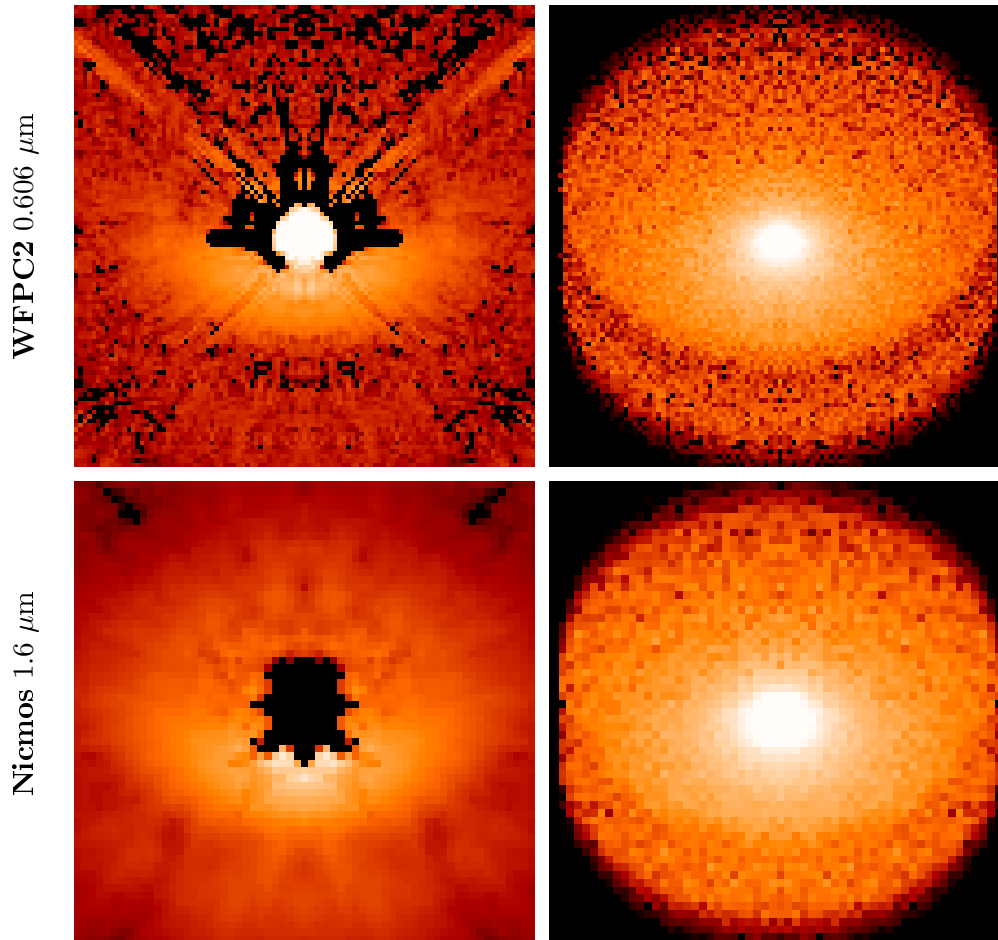


Figure 3.9 – Images en lumière diffusée du meilleur modèle (à droite) comparées aux observations (à gauche). La ligne du haut correspond aux images à $0.606 \mu\text{m}$ et la ligne du bas à celles à $1.6 \mu\text{m}$. Les images synthétiques n’ont pas été convoluées, dans cette figure, afin de ne pas dégrader le contraste.

conséquence de faire descendre la surface $\tau = 1$ que l’on observe en lumière diffusée), par exemple parce que les grains auraient grossi et atteint des tailles de quelques dizaines de microns.

Dans tous les cas, le disque d’IM Lup est très probablement entré dans les premières phases des processus de formation planétaire : de grains de plusieurs ordres de grandeur plus grands que ceux du milieu interstellaire sont présents dans le disque, et le disque est très probablement sédimenté, au moins dans ses parties centrales mais potentiellement aussi dans les zones plus externes.

Nos modèles indiquent une masse de poussière importante dans le disque, $M = 10^{-3} M_{\odot}$. Cela a des implications à deux niveaux. D’une part, cette masse est intrigante du fait de la faiblesse de la raie $H\alpha$, qui suggère un faible taux d’accrétion. D’autre part, en considérant une masse probable de $\approx 1 M_{\odot}$ et un rapport gaz sur poussière de l’ordre de 100, le rapport masse du disque sur masse de l’étoile est ≈ 0.1 . Le disque est proche de l’instabilité gravitationnelle et des planètes pourraient éventuellement se former suivant ce processus.

Les prochaines étapes sont donc toutes tracées. D’un point de vue de la modélisation, il faut élargir l’espace des paramètres explorés, en particulier pour obtenir un intervalle de validité pour l’échelle de hauteur et le bord interne. Une cartographie radio a été obtenue

à l'aide du SMA, et des mesures dans les raies de CO sont disponibles. Une collaboration a été initiée avec E. van Dishoeck et M. Hogerheije (Leiden Observatory), pour modéliser ces observations à partir des structures en densité et en température déduites de nos analyses. Cet élargissement à de nouvelles observations devrait permettre de contraindre plus encore les propriétés du disque.

Les travaux présentés dans cette section feront l'objet d'une publication prochaine (Pinte et al., 2007, en cours d'écriture), en collaboration avec le GTO HST et le programme *c2d* de *Spitzer*.

3.3 IRAS 04158+2805

Le processus de formation des étoiles de très faible masse et des objets sub-stellaire ou naines brunes n'est pas encore très clair. Les deux principaux mécanismes évoqués sont (i) l'effondrement gravitationnel d'un cœur pre-stellaire peu massif, c'est-à-dire un processus similaire à la formation des étoiles de masses solaires mais à une échelle de masse réduite, et (ii) la formation par éjection d'un embryon protostellaire depuis un système multiple; l'embryon, alors privé de son réservoir de matière, n'aura plus la possibilité d'accréter et donnera naissance à une étoile de très faible masse ou une naine brune et non pas une étoile de masse solaire. L'étude de l'environnement de ces objets peut apporter des indices permettant de discriminer entre ces différents processus de formation. Dans le premier scénario, on s'attend à ce qu'ils arborent des disques aux propriétés similaires à celles des disques entourant les étoiles T Tauri. À l'inverse, si le mécanisme d'éjection est dominant, les disques d'accrétion peuvent être tronqués dans leurs zones externes et présenter un déficit d'émission dans le domaine millimétrique.

IRAS 04158+2805 est une étoile de faible masse, proche de la limite substellaire, avec un type spectral M5. L'étoile est entourée de matière circumstellaire jusqu'à une distance stellocentrique de l'ordre de 1000 AU. La taille de cet environnement circumstellaire est exceptionnelle et très étonnante, en particulier autour d'une étoile de faible masse. Déterminer la nature de cet environnement, ainsi que son stade évolutif, est fondamental pour comprendre le processus de formation de l'étoile. Nous nous proposons ici de tester si un modèle de disque *seul*, c'est-à-dire sans la présence d'une enveloppe, peut expliquer les images en lumière diffusée, carte de polarisation et SED.

3.3.1 Modélisation et analyses

Les résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet d'un article recommandé pour publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

Multiwavelength studies of the gas and dust disk of IRAS 04158+2805 [★]

A. M. Glauser¹, F. Ménard², C. Pinte², G. Duchêne², M. Güdel¹, J.-L. Monin², and D. L. Padgett³

¹ Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

² Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, CNRS/UJF UMR 5571, BP 53, F-38041 Grenoble cedex 9, France

³ Caltech-JPL/IPAC, Mail Code 100-22, Pasadena, CA 91125

Received ... / Accepted ...

ABSTRACT

We present a study of the circumstellar environment of IRAS 04158+2805 based on multi-wavelength observations and models. Images in the optical and near-infrared, polarisation map in the optical, and mid-infrared spectra were obtained with VLT-FORS1, CFHT-IR and SPITZER-IRS. Additionally we use an X-ray spectrum observed with Chandra. We interpret the observations in terms of a central star surrounded by an axisymmetric circumstellar disk, but without an envelope, to test the validity of this simple geometry. We estimate the structural properties of the disk and its gas and dust content. We model the dust disk with a 3D continuum radiative transfer code, MCFOST, based on a Monte-Carlo method which provides synthetic scattered light images and polarisation maps as well as spectral energy distributions. We find that the disk images and spectral energy distribution narrowly constrain many of the disk model parameters, such as a total dust mass of $1.0 - 1.75 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ and an inclination of $62 - 63^{\circ}$. The maximum grain size required to fit all available data is of the order of $1.6 - 2.8 \mu\text{m}$ although the upper end of this range is loosely constrained. The observed optical polarisation map is well reproduced by the same disk model, suggesting that the geometry we find is adequate and the optical properties are representative of the visible dust content. We compare the inferred dust column density to the gas column density derived from the X-ray spectrum and find a gas-to-dust ratio of 220^{+170}_{-150} along the line of sight which is consistent with the ISM value (i.e. 100). To our knowledge, this measurement is the first to directly compare dust and gas column densities in a protoplanetary disk.

Key words. stars: circumstellar matter – stars: pre-main-sequence – stars: individual: IRAS 04158+2805 – stars: formation – stars: protoplanetary disks

1. Introduction

Accretion disks are key elements in star and planet formation scenarios. They provide the material for accretion leading to star and planet building, they provide the energy and material for launching jets, and they are the medium through which angular momentum is transported away. Knowing their geometrical and physical properties is of great importance to understand these processes and their evolution.

Large surveys have been performed to search for disks around young solar-like stars (e.g., Stapelfeldt et al. 2003, Schneider et al. 2005), the so-called T Tauri stars. A few tens of disks have been imaged and for many of them,

Send offprint requests to: A. M. Glauser, e-mail: adrian.glauser@psi.ch

[★] Based on data collected at the Canada-France-Hawaii Telescope. The CFHT corporation is funded by the governments of Canada and France, and by the University of Hawaii. Based also on data collected at ESO/VLT during observation program 68-C.0171.

images are available over a broadening wavelength range, enabling better studies of the disk properties.

However, the properties of disks around more massive stars and, of concern here, around the lower-mass late M dwarfs and brown dwarfs remain poorly known as images for these disks are still extremely rare (for stars) or do not exist yet (for brown dwarfs). As a consequence, our knowledge of the circumstellar environment of these objects is based solely on SED fitting.

In this paper we present a study of IRAS 04158+2805, a low-mass star located near the substellar boundary. We model optical and near-infrared (NIR) images, the spectral energy distribution, and an I-band polarisation map with a single disk model to refine our understanding of that source. This simultaneous fitting of SED and images allows to comfort the idea that IRAS 04158+2805 is indeed encircled by a circumstellar disk. The models refine the disk parameters previously estimated by Ménard et al. (2006).

IRAS 04158+2805 was classified as M5 by Ménard et al. (2006), although other classifications such as M3 and M1 exist (Kenyon et al. 1998; Luhman & Rieke 1998, respectively). It is located at a distance of 140pc, in the L1495 East dark cloud, which is part of the Taurus molecular cloud complex. It is surrounded by an extended reflection nebulosity seen in scattered light. It propels a well collimated, ionised atomic jet seen in H_{α} that extends at least out to 60 arcsec to the North. The object is probably located in the foreground of the large reflection nebulosity illuminated by V892 Tau, one of the rare Herbig Ae stars of the Taurus cloud, because the equatorial plane of the disk of IRAS 04158+2805 appears in silhouette over the reflection nebulosity. This is the only such case in Taurus to our knowledge.

Ménard et al. (2006) showed that its reflection nebulosity can be fitted by a circumstellar disk with a large external radius ($R_{out} = 1120$ AU), inclined at approximately 69 degrees to the line-of-sight. In this paper we further explore the validity of this simple model. The large size of the supposed disk is intriguing, especially around a star of such a low mass. By fitting images over a larger wavelength range and by fitting a linear polarisation map as well as a spectral energy distribution, we aim to verify how far the appearance and properties of its circumstellar environment can be explained in terms of a simple star and disk model, without the need to invoke a larger envelope. The paper is organised as follows. Section 2 presents the observations which are further discussed in section 3. In section 4, we discuss the modelling of the dust disk. We estimate the structural model parameters of the circumstellar disk and we discuss the quality and the uniqueness of the solution found in section 5. We present our conclusions in section 6.

2. Observations and data reduction

2.1. Optical imaging and polarimetry

2.1.1. Observations

IRAS 04158+2805 was observed on December 12, 2001 in the I-band with the FORS1/IPOL instrument. The weather conditions were good and the seeing was measured between $0''.9$ and $1''$ over the observation period. The total field of view (FOV) of FORS1/IPOL is $6'.8 \times 6'.8$ in the Standard Resolution mode with a focal scale of $0''.2/\text{pixel}$. Polarimetry was performed by inserting a Wollaston prism in the beam. The prism splits the incident light beam into two separate beams of orthogonal polarisation states, the so-called ordinary (*o*) and extraordinary (*e*) beams. A stepped half-wave plate retarder was placed at the entrance of the incident beam and was rotated by steps of 22.5 degrees. The separation of the two *o*- and *e*- beams on the CCD is performed by the Wollaston prism and overlap of the two beams is avoided by inserting a 9-slit focal mask. Each slit in the mask provided a $\sim 20'' \times 6'.8$ FOV. For each position of the rotating retarder

plate, an image was recorded. The images were then combined to yield the Stokes parameters I, Q and U. Circular polarisation was not measured. For IRAS 04158+2805 images were recorded at 8 retarder positions with an integration time of 3 minutes per frame.

2.1.2. Data reduction pipeline

A dedicated data reduction pipeline was written using NOAO/IRAF (see, e.g., Monin et al. 2006). The images are first corrected for bias and bad pixels, and then flat-fielded. In the next step, the images went through a polarisation extraction routine in which the normalised flux difference between the ordinary and extraordinary images is calculated for every pixel of the image, and a Fourier series was computed to derive the Stokes parameter I, Q and U^1 . The errors were estimated using two independent methods: first, from the photon noise on the *e*- and *o*-beams separately, and then propagating the errors in the calculations of Q, U, P and Θ ; second, by measuring the standard deviation on the 8 images from the half-wave plate rotation. Both methods gave consistent results, of order 0.3%. The final intensity map is presented in Figs. 1 and 5 and the polarisation map in Fig. 7.

2.1.3. Instrumental polarisation

We have carefully estimated the instrumental polarisation at the center of the FORS1 field by measuring nearby (i.e., high proper motion) unpolarised targets. We have observed GJ 781.1 and GJ 2147, two high proper motion stars. Because the immediate solar neighbourhood is remarkably devoid of dust (e.g., Leroy 1993, 1999) the interstellar polarisation of nearby stars can be considered null. The average of 4 measurements on both GJ objects gives $P_{inst} = 0.02\% \pm 0.03\%$. We therefore believe that FORS1/IPOL instrumental polarisation is very low on-axis, well below 0.1% at the center of the field, and we did not attempt to remove it from the measurements.

On the other hand, Patat & Romaniello (2005) have shown that FORS1 presents a spatially variable instrumental polarisation component. This component follows a radial pattern with an intensity scaling as $0.06 r^2$ (in % if r is in arcmin), ranging from 0.1% in the central region, one arcmin in radius, to 1% at the edge of the FOV. First, the absolute value of the instrumental polarisation is small (0.23% at the position of the source) compared to the observed polarisation of IRAS 04158+2805 which is always larger than 3%. Second, the source is small compared to the FOV, we decided to neglect the spatial variation of the instrumental polarisation on the FORS1 detector because it does not vary significantly across the object.

¹ See the FORS user manual at <http://www.eso.org>. The polarisation level, P , is obtained by calculating $P = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$ and the position angle, Θ , by calculating $\Theta = 1/2 \arctan(U/Q)$.

2.2. Near-infrared imaging

On October 29 and 30, 2001, we used the near-infrared CFHT-IR camera (Starr et al. 2000) at the Canada-France-Hawaii Telescope to obtain H - and K -band images of IRAS 04158+2805 with a pixel scale of $0''.211/\text{pixel}$ and a total FOV of $3''.6$. Conditions were non-photometric and the seeing during the observations was $0''.65$ at K -band and $0''.9$ at H -band, as measured from the average FWHM of several unresolved point sources located in the FOV. With each filter, two series of 10 jittered images were obtained in separate sets. Each set of images was first reduced as an independent dataset in the following manner. All images were median-combined to create a sky frame, which was subtracted from each image. The images were then flat-fielded, registered based on the location of a bright point source in the field and median-combined. The two independent images per filter resulting from this procedure were then averaged together to produce the final images presented in Figs. 1 and 5.

2.3. Mid-infrared spectroscopy

We use archival data of the SPITZER Infrared Spectrograph (IRS, see, e.g., Houck et al. 2004) observation from March 4, 2004 (program request 3534848) which was done in the spectral mapping mode with the two low resolution channels: Short-Low (SL; $5.2\text{--}14\ \mu\text{m}$, $\lambda/\Delta\lambda \sim 90$) and Long-Low (LL; $14\text{--}38\ \mu\text{m}$, $\lambda/\Delta\lambda \sim 90$). The mapping mode (3 exposures across the target for each slit and 2 nodding positions each) was chosen due to the small mispointing of SPITZER in the early mission. Therefore, the flux of the object is separated in two or three observations. To recover the photometric information, all three parallel exposures were summed for the SL while the overlap of the FOV of the LL-slit is such that the full flux is extractable by summing the first and last exposures.

We used the final products from the Spitzer Science Center's IRS data-reduction pipeline (post-BCD). To allow a background subtraction the two nodding observations were used to subtract them from each other. The data extraction was done with the Spitzer IRS Customer Extractor software (SPICE) provided by the Spitzer Science Center.

2.4. X-ray spectroscopy

IRAS 04158+2805 was serendipitously observed by the Chandra X-ray Observatory in a field pointing at the L1495 East dark cloud around V410 Tauri. The observation was performed with ACIS-S on March 7, 2002 between 6:16 UT and 11:45 UT, with a useful total exposure time of approximately 17700 s. IRAS 04158+2805 was located $11''.6$ off-axis on the ACIS-S chip S1. This resulted in a rather distorted, extended point spread function (PSF) with considerable background contributions.

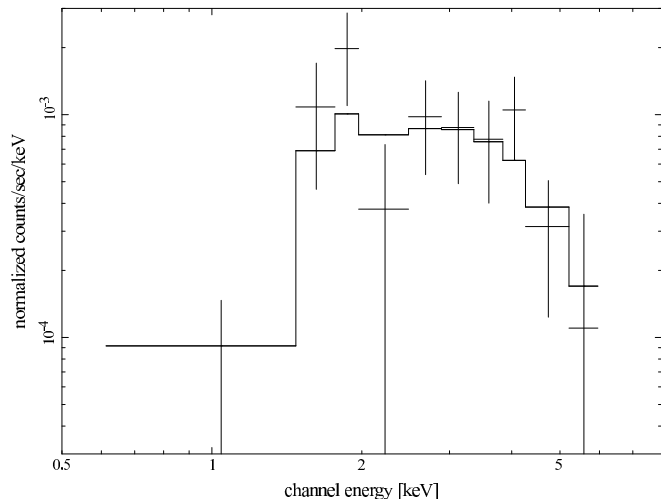


Fig. 2. X-Ray spectrum of IRAS04158+2805 observed with Chandra

The data were, however, sufficiently clean to extract a useful spectrum (see Fig. 2).

We reduced all ACIS-S data using standard analysis techniques following the Chandra CIAO Science Threads². Specifically, we flagged bad pixels, applied CCD charge transfer inefficiency corrections to create a so-called level2 events file. We extracted source counts from a circular area with a radius of $27''.6$ around the source. To define a background spectrum, a source-free circular area with a radius of $98''.4$ was extracted from the same chip. The counts were binned into a source and a background spectrum. Appropriate responses were created using the *mkrmf* task, and the ancillary file was obtained from *mkarf*.

3. Results

3.1. Imaging

Contour plots of IRAS 04158+2805 at I-, H- and K-bands are presented in Fig. 1. Observations in the $H\alpha$ -, R-, and z-bands were described by Ménard et al. (2006). In the I-band, the object shows a bipolar reflection nebula geometry. The dark lane, tracing the equatorial plane, is seen in absorption over the background light. It separates a prominent triangular nebulosity located to the North from a low surface brightness elongated counternebula to the south. The counternebula is undetected at H- and K-bands. At these wavelengths, the triangular shape of the main nebula is still visible, but its extension decreases with increasing wavelength.

The maximum width of the northern nebula is measured to be $15''.8$, $14''.1$ and $10''.8$ at I-, H- and K-band, respectively. The northern nebula has a triangular shape whose opening angle is $\sim 130^\circ$ at all wavelengths. Finally, the distance between the peak of the two nebulae at I-band is 4.8 ± 0.2 arcsec. In Sect. 4.2, we define additional mor-

² <http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/>

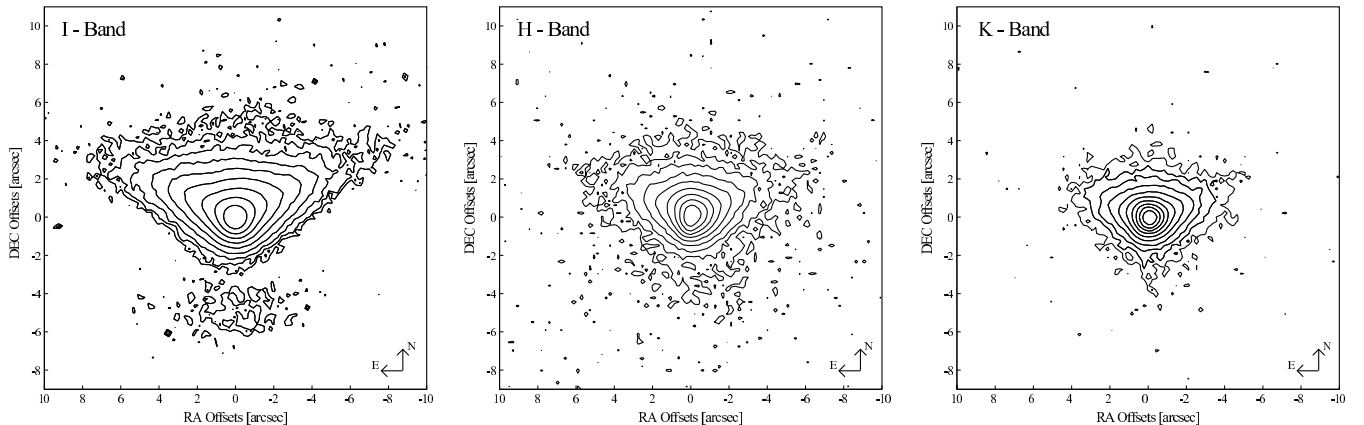


Fig. 1. *I*–, *H*– and *K*–band contour plots of IRAS 04158+2805. The contour lines are on the levels $I_{\max} \cdot 2^{-n}$ with $n = 1, \dots, 8$.

phological and photometric quantities to compare models and observations with more quantities.

3.2. Aperture photometry

To construct the spectral energy distribution of IRAS 04158+2805, we use mid-infrared IRAS flux measurements from Kenyon et al. (1990), optical and near-infrared photometry from Kenyon et al. (1990), Strom & Strom (1994) and from the 2MASS point source catalog. The 1.3mm continuum flux is from Motte & André (2001). Because IRAS 04158+2805 is extended, we suspect that the 2MASS photometry may be underestimated. To check this point, we extracted the photometry from our own near-infrared images by using three point-like sources that have 2MASS photometry and use them as photometric standards. We obtained $K = 11.04$ and $H = 12.10$ for IRAS 04158+2805, with estimated uncertainties of 0.05 mag. For the *H*-band this is 0.28 mag brighter than the 2MASS photometry and 0.13 mag for the *K*-band. While the brightness profile of IRAS 04158+2805 is peaked in the near infrared and may account for this discrepancy, we note that, from our images we find a difference of only 0.03 mag in the photometry when two apertures of $4''.2$ and $10''.6$ are used. Therefore, we attribute the difference in photometry of IRAS 04158+2804 between 2MASS and our images to intrinsic variability of the source rather than an aperture size too small in 2MASS.

3.3. Mid-infrared spectroscopy

The SPITZER-IRS spectrum shows absorption features at $\sim 10\mu\text{m}$ and $\sim 15.2\mu\text{m}$. Both can be identified as silicate-sand carbon dioxide ice (see Fig. 6). Similar features are seen for example in low-mass protostars, where the cold envelope and/or outer disk cause the absorption (e.g., Watson et al. 2004). In IRAS 04158+2805, it is interesting to note that the silicate absorption in maximum slightly short of 10 microns, around 9.5 microns. This is an indication that the silicate grains are small. It is also interesting to find CO_2 ice signatures in absorption in a

source where the disk appears to dominate the SED (see section 4.2.3), but the large inclination, nearly edge-on, probably provides the needed column density along the line of sight. However, it is beyond the scope of this paper to discuss quantitatively the IRS spectrum. We will do so in a forthcoming paper.

We extract the fluxes at $12\mu\text{m}$ and $25\mu\text{m}$ and compare with IRAS fluxes published in Kenyon et al. (1990). The difference is of the order of 0.5% at $12\mu\text{m}$ and 1.3% at $25\mu\text{m}$.

3.4. I-Band polarimetric imaging

The light from the nebulosity peak has a linear polarisation of $\sim 3\%$. Since neighbouring objects do not show a significant polarisation rate, this is an indication that the peak in the nebula is not arising from stellar photons seen directly but, instead, from scattered light. The polarisation is maximum at the corners of the triangular northern nebula and has a value between 30% and 35% (see Fig. 7).

3.5. X-rays

The Chandra ACIS X-ray spectrum of IRAS 04158+2805 is shown in Fig. 2. The spectrum was binned such that the minimum number of counts per bin was 10 before background subtraction. The total number of counts in the 0.5–6 keV range was 100, which allowed for only a rather simplistic spectral model that is, however, sufficient to derive useful estimates of the absorption column density to the X-ray source. The source spectrum is obviously very strongly absorbed, with essentially no counts detected below 1.5 keV. The X-ray source is hard enough to produce counts up to 6 keV in the observation.

We fitted the spectral data in XSPEC (Arnaud et al. 1996), using the *vapec* collisional-ionization equilibrium model and a photoelectric absorption component, the latter essentially being defined by the hydrogen column density N_H between observer and source. We first fitted the spectrum with a single thermal component, assuming that all element abundances are at 0.3 times the Solar values,

referring to the Solar abundances of Anders & Grevesse (1989). This corresponds to the elemental composition typically measured in coronae of magnetically active stars (Güdel 2004).

We found a best-fit temperature of 5.8 keV or 67 MK, and a best-fit value for N_H of $3.3_{-1.4}^{+2.2} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, where the error range refers to the 68% confidence limit. Given that the spectrum reveals only the hard end of the entire soft X-ray spectrum, the fit may be biased by fitting a hot component only. This bias may be relieved somewhat by fitting a continuous distribution of emission measures (EMD³). This EMD has a prescribed shape, as found for less-absorbed T Tauri stars. This model is described in more detail by Telleschi et al. (2006) for T Tauri stars in the Taurus molecular cloud. The EMD model essentially consists of two power laws on each side of a peak. Neither the location of the EMD peak nor the power-law slope toward higher temperatures were well constrained, but the results for N_H were robust and converged to $N_H = 3.6_{-1.0}^{+2.5} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

To summarise this two approaches, irrespective of the uncertainties in the intrinsic X-ray spectrum of IRAS 04158+2805, we find that the X-rays, which are presumably emitted in the corona surrounding the central star, are attenuated by a gas column density of $N_H \approx 3.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, with an allowable range of $(1.9 - 6.1) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

4. Modelling of the dust disk

In this section we explore the parameter space of a simple model comprising the stellar photosphere and a power-law disk to explain the observations of IRAS 04158+2805 and its associated reflection nebulosity.

4.1. Modelling technique

Synthetic images, polarisation maps and spectral energy distributions are computed using MCFOST, a 3D radiative transfer code based on the Monte-Carlo method. MCFOST is described in details in Pinte et al. (2006). MCFOST solves the full polarised radiative transfer in dusty environment. It includes multiple scattering, passive heating of the dust disk and thermal re-emission by the dust to produce synthetic images in all four Stokes parameters at any wavelength, as well as SEDs. The dust temperature, the same for all grain sizes, is calculated assuming local thermal equilibrium.

4.1.1. System geometry

We consider a flared density structure with a Gaussian vertical profile $\rho(r, z) = \rho_0(r) \exp(-z^2/2h(r)^2)$, valid for a well-mixed vertically isothermal, hydrostatic, non-self-gravitating disk. We use power-law distributions for the

surface density $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^\alpha$ and for the scale height $h(r) = h_0 (r/r_0)^\beta$ where r is the radial coordinate in the equatorial plane and h_0 is the scale height at the radius $r_0 = 50 \text{ AU}$. The disk extends from an inner cylindrical radius R_{in} to an outer limit R_{out} . The central star is represented by a point-like, isotropic source of photons.

4.1.2. Dust properties

We consider homogeneous spherical grains and we use the dielectric constants described by Mathis & Whiffen (1989) in their model A, which accounts for the interstellar extinction law. Grain sizes are distributed according to a power-law $n(a) \propto a^{-3.7}$ with a_{min} and a_{max} being the minimum and maximum grain radii. The interstellar values from Mathis & Whiffen (1989) are $a_{\text{min}} = 0.005 \mu\text{m}$ and $a_{\text{max}} = 0.9 \mu\text{m}$. The mean grain density is 0.5 g cm^{-3} as a consequence of the high porosity (80%) of the grains. In this work, a_{max} is considered as a free model parameter to fit for. Extinction and scattering opacities, scattering phase functions and Mueller matrices are calculated using Mie theory. The dust and gas are assumed to be perfectly mixed and the grain properties are taken to be independent of position within the disk.

4.2. Data fitting

In the process of extracting the disk geometric parameters from the observations, we first attempt to fit the I-, H- and K-band images simultaneously with a single disk model. This is presented in 4.2.1. We use a_{max} , $m_{\text{dust disk}}$, β , α and the inclination as free model parameters. Ménard et al. (2006) used the observation of the dust layer absorbing the background nebulosity in the R-band to determine the disk diameters. We will use these values ($R_{\text{out}}=1120\text{AU}$, $R_{\text{in}}=0.5\text{AU}$) as fixed since the observation in I-, H- and K-bands are less sensitive to this behaviour and show a smaller radius. Since we do not implement background illumination into our model, the appearance of the dark lane and the counternebula is expected to be slightly different in the model.

We have computed about 12000 models covering a large range of the free parameters. A handful of viable solutions remain after the image-fitting process (in sec. 4.2.2). We explore the relative merits of these few solutions by calculating their respective SEDs (in sec. 4.2.3), and I-band polarisation map (in sec. 4.2.5) for comparison with the data.

4.2.1. Image processing and extraction of observables

To permit a direct comparison of the observed and modelled images, observational effects must be added to the model images. The pixel size of the model output is therefore chosen to match the scale of the observation ($0''.200/\text{pixel}$ in the optical, $0''.211/\text{pixel}$ in NIR). The model images must be convolved with the observed PSF

³ EMD is defined as $\text{EMD} = n_e n_H V$, where n_e, n_H are electron and hydrogen densities, respectively, and V is the volume.

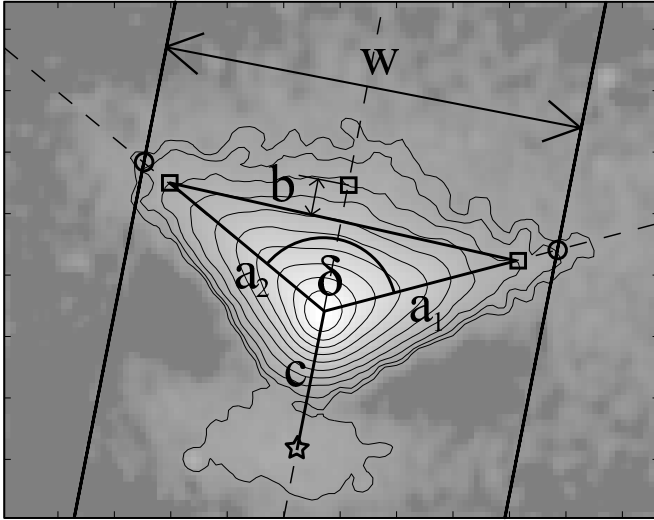


Fig. 3. Definition of geometrical observables w, a, b, c and δ . The contour lines are shown for the levels $I_{\max} \cdot 2^{-n}$ $n = 1 \dots 10$. The two ridges and the symmetry axis are drawn as dashed lines while the intersection points with the contour lines are shown for different levels as squares ($I = I_{\max} \cdot 2^{-8}$), circles ($I = \text{noise level}$). The counternebula peak is shown as a star.

and scaled to the same peak value as the observed images which allows an addition of Poisson and background noise to yield the same signal-to-noise ratio.

Having two comparable images, it is now possible to quantitatively compare the model and observed images. To avoid potential biases induced by asymmetries in the disk structure and the ignorance of the background illumination of the object and to circumvent the intrinsically noisy nature of Monte Carlo images, we decided to use a “quality metric” based on geometrical observables of the nebula rather than an image-wide pixel-to-pixel goodness-of-fit estimate. These observables, which are detailed below and illustrated in Fig. 3 are chosen to describe the width of the nebula, its triangular shape and the counternebula behaviour relative to the northern nebula. They are extracted with the same routines in the observed and modelled images, after further smoothing the images with a gaussian (width $\sigma = 1$ pixel).

We first define the outer “ridges” of the triangular nebula. The ridges, the lines labelled a_1 and a_2 in Fig. 3, are found by taking those points with the maximum distance from the brightness peak for each contour with the levels $I_c = I_{\max} \cdot 2^{-n}$ with $n = 1, 2, \dots$ down to the background noise level. We define the ridges by fitting a straight line

through these points and measure the opening angle δ between the two ridges. The symmetry axis of the nebula corresponds to their bisecting line.

The width of the nebula is defined as the distance w between the two intersection points of the ridges with the contour at the level of a signal-to-noise ratio equal to 1 (shown in Fig. 3 as circles).

The next observable describes quantitatively whether the nebula looks triangular or round. This observable, which we call the triangularity, t , is determined for each contour level. In Fig. 3 an example is shown for the contour level $n = 8$. The two ridges and the symmetry axis are intersected with the contour line (shown as squares in the figure). The distance between the intersection point of the symmetry axis with the contour line and the triangle spanned by the peak and the two intersection points of the contour line with the ridges is called b . The triangularity is then defined as

$$t = \frac{b}{a(1 - \cos(\delta/2))} \quad (1)$$

where a is the average of a_1 and a_2 . This parametrisation has been chosen to describe a perfectly triangular nebula for $t = 0$ and a perfect circle for $t = 1$. For the model-to-data comparison, we fitted the most triangular contour line, which describes best the shape of the outer nebula.

Finally, the counternebula is described by the peak-to-peak distance c , and the contrast is defined as the ratio between the maximum brightness of the nebula and the counternebula.

4.2.2. Image fitting

For a given set of free model parameters (α, β, \dots), we use the following quality metric to estimate whether the model actually reproduces the three images of the object. This metric is a pseudo- χ^2 , defined as follows:

$$f^2 = \sum_{\lambda, i} \frac{(o_{i, \lambda}^{\text{model}} - o_{i, \lambda}^{\text{obs}})^2}{w_{i, \lambda}} \cdot g_{i, \lambda} \quad (2)$$

where $o_{i, \lambda}^{\text{model}}$ and $o_{i, \lambda}^{\text{obs}}$ are the observables with index i (i.e. w, t, c, δ , contrast) for a given photometric band λ (I, H, K) of the model image and observation image, respectively. The normalisation with $w_{i, \lambda}$, which is determined by the standard deviation $\text{std}((o_{i, \lambda}^{\text{model}} - o_{i, \lambda}^{\text{obs}})^2)$ over the whole explored model parameter space, allows an equitable comparison of different quantities. Additionally, each observable is weighted with $g_{i, \lambda}$. These weights were fine-tuned by hand to equalise the influence of each individual parameter. The weights are listed in Tab. 1.

The exploration of the parameter space was performed iteratively. We first ran a series of models with only 2 variable model parameters. Once the best model in the series was identified, we fixed these model parameters and created a new series by varying two other parameters, and so on. In total, we run about 12000 independent models, with model parameters spanning ranges listed in the

Table 1. Weights $g_{i,\lambda}$ of the pseudo- χ^2 function (2)

	δ	w	t	c	Contrast
I	1/9	3/9	3/9	1/9	1/9
H	1/7	3/7	3/7	0	0
K	1/7	3/7	3/7	0	0

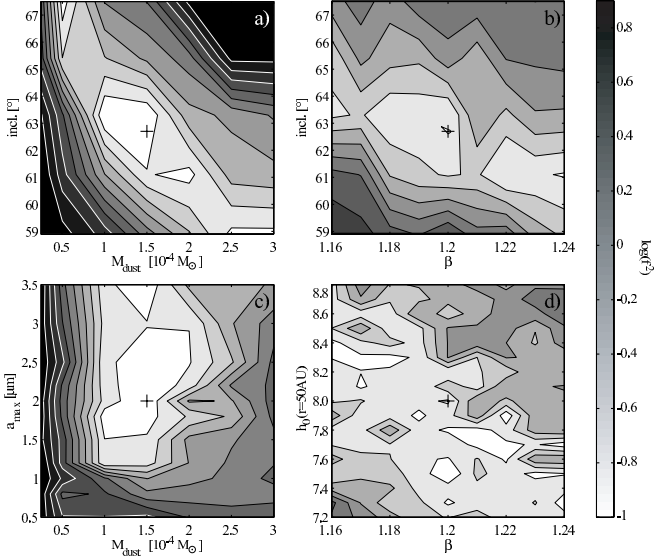


Fig. 4. Examples of projections of f^2 (eqn. 2) to different model parameter plains. The contour is plotted in a logarithmic scale. White areas correspond to minimal values of f^2 . The colour range is for all four plots identical. The black cross shows the location of the free parameters of the best model, after the SED fitting.

second column of Tab. 2. Among all these models, only two provided good fits simultaneously to the images of IRAS 04158+2805. In addition, we note that fitting the images at each wavelength independently leads to models of similar parameters and quality. The combination of all images in a single fit allowing, however, to narrow down the list of possible good models.

Fig. 4 shows the map of f^2 as a function of pairs of free model parameters: Dust disk mass vs. inclination (4a), flaring coefficient β vs. inclination (4b), dust disk mass vs. maximum grain size (4c), β vs. scale height h_0 (4d). These plots demonstrate the complexity of the search for the minimum since some model parameters are strongly correlated (shown, e.g., in Fig. 4a and b) or show numerous local minima (e.g., Fig. 4d). While Fig. 4c implies a smooth topology for the M_{dust} vs. a_{max} plane, the minimum found at $M_{dust} = 1.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ and $a_{max} = 2 \mu m$ is only valid for the inclination of $i = 63^{\circ}$. At an inclination of $i = 61^{\circ}$ we find a minimum with a similar goodness-of-fit with $M_{dust} = 2.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ and $a_{max} = 2.5 \mu m$. This implies that we cannot find a unique best model by fitting images only. The synthetic images for our best-fitting model, found after the SED fitting process, is presented in Fig. 5 alongside the observed images.

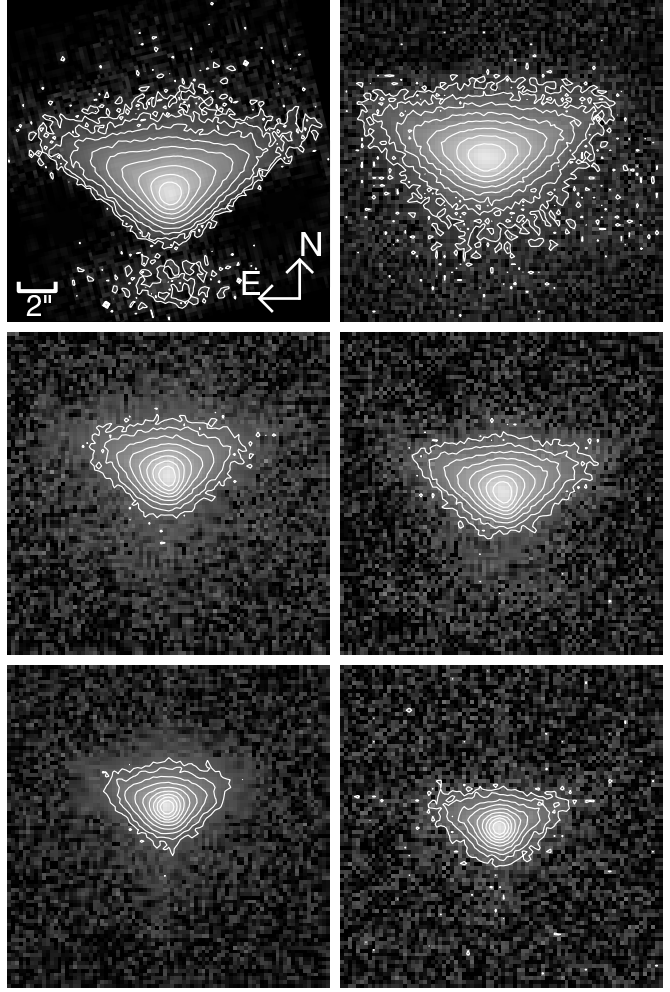


Fig. 5. Comparison between observations (left) and best fitting model (right, see Tab. 2) in I-band (top), H-band (middle) and K-band (bottom).

We estimated the valid model parameter range by using one good-fitting parameter set and changed only one parameter until the f^2 function showed a significant increase or until an eyeball comparison could clearly detect an unsatisfying model. This method does not include an estimation of the general solution range but gives an impression of the validity of the free model parameters at a certain minimum of f^2 .

Additionally we had to set an artificial upper limit for the valid range of a_{max} : Fig. 4c shows a valley for $M_{dust} = 1.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ and $a_{max} \geq 2 \mu m$. This is a consequence of comparing the modelled with the observed images only up to the K-band. Therefore, we are only mildly sensitive to bigger grains.

Fitting the images for each wavelength individually delivers only very small variations in a_{max} and disk mass and is consistent with the multi-wavelength solution within the valid model parameter range.

4.2.3. SED fitting

To refine the model selection we fit the SED. The modelled SED includes photospheric emission, scattered light and thermal emission by assuming passive heating of the dust in the disk (Pinte et al. 2006). We use a 3000K spectrum from Baraffe et al. (1998) in agreement with a spectral type of M5, as observed by Ménard et al. (2006). For each of the two best image-fitting models there are only 2 extra free parameters to the SED fitting: the value of foreground extinction A_V and the bolometric luminosity of the central source. The latter is a free parameter since we do not see the source directly.

It turns out that only one model is a simultaneous good fit to the images and to the SED. We consider it our best model in the following (see third column of Tab. 2). The SED for this model is presented in figure 6. It includes $A_V = 0.5$ mag and a stellar luminosity of $\sim 0.4 L_\odot$.

Photometric variations are observed for IRAS 04158+2805. It results in a large spread in the SED data at a given wavelength in the optical and NIR (e.g., ~ 1.5 mag in the I-band between Strom & Strom 1994 and Luhman 2000). The calculated SED agrees well with the data points and falls within the range of observed variations. The estimated extinction is lower than the value estimated by Strom & Strom (1994; $A_J=0.7$), Luhman & Rieke (1998; $A_J=1.5$), and Luhman (2000, $A_H=1.5$) in the NIR. However these estimations did not take into account the fact that the object's colours are strongly modified by the scattering in the circumstellar material. We therefore believe that our estimate of the *foreground* extinction is more robust than previous estimates.

4.2.4. Valid parameter range

The parameters of the best-fitting model are described in Tab.2 under "best model". The "explored range" is self explicit. To define the "valid range" (see fourth column of Tab.2) we have calculated series of images from the best model in which only one parameter at a time was varied from its best fit value. This allowed us to define a possible range of solutions, i.e., solutions that shows only moderately higher values of f^2 or images that showed no obvious mismatches with the observations by an eyeball comparison. These ranges give a feeling of how tightly each parameter is constrained.

4.2.5. Using polarisation to confirm the model

For the best-fitting model we compared the polarisation map with the data. Observational effects are applied to the model polarisation output in a similar manner as for the direct images.

To compare the model with the data, the polarisation values are extracted along the ridges and the symmetry axis of the Northern nebula (see Fig. 7 top panel) and compared in Fig. 7 bottom panel as a function of distance

Table 2. Disk model parameters for the best-fitting model and their valid range.

Parameter	Explored range	Best model	Valid range
a_{\max} [μm]	0.5 - 4.0	2.0	1.6 - 2.8
$M_{\text{dust disk}}$ [$10^{-4} M_\odot$]	0.25 - 3.0	1.5	1.0 - 1.75
R_{out} [AU]	not varied	1120	-
R_{in} [AU]	not varied	0.5	-
β	1.0 - 1.3	1.2	1.15 - 1.21
α	-2.0 - -0.1	-1.0	-1.5 - -0.5
$h_0(r = 50\text{AU})$ [AU]	5.0 - 12.0	8.0	7.8 - 8.2
incl. [$^\circ$]	0.0 - 90.0	62.7	62.1 - 63.25

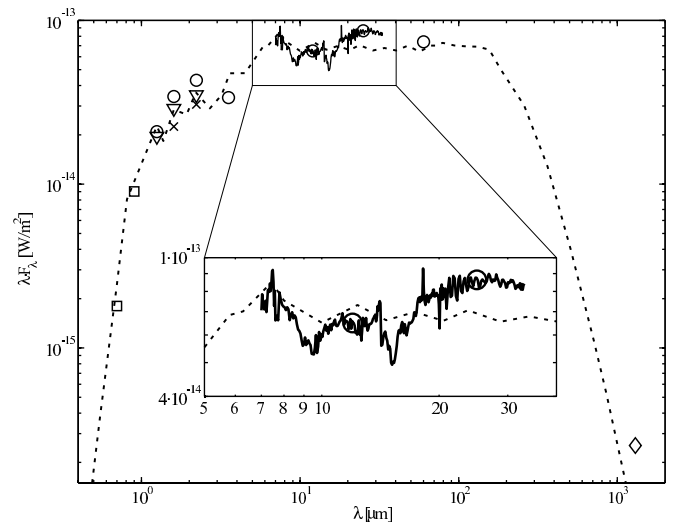


Fig. 6. Modeled SED (dashed line) compared to observed fluxes: IRS spectrum (Solid line); Strom & Strom (1994, squares); Kenyon et al. (1990) and Kenyon & Hartmann (1995, circles); Luhman & Rieke (1998) and Luhman (2000, crosses); Motte & André (2000, diamonds); this paper, see sect. 3.2 (triangle). The errorbars of the photometric fluxes are smaller than their symbols and therefore not drawn.

from the central source. The observed polarisation rates are reproduced reasonably well by the model except on the central peak where the model predicts only a 1.6% polarisation instead of the observed 3.3%. Along the ridges the agreement is good and the full range of observed polarisation is well reproduced. Along the symmetry axis of the nebula the general trend is also correct, rising from central source to edge, but the model polarisation appears to be systematically lower by a few percent compared to the data. Overall, the trends are well reproduced as well as the observed maximum polarisation rates.

5. Discussion

5.1. Reliability of the models

We were able to fit a dust disk model to the observations of IRAS 04158+2805 that matches the I-, H- and K-band images as well as the SED from visual to millimeter and the I-band polarisation rate at different object positions.

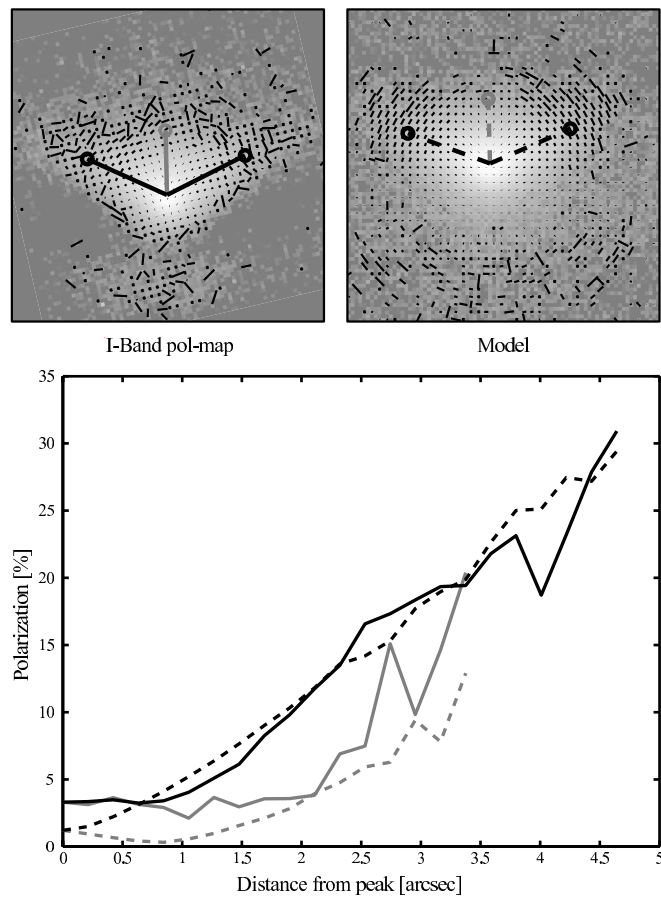


Fig. 7. *Lower panel:* Comparison of the polarisation level as a function of position in the observed (solid) and modelled (dashed) nebula. These curves are estimated along the ridges (black curves) and symmetry axis (gray) of the nebula. *Top panel:* The observed (left) and modelled (right) polarisation maps.

Since our model uses simple assumptions, such as homogeneous spherical grains, power-law distributions (grain size, surface density, flaring) and no dust settling, these results provide a useful insight on the geometry of the circumstellar environment.

We fitted the observation well in terms of the width of the nebula, opening angle and peak-to-peak distance and brightness contrast (see Tab. 3 for all observables). The triangularity t is well fitted for the I- and H-band but for the K-band the model is too triangular. At the center of the object, the model predicts a polarisation rate which is slightly below the observed value. While this probably indicates that our grain model needs refinement (either in its size distribution, composition or grain shape), the former may indicate that we need a more complex geometry either for the disk or for the emitting source. For instance, K-band emission from the inner parts of the disk might be an important source of photons, which is neglected in our calculations. To check this possibility we have calculated a K-band model image that includes the disk emission as a source for scattered photons for our best-fitting model. It turns out that the star is so cool that, at the 0.5 AU

Table 3. Extracted observables of the observation and the best-fit model

Observable	Band	Observation	Model
w [arcsec]	I	15.8	14.9
	H	14.1	14.0
	K	10.8	12.1
δ [°]	I	129	136
	H	129	133
	K	136	139
t	I	0.31	0.33
	H	0.44	0.33
	K	0.53	0.23
Contrast	I	340	300
	H	>1100	-
	K	>8700	-
c [arcsec]	I	4.76	4.22
Flux [$10^{-14} W m^{-2} Hz^{-1}$]	$0.7\mu m$	0.18^1	0.25
	$0.9\mu m$	0.90^1	1.11
	$1.25\mu m$	$1.96^2, 2.09^3$	2.26
	$1.6\mu m$	$2.24^4, 2.9^6, 3.42^3$	2.85
	$2.22\mu m$	$3.06^4, 3.46^6, 4.31^3$	3.61
	$3.8\mu m$	1.19^2	4.75
	$12\mu m$	6.50^3	7.19
	$25\mu m$	8.63^3	6.93
$60\mu m$	7.39^3	6.63	
$1300\mu m$	0.025^5	0.008	
min. Pol.	I	3.3%	1.2%
max. Pol.	I	30.9%	30.3%

References: 1 – Strom & Strom (1994); 2 – Luhman & Rieke (1998); 3 – Kenyon et al. (1990); 4 – Luhman (2000); 5 – Motte & André (2001); 6 – This paper, see Sect. 3.2

assumed inner radius, the dust reaches a temperature of only 400 K. As a consequence, roughly 99% of all K-band photons emitted by the system come from the star and, therefore, the resulting images are unchanged if we include or neglect the disk emission. Vertical settling could also play a role, as well as the presence of a remnant halo that could be responsible for the roundish 4-5" structure best highlighted at K-band, where the opacity of the material located in front becomes much smaller.

By comparing the I-band observed and modelled images, the shape of the counternebula and the dark lane between the two bright areas do not coincide exactly. The model did not take into account the absorption of *background* light in the dust lane. The artificial noise of the model images was produced by adding Poisson noise to the scattered light images and by superposing position-independent Gaussian-noise. This does not reflect the real nature of the background since IRAS 04158+2805 is illuminated by the large reflection nebosity in the back. Therefore, we may expect a difference of the observation and the models at those wavelengths where the background light dominates the noise. In the H- and K-bands this dominance is not visible in the observed images.

The model underpredicts the millimeter flux by a factor of 3 but uncertainties are large regarding dust opacities in this regime, typically by a factor of 5. Higher resolution

millimeter data is needed to investigate this discrepancy further.

5.2. Gas to dust ratio

From our model, we can easily derive the column density σ_{dust} by integrating the dust density structure along our line of sight to the central source. We find $\sigma_{dust} = 3.3_{-1.2}^{+1.8} \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-2}$. From N_H we obtain a gas column density $\sigma_{gas} = 7.2_{-3.0}^{+4.8} \times 10^{-2} \text{ g cm}^{-2}$ by assuming interstellar abundances (Morrison & McCammon 1983). This provides an estimate of the total gas-to-dust ratio in a protoplanetary disk, along the line of sight that grazes the disk top layers in this case. To our knowledge this is the first time it is obtained directly using N_H rather than N_{CO} :

$$\frac{\sigma_{gas}}{\sigma_{dust}} = 220_{-150}^{+170} \quad (3)$$

While uncertainties on this ratio are still substantial, this illustrates a robust method to derive dust-to-gas ratios in protoplanetary disks. Although the value we find is compatible with the standard value of 100 usually assumed in this context, our result might suggest a slightly higher value in the top layers of the disk. This is a potentially important result that calls for further investigations in more sources.

5.3. IRAS 04158+2805: a classical T Tauri star with a large disk?

The fact that we are able to fit the images and the SED with a "pure disk", i.e., with no additional envelope, indicates that this object should be classified as a classical T Tauri star. The flat SED of IRAS 04158+2805 can be interpreted in terms of a high inclination to the line of sight instead of invoking a highly embedded source, as a protostar would be. This work demonstrates the importance of understanding the circumstellar geometry to assess the nature of the central source. Here, an edge-on disk blocks our direct view towards the central object, flattening the shape of the SED. Therefore a classical T Tauri star can have a rising near- to mid-infrared SED, as is the case for IRAS 04158+2805.

Interestingly, IRAS 04158+2804 is just above the substellar limit, based on its M5 spectral type. If our model is correct, it hosts a large massive disk implying that some of the lowest-mass T Tauri stars, at least in Taurus, can be surrounded by $\sim 1000 \text{ AU}$ -radius disks. This object likely formed from the collapse of a small pre-stellar core and is very unlikely to have undergone any violent dynamical interaction, such as an ejection from an unstable multiple system (e.g. Reipurth & Clarke 2001). This result adds support to the idea that the ejection scenario is not the only mode to form VLM T Tauri stars and brown dwarfs.

Also, considering the probable mass of the central star $\sim 0.1 - 0.2 M_{\odot}$, the total dust-disk mass we derive ($1 - 2 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$) and the gas-to-dust ratio we have derived

(~ 220 , assuming it is true throughout the disk and not only along our line of sight), this implies a total disk/star mass ratio of $\sim 0.1 - 0.2$. In other words, the disk is close to the limit against gravitational instability. Because collapse in these gravitationally unstable disks is one suggested mode for planet formation, it is of great importance to study IRAS 04158+2805 further.

6. Conclusion

In this paper we presented a multiwavelength study of IRAS 04158+2805 and its circumstellar environment. We modelled the shape and brightness profiles of the reflection nebosity in three optical and NIR bands (I-, H- and K-band) with MCFOST, a Monte Carlo polarised radiative transfer code, and found a good agreement between the model and the data. Many parameters of the final model are well constrained (e.g., inclination, a_{max} , $M_{dust\ disk}$) while a few remain poorly determined. The scale height h and β are degenerate but the pair h - β is relatively constrained.

The disk model parameters used to match the data are listed in Tab. 2. They are $2 \mu m$ for the maximum dust grain size, $1.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ for the dust disk mass, 1120 AU for the outer disk radius, 1.2 for the exponent β of the flaring law, -1.0 for the exponent α of the radial dust density law, a scale height of 8AU at a radius of 50 AU and an inclination of 62.7° .

The best model fits the observed SED well. However, it falls slightly short of producing the right amount of 1.3mm continuum flux by about a factor of 3. The model also reproduces reasonably the observed I-band polarisation behaviour along the symmetry axis and ridges of the Northern nebula.

Combining dust disk models with X-ray spectroscopy allowed probing the gas-to-dust ratio in the disk. We found a value of 220 which is compatible with the ISM value and the value generally assumed in protoplanetary disks.

With a spectral type of M5, IRAS 04158+2805 has a mass slightly above the substellar limit. Clearly, stars with such a low mass keep being formed by accretion from a circumstellar disk whose properties do not seem to differ significantly from those of their more massive young counterparts. It would be interesting to push the search further for disk images around less massive objects, located well into the substellar regime.

Acknowledgements. This work is based in part on archival data obtained with the SPITZER Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA. Support for this work was provided in part by an award issued by JPL/Caltech and in part by *Programme National de Physique Stellaire* (PNPS) of CNRS/INSU (France). We are grateful to Sylvain Bontemps for obtaining the CFHTIR images presented here and to Jerome Bouvier for performing their basic data reduction.

References

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197
- Arnaud, K. A. 1996, in ASP Conf. Ser. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V.*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes (San Francisco: ASP), 1
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Güdel, M. 2004, *A&A Rev.*, 12, 71
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 18
- Kenyon, S. J., Hartmann, L. W., Strom, K. M., Strom, S. E. 1990 *AJ*, 99, 869
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. W. 1995, *ApJS*, 101, 117
- Kenyon, S. J., Brown, D. I., Tout, C. A., Berlind, P. 1998, *AJ*, 115, 2491
- Leroy, J.-L. 1993, *A&A*, 274, 203
- Leroy, J.-L. 1999, *A&A*, 346, 955
- Luhman, K. L., Rieke, G. H. 1998, *ApJ*, 497, 354
- Mathis, J. S., & Whiffen, G. 1989, *ApJ*, 341, 808
- Ménard et al. 2006, in preparation
- Monin, J.-L., Ménard F., Peretto, N. 2006, *A&A*, 446, 201
- Morrison, R., & McCammon, D. 1983, *ApJ*, 270, 119
- Motte, F., & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Patat, F., & Romaniello, M. 2006, *A&A*, 118, 146
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., Bastien, P., 2006, *A&A*, in press
- Reipurth, B., & Clarke, C., 2001, *AJ*, 122, 432
- Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, M. D., et al. 2005, in *Protostars & Planets V. "HST High-Contrast Imaging of Circumstellar Disks with Optical/Near-IR Coronagraphy"*
- Stapelfeldt, K.R., Padgett, D. L., Ménard, F., et al. 2003, in *Star Formation at High Angular Resolution*, IAU Symposium 221, p.276
- Starr, B. M., Doyon, R., Beuzit, J.-L., et al. 2000, *SPIE*, 4008, 999
- Strom, K. M., & Strom, S. E. 1994 *ApJ*, 424, 237S
- Telleschi, A., et al. 2006, *A&A*, in preparation
- Watson, D. M., Kemper, F., Calvet, et al. 2004, *ApJS*, 154, 391-395

List of Objects

'IRAS 04158+2805' on page 1

3.3.2 Perspectives

Nous avons montré que nous pouvions reproduire la plupart des propriétés observationnelles de IRAS 04158+2805 avec un modèle simple de disque vu pratiquement par la tranche, sans enveloppe associée.

Les raies de silicates et de glace de CO_2 observées en absorption, caractéristique typique des objets de Classe I, devraient nous permettre de pousser plus loin notre modèle. Comme nous l'avons vu pour IM Lup, les raies de silicates sont un diagnostic puissant pour déterminer les propriétés des grains, en particulier leur taille. Notre modélisation multi-techniques nous permet d'avoir une bonne idée des paramètres du disque et donc de sa structure en température, à partir de laquelle nous sommes en mesure de calculer dans quelles régions du disque la glace de CO_2 peut se former et subsister. La figure 3.10 présente le résultat de calculs préliminaires du spectre *Spitzer* IRS de IRAS 04158+2805. Nous avons ajouté une fraction en masse de poussière de 1% de glace de CO_2 dans les régions du disque où la température est inférieure à 50 K.

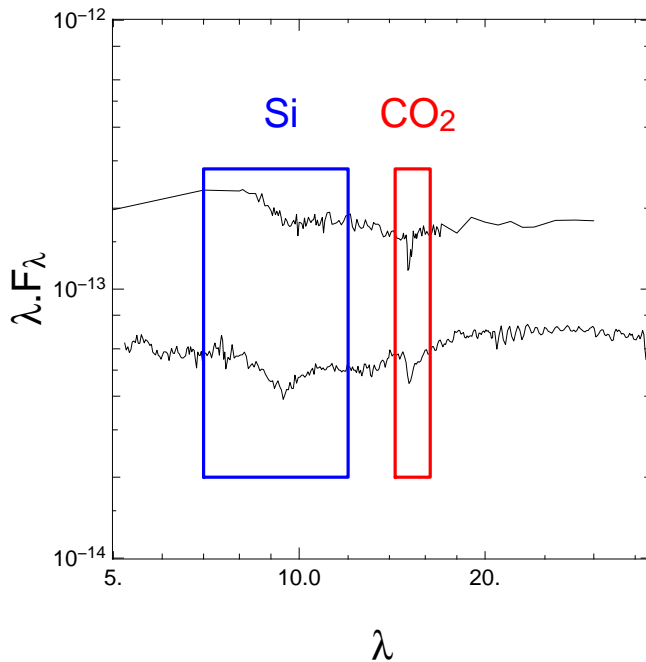


Figure 3.10 – Raies de silicates et de CO_2 en absorption observées dans le spectre de IRAS 04158+2805 (en bas). Le spectre observé n'a pas été calibré en absolu. Au-dessus, est décalé arbitrairement le spectre synthétique calculé en ajoutant des grains de CO_2 dans les zones du disque où la température est inférieure à 50 K.

Ces premiers calculs montrent que le modèle de disque nu reproduit également les signatures spectrales en absorption : à cause de l'inclinaison élevée, les parties externes froides absorbent le rayonnement émis par les parties centrales, chaudes, du disque. Ils semblent également indiquer que nous serons en mesure de dire quel type de glace de CO_2 nous observons et de donner une borne supérieure pour sa fraction en masse, ce qui apportera des contraintes importantes pour les modèles de chimie dans les disques.

Par ailleurs, nous avons obtenu des observations à haute résolution angulaire du disque à l'aide du télescope HST. Elles permettront de sonder des zones plus centrales du disque et de voir si la structure à grande échelle se prolonge de façon continue vers les zones plus internes du disque.

3.4 GG Tau

3.4.1 Multiplicité des étoiles jeunes

Le scénario de formation stellaire que nous avons décrit en introduction s'entendait pour la formation d'une étoile simple. Or, Duquennoy et al. (1991) ont montré que de l'ordre de 60 % des étoiles proches de type solaire (F7 à G9) sont observées dans des systèmes multiples, c'est-à-dire associées à une ou plusieurs autres étoiles. Pour les étoiles de plus faibles masses, de type spectral M, Fischer & Marcy (1992) mesurent un taux de multiplicité du même ordre de grandeur, autour de 45 %. Ces résultats ont rapidement donné naissance à des études de la multiplicité des objets stellaires jeunes, tant d'un point de vue observationnel (voir par exemple Ghez et al. 1993; Leinert et al. 1993; Simon 1995; Duchêne 1999 ainsi que les revues de Mathieu et al. 2000 et Duchene et al. 2006) que théorique, à l'aide de simulation numérique (Sterzik & Durisen 1995; Durisen et al. 2001; Goodwin et al. 2004b,c; Delgado-Donate et al. 2004 par exemple, voir aussi les revues de Whitworth et al. 2006 et Goodwin et al. 2006). De manière schématique, le processus de formation stellaire produit 100 % de systèmes multiples dont l'origine la plus généralement acceptée aujourd'hui est la fragmentation du nuage moléculaire. Durant la phase de contraction, le cœur se fragmente en plusieurs parties qui vont chacune donner naissance à une étoile suivant le scénario décrit précédemment. Si ces étoiles sont suffisamment proches, elles peuvent rester liées et former un système multiple (figure 3.11). Une partie de ces systèmes peuvent être détruits, dans les amas stellaires denses, par les interactions dynamiques entre membres de l'amas.

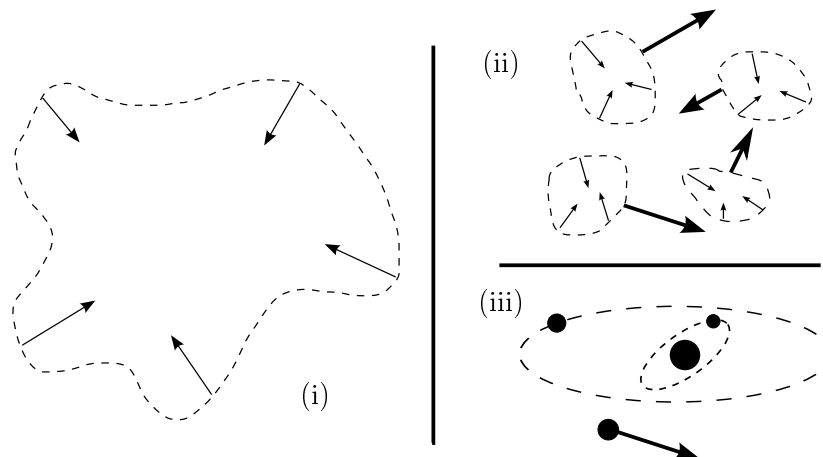


Figure 3.11 – Formation d'un système multiple. Le nuage moléculaire débute son effondrement (i), puis il se fragmente en sous-nuages qui continuent de s'effondrer (ii). Chaque sous-nuage donne naissance à une étoile. Les étoiles suffisamment proches restent liées gravitationnellement alors que celles qui étaient plus éloignées s'échappent du système (iii). Inspiré d'une figure de Duchêne (2000).

La présence d'un ou plusieurs compagnons pose naturellement la question de leur influence sur l'évolution de l'étoile jeune et de son environnement, en particulier, sur son disque circumstellaire. La perturbation induite par un compagnon dépend fortement de sa séparation avec l'étoile. Si elle se trouve à une distance inférieure à la taille caractéristique d'un disque circumstellaire, la formation de celui-ci va être profondément modifiée. Les résonances gravitationnelles rendent certaines orbites instables et aboutissent à des configurations avec deux petits disques circumstellaires autour de chacune des deux étoiles, l'ensemble du système étant entouré par un disque circumbinaire (Artymowicz & Lubow 1994). Seuls quelques disques de ce type ont été imagés jusqu'à présent (Monin et al. 2006).

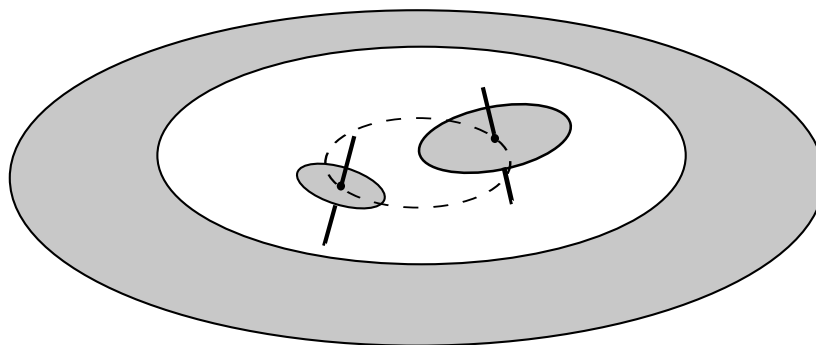


Figure 3.12 – Environnement d’une binaire serrée. Chaque étoile est entourée d’un petit disque circumstellaire et le système est entourée d’un disque circumbinaire qui prend la forme d’un anneau, les parties centrales ayant été évidées par effets de marée. Figure adaptée de Simon & Prato (1995).

Pour les binaires de plus grandes séparations, les deux composantes sont entourées d’un disque circumstellaire mais ceux-ci ne sont pas nécessairement alignés. Des disques autour d’étoiles T Tauri binaires ont été imagés dans quelques cas (HK Tau, HV Tau, LkH α 263, ...). Dans chacun de ces systèmes un seul des disques est observé par la tranche et n’est pas aligné avec la projection sur le plan du ciel de la binaire.

La multitude des systèmes binaires observés nous incite à nous intéresser à l’environnement des systèmes doubles jeunes et à leur capacité à former des planètes. Les processus de formation planétaires sont-ils suffisamment robustes pour résister aux effets gravitationnels d’une étoile double ? Dans quelle mesure le mouvement orbital des étoiles affecte-t-il l’évolution du disque et les éventuels processus de croissance des grains qui s’y déroulent ? Pour apporter quelques éléments de réponse à ces questions, nous étudions ici le système GG Tau, qui a la particularité d’arbore un disque résolu en lumière diffusée et dans le domaine millimétrique.

3.4.2 GG Tau : un anneau circumbinaire

GG Tau est un système hiérarchique quadruple avec 10 *arcsec* de séparation entre GG Tau A et GG Tau B. Nous nous intéressons ici à l’étoile binaire GG Tau A, que nous appellerons GG Tau par simplicité. L’étoile double est entourée d’un disque circumbinaire, d’abord découvert par son émission thermique (Simon & Guilloteau 1992; Guilloteau et al. 1999). Le disque se présente sous la forme d’un tore massif ($0.13 M_{\odot}$) qui s’étend entre 180 et 260 AU. La binaire centrale, qui a une séparation projetée de 35 AU (Leinert et al. 1991; Ghez et al. 1993), a creusé une cavité interne dans le disque par son mouvement orbital, expliquant la valeur importante du rayon interne. Le disque a par la suite été imagé en lumière diffusée entre $0.6 \mu\text{m}$ et $3.8 \mu\text{m}$ (Roddier et al. 1996; Silber et al. 2000; McCabe et al. 2002; Krist et al. 2002; Itoh et al. 2002; Duchêne et al. 2004) où il apparaît comme un anneau coïncidant avec les données millimétriques. L’anneau présente une asymétrie de brillance interprétée comme le résultat d’une diffusion anisotrope, le flux diffusé étant plus important «vers l’avant» que «vers l’arrière» pour des grains de taille comparable à la longueur d’onde.

3.4.3 Un disque stratifié ?

Les premières modélisations des images en lumière diffusée ont conclu, de façon contradictoire, à la présence et à l’absence de croissance des grains dans le disque (Wood et al. 1999; Krist et al. 2002; McCabe et al. 2002), en partie à cause de leur couverture limitée en longueur

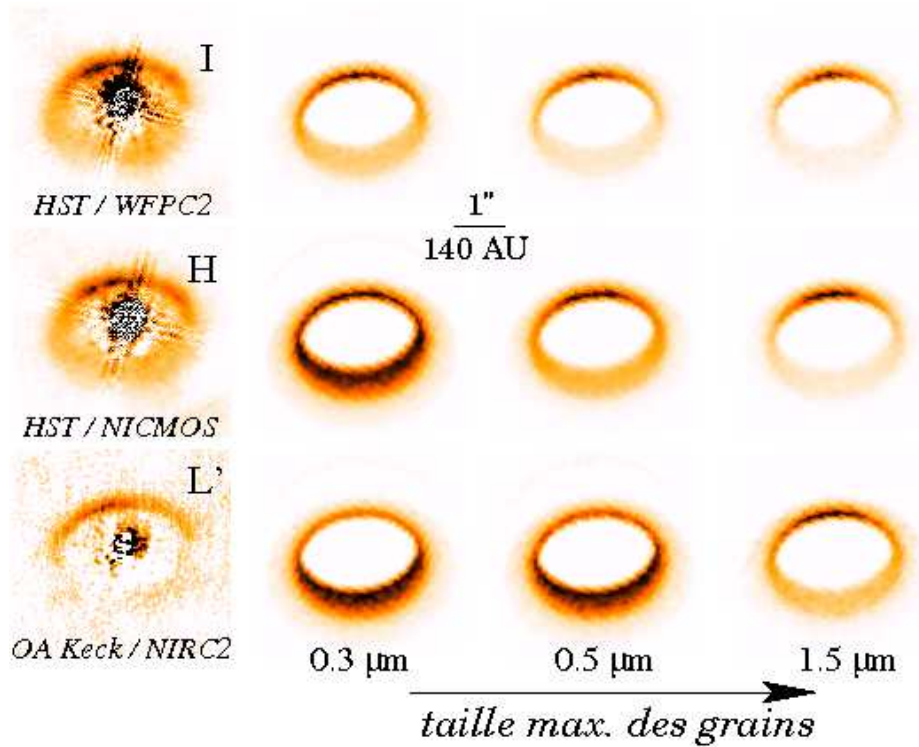


Figure 3.13 – Images synthétiques et observées de GG Tau. Colonne de gauche : observations avec soustraction de PSF en bande I (Krist et al. 2002), H (McCabe et al. 2002) et L' (Duchêne et al. 2004). À droite : images synthétiques obtenues avec des grains uniformément répartis dans le disque, en fonction de la taille maximale des grains. Figure adaptée de Duchêne et al. (2004).

d'onde.

Une étude plus complète a été réalisée par Duchêne et al. (2004) (ci-après D04). En s'appuyant sur l'ensemble des observations en lumière diffusée, en particulier sur leur nouvelle image à $3.8 \mu\text{m}$, qui étend le jeu de données sur un facteur proche de 4 en longueurs d'onde, ils obtiennent que la fonction de phase mesurée des grains dans le disque est à peu près indépendante de la longueur d'onde. La figure 3.13 présente les observations obtenues à plusieurs longueurs d'onde et les modèles correspondants. Des petits grains, proches de ceux du milieu interstellaire ($a_{\text{max}} < 1 \mu\text{m}$), permettent de reproduire les observations en bande I mais présentent une fonction de phase beaucoup trop isotrope à plus grande longueur d'onde, en bande L'. Des grains plus grands que le micromètre sont requis pour reproduire cette image, mais ne peuvent en revanche expliquer les images visibles où ils présentent un taux de diffusion vers l'avant trop important.

La distribution angulaire du rayonnement diffusé, qui ne varie que marginalement entre 0.6 et $3.8 \mu\text{m}$ suggère que le rapport $x = 2\pi a/\lambda$ des grains observés est lui aussi à peu près constant et que l'on observe des grains de plus en plus gros au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente.

Par ailleurs, l'observation des profils radiaux de brillance en bandes I et L' met en évidence que la lumière diffusée, dans ces deux longueurs d'onde, ne provient pas des mêmes zones du disque. La distance entre le centre de masse du système et le bord interne avant du disque, le long du petit axe, augmente avec la longueur d'onde, de 0.87 arcsec en bande I à 0.97 arcsec en bande L' (Figure 3.14) mettant en évidence que la lumière diffusée en bande L' provient

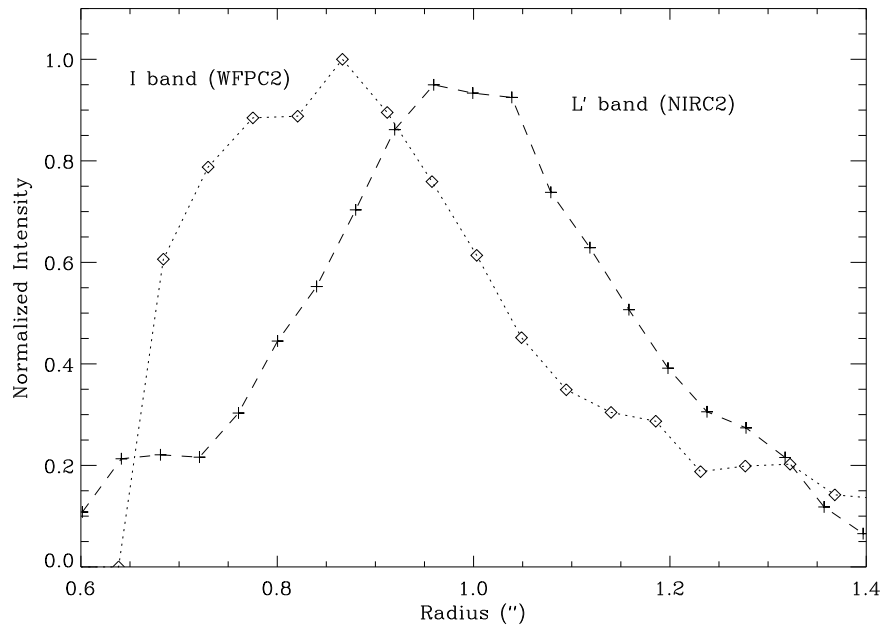


Figure 3.14 – Profils radiaux de brillance observés dans un secteur de 10° centré le long du petit axe de l’anneau (face avant). Les rayons sont mesurés depuis le centre de masse du système. Les diamants représentent le profil observé en bande I et les signes plus le profil observé en bande L’. Figure extraite de Duchêne et al. (2004).

d’une zone située à 25 AU au-dessus du plan médian alors que la lumière diffusée en bande I provient d’une zone située à 50 AU au-dessus de ce plan.

Ces deux arguments semblent suggérer que l’on observe une structure stratifiée dans le disque de GG Tau avec des grains de taille inférieure au micromètre dans les couches de surface (> 50 AU) et de plus gros grains enfouis plus profondément dans le disque.

Les auteurs explorent la possibilité d’une distribution en grains spatialement uniforme en étudiant les propriétés de populations de grains utilisées pour modéliser les disques protoplanétaires. Aucune distribution de grains utilisée pour reproduire l’extinction interstellaire ne donne des variations du paramètre d’asymétrie en accord avec les observations. Le modèle de grains utilisé par Wood et al. (2002) donne une valeur $\bar{g}(\lambda)$ globalement indépendante de la longueur d’onde et en relativement bon accord avec les observations. Ce type de modèle donne cependant un maximum de polarisation de $\sim 40\%$ à $1\ \mu\text{m}$ alors que les observations piquent à $\sim 50\%$ pour un angle de diffusion de 100° et de tous les modèles explorés, seules les populations de grains utilisées pour le milieu interstellaire reproduisent cette observation. Ces analyses semblent indiquer que la *surface* de l’anneau contient une population de grains qui n’a que peu évolué par rapport aux grains interstellaires et que la structure du disque est bien stratifiée.

Dans cette partie, nous nous proposons de tester plus avant cette hypothèse d’un disque stratifié, en vérifiant dans quelle mesure un modèle intégrant une stratification peut reproduire les observations. Nous avons également exploré une seconde famille de modèles, sans stratification, afin de tester si certains types de particules, uniformément réparties dans le disque, donnent des résultats en accord avec les observations ou si une structure stratifiée est nécessairement requise pour les interpréter.

3.4.4 Nouvelle modélisation

Description des modèles

Afin de comparer nos résultats à ceux présentés par D04, dont les modèles ont été calculés à l'aide d'une version antérieure de notre code, nous avons adopté les mêmes paramètres géométriques pour le disque et la même composition pour les grains. Nous adoptons la masse totale de poussière déduite de l'émission millimétrique (optiquement fine) par Guilloteau et al. (1999) : $1.3 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$. Le bord interne est fixé à 180 AU. Le rayon externe est 260 AU, l'échelle de hauteur 21 AU à 180 AU et les densité de surface et indice d'évasement sont donnés par $\Sigma(r) \propto r^{-1.7}$ et $H(r) \propto r^{1.05}$. Entre 190 et 180 AU, nous adoptons une décroissance gaussienne de la densité de surface

$$\Sigma(r) = \Sigma(190 \text{ AU}) \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{r - 190 \text{ AU}}{\Delta r_0}\right)^2\right) \quad (3.4.1)$$

avec $\Delta r_0 = 2 \text{ AU}$. La densité est fixée à zéro pour les rayons inférieurs à 180 AU. Nous adoptons le modèle de grains poreux de Mathis & Whiffen (1989, modèle A). La taille minimale des grains est fixée à $0.03 \mu\text{m}$ et nous adoptons, pour les modèles avec sédimentation, un indice $p = -3.7$ pour la loi de puissance de la distribution en tailles des grains $n(a) \propto a^p$.

Les modèles sont calculés aux longueurs d'onde centrales des filtres : 0.81, 1.0, 1.6 et 3.8 pour les bandes I, J, H et L'. Chaque image est calculée en utilisant 128 millions de paquets de photons. La taille des pixels est 0.04 arcsec et les images sont convoluées par un noyau gaussien de résolution similaire à celle des observations, c'est-à-dire en prenant $\sigma = 0.065 \text{ arcsec}$, 0.080 arcsec , 0.128 arcsec et 0.091 arcsec pour les bandes I, J, H et L', respectivement.

La qualité d'ajustement des modèles aux observations est déterminée à l'aide d'une méthode de minimisation de χ^2 . Comme la géométrie de l'anneau fut validée dans les études précédentes, nous nous intéressons aux propriétés de diffusion, en particulier à la répartition angulaire du rayonnement, et ne prenons donc en compte ici que les profils azimuthaux de brillance dans nos ajustements. Pour chaque longueur d'onde, nous définissons un χ^2 réduit, en prenant les barres d'erreurs observationnelles comme incertitudes. Les modèles sont en effet très bien convergés et leur bruit peut être négligé par rapport à celui des observations. Nous définissons un χ^2 total, comme la somme des χ^2 à chaque longueur d'onde, à partir duquel nous réalisons une analyse bayésienne pour déterminer les probabilités que les paramètres d'ajustement prennent certaines valeurs.

Modèles avec sédimentation

Pour modéliser la sédimentation, nous avons adopté une description analytique où l'échelle de référence des grains est fonction de leur taille, similaire à celle utilisée dans l'étude d'IM Lup.

La géométrie particulière de GG Tau dans laquelle la face arrière du bord interne de l'anneau est observée directement met en évidence qu'une telle modélisation est trop simple pour décrire les observations. La figure 3.15 montre une carte synthétique obtenue en adoptant une stratification uniquement verticale. Le bord interne du disque observé sur la face arrière présente un gradient vertical de brillance, qui n'est pas observé dans les observations.

Ce gradient de brillance est dû au fait que suivant l'altitude à laquelle les photons frappent l'anneau, ils ne diffusent pas sur les mêmes grains. Les photons qui diffusent à haute altitude voient des petits grains, qui ont une fonction de phase isotrope et qui donc renvoient une énergie significative vers l'arrière, c'est-à-dire dans la direction de l'observateur. À l'inverse, les photons qui entrent dans l'anneau au niveau du plan médian, voient des grains plus gros, qui ont une fonction de phase plus centrée vers l'avant et qui donc diffusent moins d'énergie

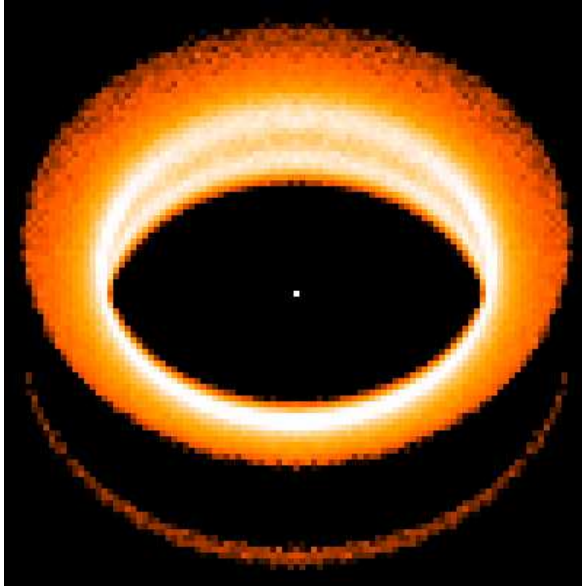


Figure 3.15 – Image synthétique avec uniquement une stratification verticale. Un gradient de luminosité surfacique apparaît sur la face arrière du disque. Le plan médian est environ deux fois moins brillant que la surface.

vers l'observateur⁵.

La présence d'une stratification verticale *seule* ne peut donc expliquer les différentes images en lumière diffusée de GG Tau. Une stratification supplémentaire, radiale, peut permettre de reproduire les profils de brillance globalement uniformes observés sur la face arrière de l'anneau. Une configuration où les petits grains forment une couche entourant les grains plus gros, comme présenté sur la figure 3.16, peut ainsi être imaginée. À courte longueur d'onde, dans le visible, les photons diffusent dans cette couche et rencontrent des petits grains, quelle que soit leur altitude par rapport au plan médian. Dans le domaine infrarouge, les photons pénètrent plus profondément au sein de l'anneau et diffusent sur les gros grains.

Pour modéliser ce type de stratification, nous avons introduit une description similaire à celle de la stratification verticale, de telle sorte que la densité soit continue. La longueur caractéristique de décroissance de la densité de surface est une fonction de la taille, que nous choisissons de décrire par une loi de puissance, de même indice que celui de stratification verticale :

$$\Delta r(a) = \Delta r_0 \left(\frac{a}{a_{\min}} \right)^{-\xi} \quad (3.4.2)$$

avec Δr_0 fixé à 2 AU et un indice ξ identique pour les stratifications verticale et radiale.

D04 avaient étudié l'influence de la valeur maximale de la taille des grains sur les profils de brillance. Nous généralisons ici cette étude en explorant en plus les effets de la stratification. Nous explorons donc un espace des paramètres à deux dimensions, en jouant sur :

- la taille maximale des grains, que nous faisons varier de $1 \mu\text{m}$ (taille légèrement inférieure à la taille requise pour reproduire l'image en bande L' dans les travaux de D04) à $100 \mu\text{m}$ (taille suffisamment grande pour que la contribution de ces grains au flux diffusé soit négligeable même à $3.8 \mu\text{m}$),
- et l'indice de stratification, que nous échantillons entre 0 (pas de stratification) à 0.5.

La figure 3.17 présente les profils azimuthaux de brillance obtenus pour le meilleur modèle, comparés aux profils observés. Les résultats sont en bon accord avec les observations à différentes longueurs d'onde, avec *un profil de brillance similaire à toutes les longueurs*. L'intensité

⁵Des effets d'albédo se superposent à ceux de la fonction de phase. En effet, l'albédo varie également verticalement dans le disque, mais les différences relatives sont beaucoup plus faibles que celles de la fonction de phase.

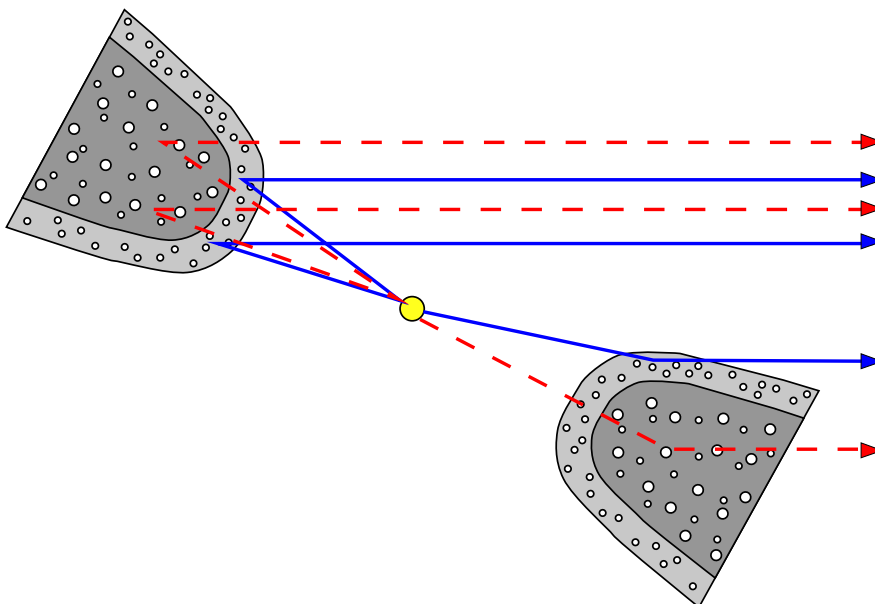


Figure 3.16 – Représentation schématique de la stratification radiale et verticale. Dans le domaine visible, les photons diffusent sur la couche superficielle de l’anneau où les grains sont petits alors que dans le domaine infrarouge, les photons s’enfoncent plus profondément dans le disque où de plus gros grains sont présents.

sur la face arrière en bande L’ est cependant légèrement supérieure, d’environ 1σ , à celle des observations. Afin de quantifier plus avant la qualité de notre ajustement, nous comparons les χ^2 obtenus pour le meilleur modèle à ceux que nous trouvons quand nous ajustons une seule longueur d’onde à la fois (tableau 3.1).

Modèle	χ_I^2	χ_J^2	χ_H^2	$\chi_{L'}^2$	χ_{tot}^2
Meilleur modèle en I	9.10	16.67	30.11	2.44	58.31
Meilleur modèle en J	10.17	14.95	32.45	7.93	65.50
Meilleur modèle en H	14.44	20.54	25.11	32.13	92.23
Meilleur modèle en L’	17.09	21.82	48.20	1.30	88.41
Meilleur modèle	10.18	16.19	29.03	2.30	57.70

Tableau 3.1 – χ^2 des meilleurs modèles avec stratification. Les différentes lignes donnent les χ^2 , en bandes I, J, H et L’, ainsi que le χ^2 total défini comme la somme de ces derniers pour les modèles qui minimisent successivement l’un de ces χ^2 .

On constate qu’en bandes I, J, et H, le meilleur modèle global est à peine moins bon que les meilleurs modèles à chacune de ces longueurs d’onde mais que la différence est plus importante en bande L’.

Pour déterminer le domaine de validité des paramètres, nous réalisons une analyse bayésienne, comme nous l’avons fait pour IM Lup. Les résultats sont présentés sur la figure 3.18. L’indice de stratification est relativement bien contraint (panneau de gauche), avec une courbe de probabilité piquant entre 0.125 et 0.15 et une dispersion de l’ordre de 0.025. Pour la taille maximale des grains, il apparaît que les valeurs inférieures à $5\mu\text{m}$ sont exclues mais qu’au-delà de cette taille toutes les valeurs sont à peu près équiprobables, les grains plus grands que $5\mu\text{m}$ ne contribuant que très peu au flux diffusé à des longueurs d’onde inférieures à $3.8\mu\text{m}$.

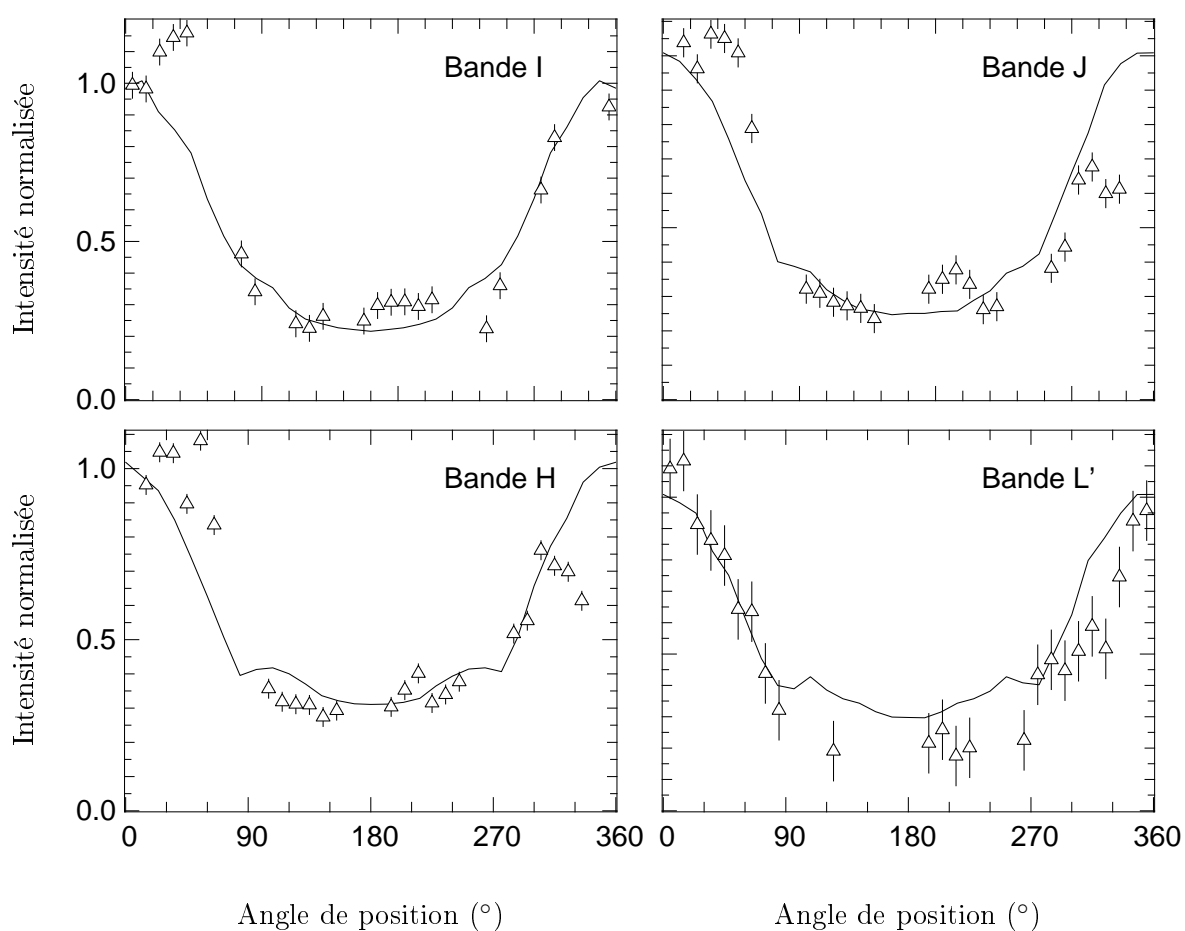


Figure 3.17 – Profils azimutaux de brillance du meilleur modèle avec stratification (trait plein) superposés aux profils observés.

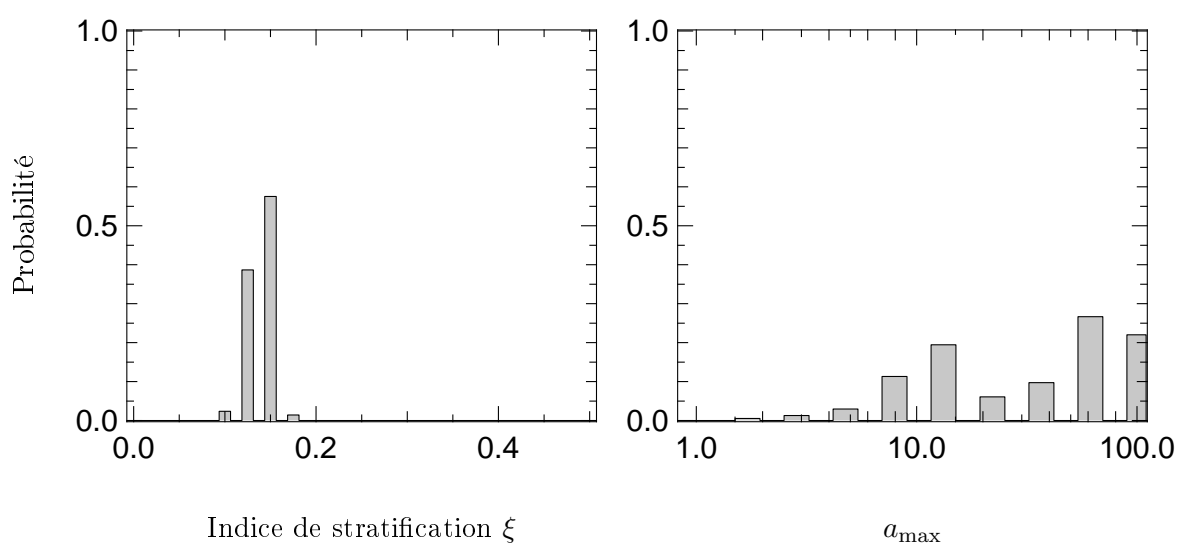


Figure 3.18 – Courbes de probabilité dans le cas avec sédimentation.

Le modèle avec une structure stratifiée permet d'expliquer l'ensemble des observations de GG Tau. Pour tester l'unicité de cette solution, nous allons chercher dans quelle mesure une population de grains uniformément répartie dans l'anneau peut reproduire les observations et, s'il est possible de construire une telle population, voir comment nous pouvons faire la distinction entre les différents modèles.

Propriétés optiques des grains

D04 ont montré que ni les distributions typiques du milieu interstellaire, ni la distribution utilisée par Wood et al. (2002) pour reproduire la SED de HH 30 ne sont en mesure de reproduire et les différentes images en lumière diffusée et les taux de polarisation en bande I. Dans cette partie, nous cherchons à voir s'il est possible de construire une distribution de grains qui reproduirait ces différentes observations. Les études des processus de croissance des grains montrent en effet que se forment des grains de dimension fractale avec des distributions en taille qui s'éloignent de simples lois de puissance, dont les propriétés de diffusion sont probablement très différentes de celles populations précédemment citées.

La modification de la forme des grains ou l'utilisation de distribution en taille de grains complexes résulte en une gigantesque augmentation de la taille de l'espace des paramètres, qui devient alors impossible à échantillonner de manière efficace avec les capacités de calcul actuelles. Notre objectif est plus ici de voir de quelle manière on peut, en élargissant de manière raisonnable l'espace des paramètres, modifier la population de grains utilisée par D04 pour qu'elle reproduise *simultanément* l'ensemble des observations, sans stratification. Les images en lumière diffusée à différentes longueurs d'onde sondent différents grains au sein d'une même distribution. Ainsi, pour une distribution en taille de type interstellaire avec $a_{\max} = 0.9 \mu\text{m}$, le grain diffuseur médian à une taille de $0.5 \mu\text{m}$ en bande I et de $0.7 \mu\text{m}$ en bande L'.

Une méthode simple pour jouer sur la taille caractéristique des grains observés à chaque longueur d'onde est de modifier la fraction relative de chaque taille de grains, au moyen de la pente de la distribution en taille. L'idée est d'introduire de gros grains, susceptibles de reproduire l'image en bande L', supérieurs au micromètre donc, mais qu'ils soient en nombre suffisamment faible pour que leur contribution à plus courtes longueurs d'onde soit négligeable.

Nous avons exploré un espace des paramètres à deux dimensions, en faisant varier la taille maximale des grains entre 1 et $100 \mu\text{m}$, comme précédemment, et l'indice de la loi de puissance entre -3.5 et -6.0, que nous échantillonons par pas de 0.5.

Le figure 3.19 présente les profils azimuthaux de brillance pour le meilleur modèle. Les résultats sont en bon accord avec les observations à toutes les longueurs d'onde avec un χ^2 total de 57.28 (tableau 3.2), comparable à celui obtenu avec les modèles présentant de la stratification (57.70). Les résultats sont très similaires à ceux obtenus avec stratification : le meilleur modèle reproduit très bien les images en I, J et H mais surestime légèrement le flux sur la face arrière en bande L'.

Modèle	χ_I^2	χ_J^2	χ_H^2	$\chi_{L'}^2$	χ^2
Meilleur modèle en I	11.81	16.70	31.75	25.77	86.03
Meilleur modèle en J	12.56	16.35	25.56	3.47	57.94
Meilleur modèle en H	12.84	19.23	23.95	21.45	77.47
Meilleur modèle en L'	19.66	26.45	55.62	1.72	103.45
Meilleur modèle	12.16	16.69	25.99	2.43	57.28

Tableau 3.2 – Meilleurs modèles sans stratification. L'organisation est identique à celle du tableau 3.1.

L'analyse bayésienne met en évidence que seul un indice de loi de puissance pour la

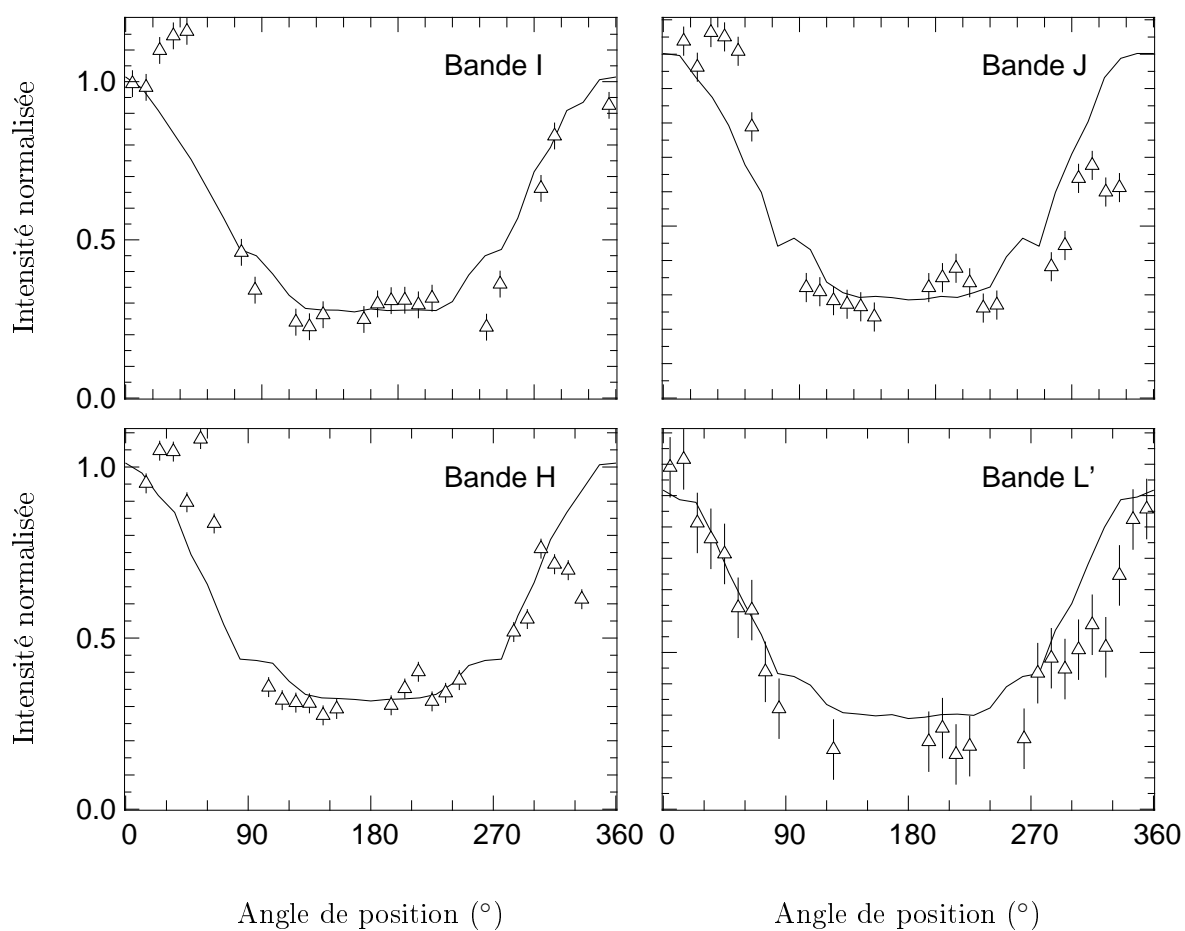


Figure 3.19 – Profils azimutaux de brillance du meilleur modèle sans stratification (trait plein) superposés aux profils observés.

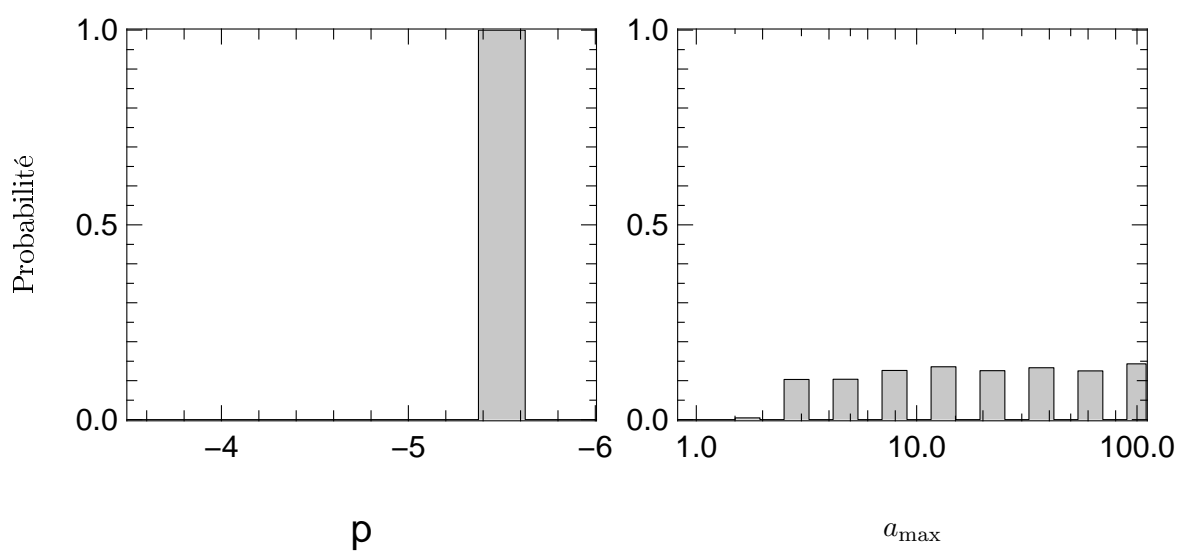


Figure 3.20 – Courbes de probabilité dans le cas sans sédimentation.

taille des grains égal à -5.5 peut reproduire les observations. Du fait de notre échantillonnage relativement large, seule cette valeur est possible. Avec un échantillonnage plus fin, nous aurions observé une courbe en cloche, centrée sur la valeur la plus probable. Pour la taille maximale des grains, nous obtenons un résultat similaire à celui du cas avec stratification : une valeur minimale de $3 \mu\text{m}$ est requise mais toutes les valeurs supérieures à cette limite sont équiprobables.

Les deux modèles que nous avons présentés, avec stratification ou sans stratification mais avec une pente de la distribution en taille égale à -5.5 , montrent un ajustement aux profils azimuthaux de brillance équivalent. Afin de déterminer si nous pouvons discriminer entre ces deux solutions, nous avons comparé les prédictions qu'ils indiquent en matière de polarisation et de rapports de flux disque sur étoile.

3.4.5 Polarisation et rapports de flux

La figure 3.21 présente les cartes de vecteurs de polarisation en bande J superposées aux cartes en intensité, pour les deux meilleurs modèles. La géométrie des images est un peu différente, à cause de la réduction de l'opacité dans les couches supérieures du disque dans le cas avec stratification : la bande sombre apparaît plus fine⁶. Ces différences peuvent cependant être compensées en jouant sur les paramètres géométriques du disque (échelle de hauteur, inclinaison, ...) et nous ne considérons pas ce problème ici.

La carte de polarisation montre des différences entre les deux modèles. Le modèle avec stratification présente un taux de polarisation de l'ordre de 15 % sur la face avant et 60 % sur la face arrière alors que pour le modèle sans stratification mais avec une pente de distribution en taille de grains en -5.5 , la polarisation est de 10 % sur la face avant et 75 % sur la face arrière. Les résultats avec stratification sont en bon accord avec les observations de Silber et al. (2000) qui mesure environ 20 % de polarisation sur la face avant et 50 % sur la face arrière. La précision des mesures ne permet pas, à l'heure actuelle, de discriminer de manière définitive entre les deux modèles mais le modèle avec stratification semble en meilleur accord avec les mesures observationnelles.

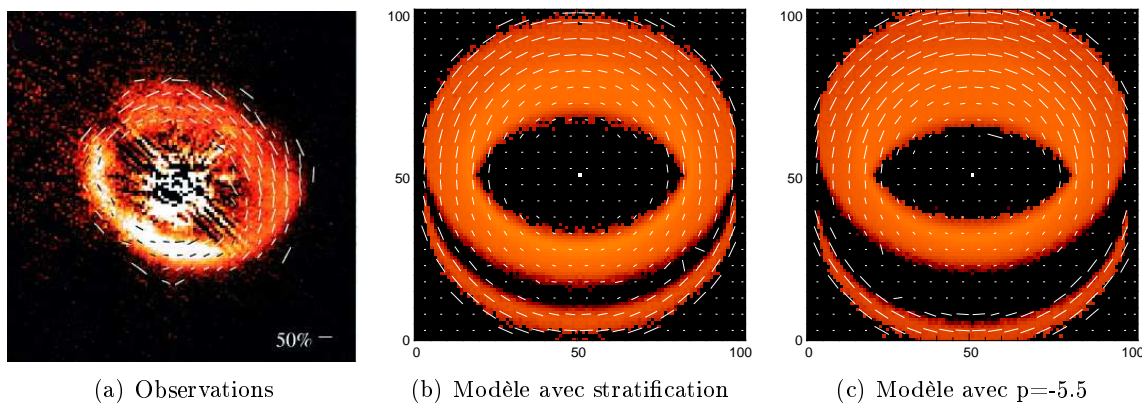


Figure 3.21 – Cartes de polarisation de GG Tau à $1 \mu\text{m}$ observées (a) et simulées (b et c). La figure b correspond au modèle avec stratification et une pente $p = -3.7$, la figure c au modèle sans stratification avec une pente $p = -5.5$. Les plus grands vecteurs correspondent à un taux de polarisation de 100 %

⁶Cette bande sombre n'est pas visible dans les observations. La contre-nébuluse n'est en effet pas détectée à cause de la présence d'un disque au-delà de l'anneau, qui s'étendrait jusqu'à 800 AU (Guilloteau et al. 1999).

Le tableau 3.3 résume les rapports de flux entre le disque et l'étoile. Ces mesures sont dépendantes de la géométrie du disque, en particulier de sa surface projetée sur le plan du ciel. Parce que nous n'avons pas exploré ces paramètres, nous nous concentrons ici sur l'évolution de ces rapports avec la longueur d'onde. Le modèle avec stratification semble ici en meilleur accord avec les observations : le rapport est à peu près constant entre les bandes I et H et diminue d'environ 15 % dans la bande L'. S'il ne reproduit pas exactement les observations, où le rapport croît légèrement de la bande I à la bande H puis décroît en bande L' ($\approx 30\%$ plus faible qu'en bande I), le comportement global est respecté, ce qui n'est pas le cas du modèle sans stratification, qui présente une décroissance régulière du rapport de flux avec la longueur d'onde, avec un facteur de l'ordre de 6 entre la bande I et la bande L'.

Rapport de flux	R _I (%)	R _J (%)	R _H (%)	R _{L'} (%)
Observations	1.30 ± 0.03	1.40 ± 0.03	1.54 ± 0.03	0.97 ± 0.09
Modèles avec strat.	0.92	0.89	0.91	0.77
Modèles sans strat.	0.57	0.46	0.30	0.10

Tableau 3.3 – Rapports de flux disque / étoile en fonction de la longueur d'onde

Les résultats présentés dans ce paragraphe se sont basés, pour chacune des deux modélisations, sur le meilleur modèle suivant la minimisation de χ^2 . Nous avons vu que l'étude des profils de brillance ne peut donner qu'une borne inférieure sur la taille maximale des grains. La polarisation et les couleurs du disque présentent la même insensibilité que la fonction de phase à la valeur précise de a_{\max} . Les résultats présentés ici sont donc valables pour toutes les valeurs $a_{\max} \gtrsim 5 \mu\text{m}$ et, en particulier, ne peuvent nous aider à mieux contraindre ce paramètre.

3.4.6 Résumé et développements futurs

L'inclusion de stratification dans le disque de GG Tau permet de reproduire les images en lumière diffusée, de la bande I à la bande L', en particulier la distribution azimutale de lumière remarquablement similaire à toutes les longueurs d'onde. Ce modèle est également en bon accord avec les données de polarisation à $1 \mu\text{m}$ et reproduit globalement les couleurs de l'anneau. Il ne semble pas mis en défaut par les observations actuelles. Une simple stratification verticale ne peut cependant pas expliquer les observations et la présence d'une stratification radiale, au bord interne, avec les petits grains s'approchant plus près de l'étoile que les grains plus gros, est requise pour obtenir des images synthétiques en accord avec les observations. Ce type de répartition peut résulter d'une croissance préférentielle des grains dans les zones centrales, plus denses des disques où la probabilité de collision est plus élevée, mais est aussi prédit par les simulations de dynamique de la poussière autour d'un système binaire. Comme noté par D04, la densité à 25 AU au-dessus du plan médian est seulement cinq fois plus forte que la densité à la surface (50 AU) et il n'est pas très clair si un tel changement de densité est suffisant pour déclencher une croissance significative des grains. Nous discuterons plus en détail des processus de sédimentation gravitationnelle et migration radiale autour d'une étoile binaire dans la section 4.4. La figure 3.22 résume les résultats obtenus et les compare à la précédente modélisation de D04.

Nous n'avons cependant pas encore les moyens de conclure sur l'unicité de la solution trouvée. En effet, des modèles où les grains sont répartis uniformément dans l'anneau donnent un ajustement aux profils de brillance de même qualité et restent marginalement compatibles avec les mesures de polarisation. Les modèles que nous avons explorés ne parviennent cependant pas à reproduire les couleurs du disque. La solution obtenue est une distribution

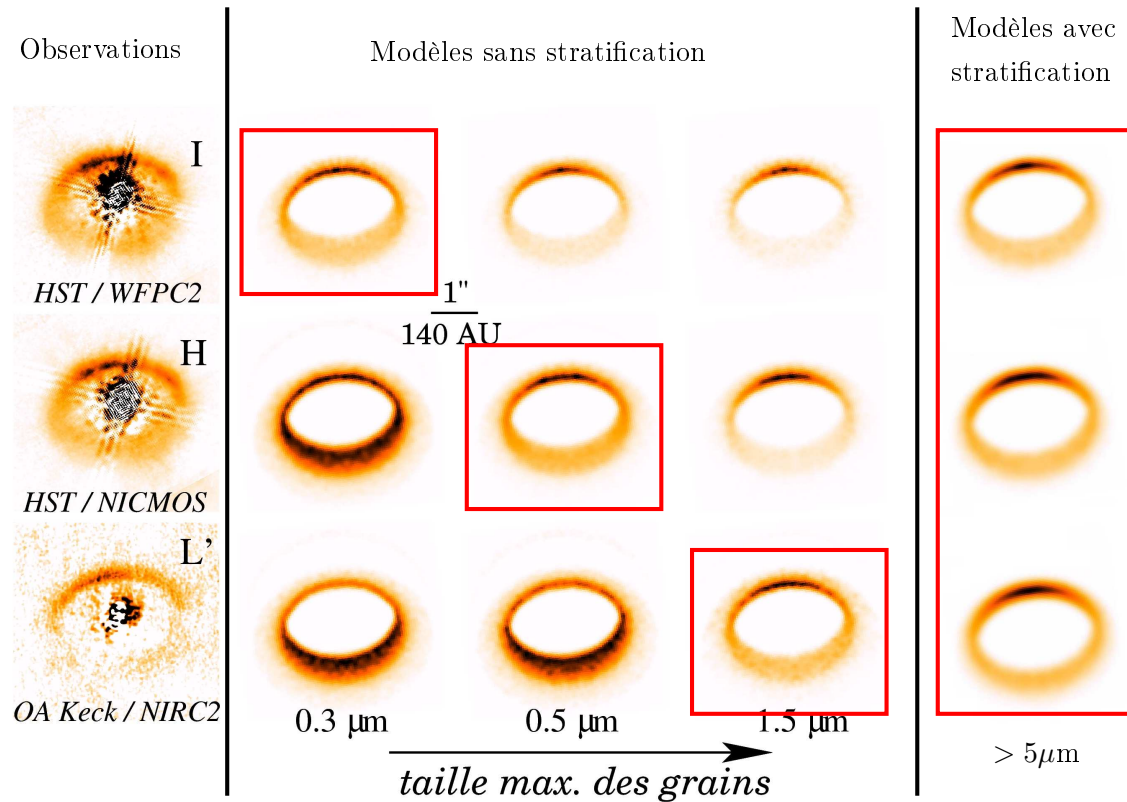


Figure 3.22 – Comparaison des anciennes et nouvelles modélisations. Sans stratification, chaque longueur d’onde nécessite un modèle différent, la taille des grains augmentant avec la longueur d’onde (carrés rouges). Avec stratification, un *unique* modèle permet de reproduire l’ensemble des images en lumière diffusée (rectangle rouge).

de particules sphériques et homogènes, avec une pente en -5.5 , sensiblement plus importante que celle des grains du milieu interstellaire. Cette valeur semble en outre difficile à expliquer physiquement. Il est peu probable qu’un processus de croissance des grains ne déplete pas les plus petits grains, qui ont les probabilités de collage, lors de collisions, les plus élevées. Nous sommes parvenus ici à ajuster un nombre croissant de quantités observables en modifiant les propriétés des grains mais cet ajustement reste imparfait, et sensiblement moins bon que dans le cas avec stratification. Ces modifications deviennent de plus en plus arbitraires et il est difficile de trouver des causes physiques pour les expliquer. En ce sens, le modèle avec stratification, qui explique de manière plus naturelle les observations, garde notre préférence.

Dans tous les cas, la présence de grains de taille supérieure à quelques microns est requise. Nos deux modélisations mettent en évidence une valeur minimale de a_{\max} de l’ordre de $3 \mu\text{m}$, indiquant que les grains ont évolué par rapport à ceux du milieu interstellaire. La valeur déduite de nos simulations en faisant l’hypothèse de grains sphériques est en effet une borne inférieure, une particule de forme complexe pouvant mimer les propriétés de diffusion d’une particule sphérique et homogène de taille inférieure. Cela implique que de la croissance des grains vers des tailles supérieures au micron est à l’œuvre dans ce disque circumbinaire et que les premières étapes de la formation planétaire ont très probablement été initiées.

La mise en évidence de manière définitive d’une structure stratifiée dans le disque de GG Tau s’appuiera très probablement sur des observations complémentaires. Nous avons mis en évidence le potentiel des observations polarimétriques. L’obtention de cartes de polarisation précises à plusieurs longueurs d’onde serait très probablement un outil très précieux pour

mieux contraindre les propriétés des grains. L'élargissement de la couverture en longueur d'onde apparaît également très prometteur. La détection du disque à $10\ \mu\text{m}$, où nos modèles montrent que la lumière diffusée domine toujours l'émission thermique du disque, permettrait d'agrandir le « bras de levier » en longueurs d'onde dont nous disposons et de sonder des zones plus basses que 25 AU dans le disque⁷.

3.5 Conclusions et perspectives

L'approche multi-longueurs d'onde et multi-techniques des disques circumstellaires, associée à une modélisation intensive, a révélé un très fort potentiel pour contraindre les propriétés des disques et de leur poussière. En particulier, la complémentarité entre les mesures en lumière diffusée et en émission thermique apparaît comme un outil très puissant pour mettre en évidence l'évolution des grains contenus dans les disques par rapport à ceux du milieu interstellaire, signature de l'amorçage des premières étapes de la formation planétaire.

Cette méthode nous permet de commencer à établir des *contraintes quantitatives* sur la croissance et la sédimentation des grains dans les disques. Nous l'avons appliquée à trois disques : IM Lup, IRAS 04158+2805 et GG Tau. Pour deux d'entre eux, IM Lup et GG Tau, nous avons mis en évidence une structure stratifiée où les petits grains, de type interstellaire restent à la surface et où des grains plus gros sont enfouis dans le disque. Pour le disque de IRAS 04158+2805, en revanche, nous avons été en mesure de reproduire l'ensemble des observations à l'aide d'une distribution de poussière uniforme dans le disque, et le rapport gaz sur poussière mesuré indique que la poussière n'a pas été déplétée des couches supérieures du disque. Ces différences sont intrigantes. Sont-elles liées à un degré d'évolution différent ? à l'effet de la masse centrale de l'objet ? Une direction vers laquelle nos efforts vont se porter est la modélisation d'un nombre croissant de disques, afin de discriminer entre les caractéristiques générales à tous les disques et les propriétés spécifiques de chaque disque. Des jeux de données conséquents sont disponibles pour plusieurs objets (HK Tau, HV Tau, LkH α 263, ...) et fourniront à n'en pas douter des contraintes importantes sur les modèles. La figure 3.23 présente les résultats préliminaires de la modélisation du disque vu par la tranche de HK Tau, pour lequel une structure stratifiée avait été suggérée (Duchêne et al. 2003). Les résultats de la modélisation des images de la bande I à la bande L' semblent indiquer que des modèles avec et sans stratification sont en mesure de reproduire les observations.

La modélisation multi-techniques a permis de mettre au point de nouveaux diagnostics des propriétés des disques vus sous de fortes inclinaisons, comme la mesure du rapport gaz sur poussière ou l'analyse des raies de CO₂. La détermination de la déplétion en poussière dans les objets stellaires jeunes est un objectif scientifique majeur pour notre compréhension des processus de sédimentation et la quantification des propriétés des glaces dans les disques ouvre des portes vers une étude de la chimie dans les disques et des interactions entre gaz et grains de poussière. Les structures en densité et température déduites du code de transfert pourront être utilisées comme des entrées, bien plus réalistes que les descriptions employées actuellement, pour les modèles physico-chimiques des disques.

Ces études multi-longueurs d'onde s'inscrivent naturellement dans la préparation des futurs instruments : *SPERE*, *Herschel*, *ALMA* et développement de l'interférométrie infrarouge. L'élargissement de la couverture et la prise en compte de nouvelles techniques d'observations permettront de généraliser nos travaux et d'obtenir un nombre croissant de contraintes sur les disques et sur leur évolution. Les observations à grandes longueurs d'onde nous donneront

⁷Suivant les modèles de grains, en particulier suivant la fraction de silicates dans les grains, les opacités relatives à 3.8 et $10\ \mu\text{m}$ varient beaucoup et la zone sondée à $10\ \mu\text{m}$ est difficile à estimer à l'avance. À l'inverse une étude géométrique, similaire à celle réalisée par D04, à une longueur d'onde proche de $10\ \mu\text{m}$ fournirait des informations essentielles sur ce rapport d'opacité et, par conséquence, sur la composition des grains.

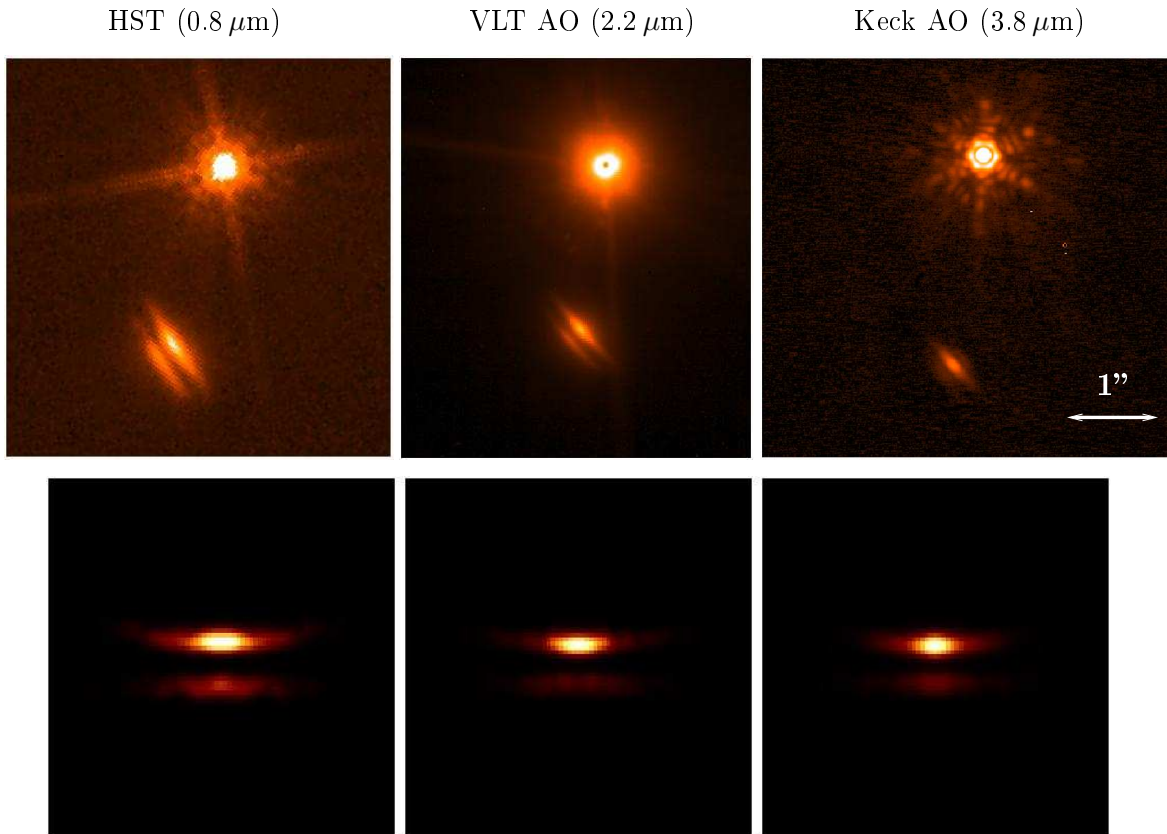


Figure 3.23 – Modélisation préliminaire du disque de HK Tau. *En haut* : observations en bande I (à gauche, Stapelfeldt et al. 1998), K (au centre, crédit : F. Ménard) et L' (à droite, crédit : C. McCabe). *En bas* : meilleur modèle ajusté aux observations aux 3 longueurs d'onde simultanément.

accès aux propriétés des grains de taille millimétrique, ainsi qu'à leur répartition spatiale, que nous pourrions comparer à celle des petits grains observés en lumière diffusée. L'inclusion de l'interférométrie infrarouge dans notre approche multi-technique permettra d'étudier les propriétés du disque à différentes échelles et, éventuellement, de mettre en évidence la présence de processus telle la migration radiale des grains ou leur croissance préférentielle dans les parties centrales des disques.

4

Signatures observationnelles de la sédimentation des grains

Sommaire

4.1	Vers une meilleure description des disques stratifiés	151
4.2	Modélisation hydrodynamique	152
4.3	Étude d'un disque d'étoile T Tauri	155
4.4	Étude d'un disque circumbinaire	160
4.5	Résumé et prochaines étapes	164

4.1 Vers une meilleure description des disques stratifiés

Les études multi-longueurs d'onde présentées au chapitre précédent ont mis en évidence qu'une structure stratifiée, avec de petits grains près de la surface et des grains plus gros dans les couches plus profondes, permet de bien expliquer les observations de certains disques. Ces résultats sont potentiellement importants car une telle sédimentation est attendue lors de l'évolution des disques et lors des premières phases de la formation planétaire. Nous avons adopté jusqu'à présent une description analytique de cette stratification sans nous soucier des processus physiques qui la causent.

Deux processus peuvent être à l'origine de cette stratification :

- la croissance préférentielle des grains dans les zones denses des disques, où la probabilité de collision entre particules est plus élevée, permettant d'augmenter le taux de croissance par collage des grains,
- la sédimentation des grains les plus gros, sous les effets conjugués du champ de gravitation de l'étoile et du frottement visqueux exercé par le gaz sur les grains de poussière.

Comme nous l'avons déjà évoqué, ces deux processus sont très probablement couplés et leur étude simultanée sera nécessaire pour une bonne compréhension de l'évolution des grains et des premières étapes de la formation planétaire. La caractérisation complète des processus de croissance de particules sous-microniques à des planétésimaux de tailles kilométriques reste cependant un objectif à long terme.

Une manière d'approcher ce problème est de chercher des signatures observationnelles de la sédimentation dans les disques. Les observations des disques, au moins dans l'optique et l'infrarouge sondent les couches supérieures des disques. Si un processus de sédimentation est en action dans les disques, ces couches superficielles seront influencées et pourraient montrer

des changements observables. Les études de ce type sont peu nombreuses. Miyake & Nakagawa (1995) ont étudié les effets de la sédimentation et de la luminosité d'accrétion sur les SEDs des disques T Tauri afin d'expliquer les couleurs IRAS de ces étoiles, mais leur modèle était assez simple. Il ne prenait en compte aucune forme de turbulence et les temps caractéristiques de changement de la surface du disque étaient calculés à l'aide de la densité dans le plan médian. Dullemond & Dominik (2004b) étudient les effets de la sédimentation en présence de turbulence sur les observations des disques, SEDs et images en lumière diffusée. Ils partent d'un modèle où le gaz et la poussière sont parfaitement mélangés et calculent le processus de sédimentation ainsi que les quantités observables à différentes étapes du processus. La sédimentation est décrite par une équation de diffusion à une dimension dans la direction verticale et est calculée à différents rayons dans le disque.

Nous nous proposons ici de faire un nouveau pas dans cette direction en étudiant les propriétés observationnelles prédites par des modèles calculant la dynamique à trois dimensions des grains de poussière dans les disques et qui traitent de manière simultanée les processus de sédimentation et de migration radiale. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Laure Fouchet (ETH, Zürich) et Jean-François Gonzalez (CRAL, Lyon) qui ont développé un code hydrodynamique traitant de manière séparée la dynamique du gaz et des grains de poussière. L'objectif est de regarder quels sont les effets prédits par ces modèles sur les caractéristiques observables des disques et si nous pouvons espérer les détecter avec les instruments actuels ou futurs, afin de fournir en retour des contraintes sur les modèles.

Nous étudions deux types de disque, un disque d'étoile T Tauri classique et un disque circumbinaire afin de voir si les modèles hydrodynamiques peuvent apporter une base théorique à notre modélisation de la structure stratifiée de l'anneau de GG Tau.

4.2 Modélisation hydrodynamique

4.2.1 Description du code

Le code hydrodynamique dont nous utilisons ici les résultats est un code initialement développé par Murray (1996) et modifié par Barrière-Fouchet et al. (2005) pour inclure la dynamique de la poussière. Il utilise une méthode SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*, voir par exemple Benz 1990; Monaghan 1992; Price & Monaghan 2004), c'est-à-dire une méthode lagrangienne qui suit l'évolution des particules au cours du temps. Le code est bi-fluides, avec une phase décrivant la dynamique du gaz et la seconde celle de grains de poussière de taille unique. Il est à trois dimensions et fait l'hypothèse que le disque est non auto-gravitant et verticalement isotherme avec une loi de température donnée par $T(r) \propto r^{-3/4}$ où r est la distance à l'étoile projetée sur le plan équatorial du disque.

La phase de poussière est traitée comme un fluide sans pression et le couplage entre gaz et poussière est décrit par une force de frottement aérodynamique, en supposant que nous sommes dans le régime d'Epstein :

$$F = \frac{4\pi}{3} \rho_{\text{gaz}} c_s a^2 v \quad (4.2.1)$$

où ρ_{gaz} est la densité du gaz, c_s , la vitesse du son, a la taille du grain et v sa vitesse par rapport au gaz (Weidenschilling 1977). Dans le contexte des disques protoplanétaires, cette loi est valide pour des grains de taille inférieure au centimètre. La force de frottement de la poussière sur le gaz est négligeable et n'est pas intégrée dans les calculs. La turbulence est prise en compte de manière très limitée, par un terme de dissipation dans l'équation du mouvement, choisi pour reproduire le niveau de dissipation caractéristique du modèle de turbulence de Shakura & Sunyaev (1973). Cependant, la longueur caractéristique sur laquelle

la dissipation a lieu est de l'ordre de la longueur de mélange utilisée dans le code et une cascade turbulente ne peut se développer.

Le disque est initialement décrit par des lois de puissance proches des conditions d'équilibre et le champ de vitesse est képlérien. À partir de cet état initial, l'évolution de la phase de gaz *seule* est calculée pendant ~ 8000 ans, c'est-à-dire 8 orbites à 100 AU, afin de permettre à la pression et à la viscosité artificielle de lisser le champ de vitesse, qui devient sous-képlérien à cause du gradient de pression. Une fois le disque relaxé, la phase de poussière est ajoutée avec les mêmes distribution spatiale et champ de vitesse que les particules de gaz et l'évolution des deux phases est suivie simultanément, pendant de nouveau 8000 ans. Les simulations sont très coûteuses en temps de calcul, en particulier pour les tailles de grains inférieures à $10 \mu\text{m}$ car le pas de temps des simulations doit être réduit lorsque la force de frottement augmente. Malheureusement, ce sont ces tailles qui nous intéressent le plus pour détecter d'éventuelles signatures de sédimentation en lumière diffusée. Afin de pouvoir calculer la distribution spatiale de plusieurs tailles de grain en un temps raisonnable, les simulations utilisées ici, ont été réalisées avec environ 25 000 particules (réparties uniformément entre le gaz et la poussière). Barrière-Fouchet et al. (2005) montrent que les résultats obtenus sont proches de ceux de simulations à plus haute résolution ($\sim 160\,000$ particules), pour des tailles entre $100 \mu\text{m}$ et 10cm .

4.2.2 Couplage des codes hydrodynamiques et de transfert radiatif

Chaque simulation hydrodynamique nous fournit la position des particules de gaz et des particules représentant une taille de grains de poussière. Afin de les exploiter pleinement à l'aide de notre code de transfert radiatif, certains traitements doivent être réalisés : un lissage des données SPH et la reconstruction d'une répartition globale des grains dans le disque.

Lissage des données SPH

Les données issues du code SPH sont d'abord lissées sur une grille régulière. Malgré ce lissage, les données restent relativement bruitées et nous avons réalisé des ajustements analytiques de la densité de poussière. Les profils de densité adoptés sont légèrement différents pour le disque T Tauri et le disque circumbinaire (voir Barrière-Fouchet 2005 pour de plus amples détails).

Pour les deux types de disque, l'ajustement est d'abord réalisé dans la direction verticale où nous adoptons un profil gaussien¹.

À chaque rayon, un ajustement sur les deux paramètres ρ_{max} et σ_0 est réalisé :

$$\rho(z) = \rho_{\text{max}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (4.2.2)$$

Ces deux paramètres sont des fonctions de r et sont ensuite ajustés à l'aide des fonctions suivantes, qui permettent de bien reproduire les densités obtenues par le code SPH (figure 4.1) :

– pour le disque entourant l'étoile T Tauri :

$$H(r) = \sum_{i=1}^4 a_i r^i \quad \text{et} \quad \Sigma(r) = \exp\left(\sum_{i=0}^4 b_i r^i\right), \quad (4.2.3)$$

¹Selon Garaud et al. (2004), l'évolution temporelle de la densité de poussière est auto-similaire et le profil doit rester proche d'une distribution gaussienne, avec une largeur et une amplitude qui évoluent en fonction du temps.

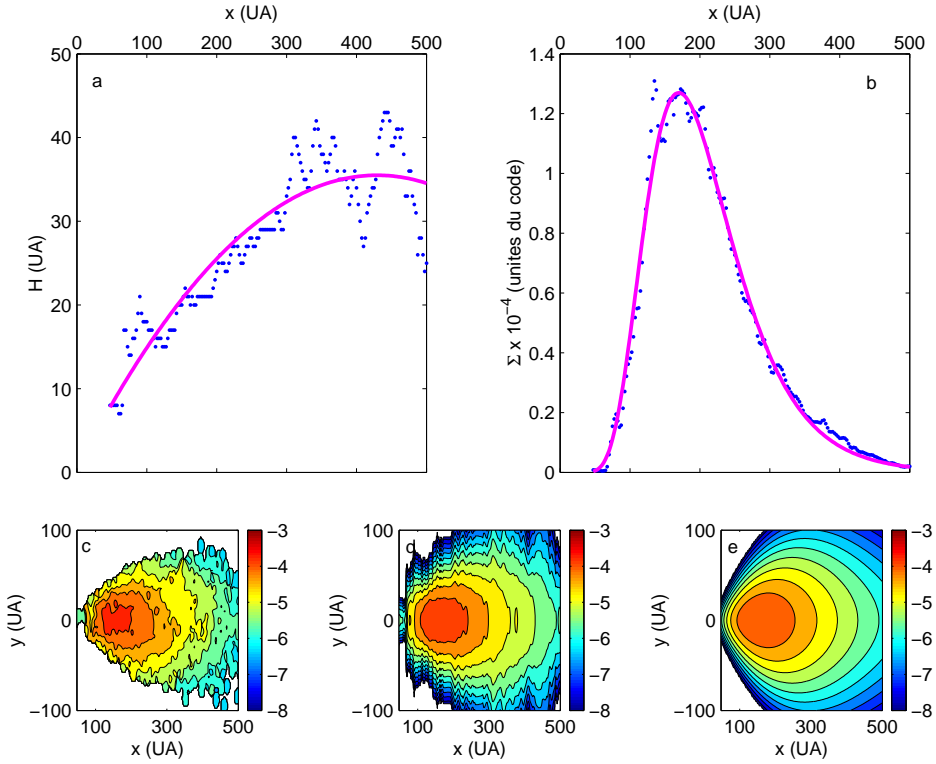


Figure 4.1 – Exemple d’ajustement, pour des particules de $5 \mu\text{m}$ dans le disque circumbinaire. (a) : échelle de hauteur. (b) : densité de surface. Dans les deux cas, les courbes en pointillés correspondent aux résultats de l’ajustement dans la direction verticale et les courbes pleines aux résultats des ajustements dans les directions verticale puis radiale. (c) : densité des particules SPH une fois lissée sur une grille régulière (d) : ajustement vertical de la densité. (e) : ajustement des données dans les directions verticale puis radiale. Figure extraite de Barrière-Fouchet (2005)

– pour le disque circumbinaire :

$$H(r) = a_2 r^2 + a_1 r + a_0 \quad \text{et} \quad \Sigma(r) = \Sigma_{\text{max}} \exp\left(\frac{(\ln(r) - \ln(r_{\text{max}}))^2}{2\sigma_0'^2}\right). \quad (4.2.4)$$

Reconstruction d’une distribution en taille de grain

Les simulations hydrodynamiques permettent de calculer indépendamment la répartition spatiale des grains pour un nombre restreint de tailles de grains. Pour produire les SEDs et images en lumière diffusée, nous avons besoin de reconstruire une distribution en tailles de grain en chaque point du disque. Comme nous ne prenons pas en compte les interactions (croissance ou destruction via les collisions) entre grains, nous pouvons superposer les résultats de simulations avec des grains de tailles différentes. Afin d’obtenir un échantillonnage en taille suffisant, nous interpolons linéairement les paramètres des ajustements en fonction du logarithme de la taille des grains, en faisant l’hypothèse que les grains les plus petits de notre distribution, à savoir $a = 0.03 \mu\text{m}$ suivent parfaitement le gaz. Il ne nous reste alors plus qu’à calibrer la fraction relative de chaque grain et nous choisissons une distribution en loi de puissance $dn(a) \propto a^{-3.7} da$, où n est la population des grains intégrée sur l’ensemble du disque.

4.3 Étude d'un disque d'étoile T Tauri

Afin de détecter les signatures observationnelles de la sédimentation et la migration radiale, nous avons calculé les images en lumière diffusée et SEDs des disques de deux manières différentes : (i) en utilisant les profils de densité décrits précédemment et (ii) en forçant tous les grains à suivre la distribution du gaz, afin de fournir un cas de référence, sans sédimentation.

4.3.1 Distribution de poussière

Pour étudier les éventuelles signatures de sédimentation dans un disque entourant une étoile T Tauri, nous reprenons les paramètres des modèles présentés par Barrière-Fouchet et al. (2005), c'est-à-dire une masse stellaire $M_* = 1 M_\odot$, une masse de disque en gaz de $M_{\text{disque}} = 0.01 M_\odot$ avec un rapport gaz sur poussière de 100, le rayon du disque va de 0.5 à 400 AU et les tailles de grains vont de $1 \mu\text{m}$ à 1 m par décade.

La figure 4.2 présente les résultats obtenus par Barrière-Fouchet et al. (2005). On observe que les petits grains ($\lesssim 10 \mu\text{m}$) restent très couplés au gaz et le disque de poussière garde une forme évasée. Les gros corps ($> 10 \text{m}$) ne ressentent pratiquement pas les effets du gaz et restent sur des orbites quasi-képlériennes et le disque de poussière correspondant conserve sa structure évasée initiale. Pour les particules de taille intermédiaire, la friction influe fortement la dynamique de la poussière et leur impose un mouvement qui est très différent de celui du gaz, avec des processus de sédimentation et de migration radiale. La sédimentation est la plus efficace pour les grains entre $100 \mu\text{m}$ et 10 cm et contribue à réduire l'échelle de hauteur du disque de poussière. Elle est suivie d'une phase de migration radiale lorsque les grains sont proches du plan médian. Pour les grains entre 1 et 10 cm, la migration radiale est efficace dans les zones centrales du disque, produisant une couche de poussière très fine, alors que le disque reste évasé dans les zones externes où la sédimentation est moins efficace. Pour les grains plus petits (de $100 \mu\text{m}$ à 1 mm), la migration est moins efficace (relativement à la sédimentation) et l'augmentation de la densité dans le plan médian est limitée par la pression du gaz : la couche de poussière reste plus épaisse que pour les particules plus grosses. Pour ces mêmes particules, la sédimentation étant efficace même à grands rayons, le sous-disque de poussière tend à s'éloigner de la structure évasée.

La figure 4.3 présente les échelles de hauteur et densité de surface obtenues pour les différentes tailles de grains, dans les cas du disque circumstellaire. La réduction de l'échelle de hauteur des grains est particulièrement marquée entre $1 \mu\text{m}$ et 1 mm où elle passe d'environ 14 AU à 4 AU à un rayon de 100 AU, typique des zones que l'on peut sonder en lumière diffusée.

Des résultats intéressants apparaissent également sur les courbes de densité de surface, en particulier pour les grains de 1 mm. Les parties externes du disque sont dépeuplées, ainsi que les parties centrales, très probablement parce que la migration devient extrêmement efficace dans ces régions et les grains ont tendance à être accrétés vers l'étoile².

4.3.2 Images en lumière diffusée

La figure 4.4 présente les images en lumière diffusée obtenues en bande I avec (à gauche) et sans sédimentation des grains (à droite). Lorsque le disque est vu par le pôle (panneau

²Le comportement obtenu dans ces régions ne peut être compris que de façon qualitative. En effet, dans les simulations SPH, un « puits » est introduit au niveau du bord interne, afin d'éviter de calculer les orbites des particules très proches de l'étoile (ce qui allongerait considérablement les temps de calcul, le code ne disposant pas d'un système de pas de temps adaptatif). Ce trou central crée un artefact numérique au bord interne où les densités calculées doivent être considérées avec précaution. Les comportements relatifs des différents grains sont cependant sans doute corrects, l'accrétion dans le puits remplaçant l'accrétion sur l'étoile, même si les échelles de distance ne sont pas exactes.

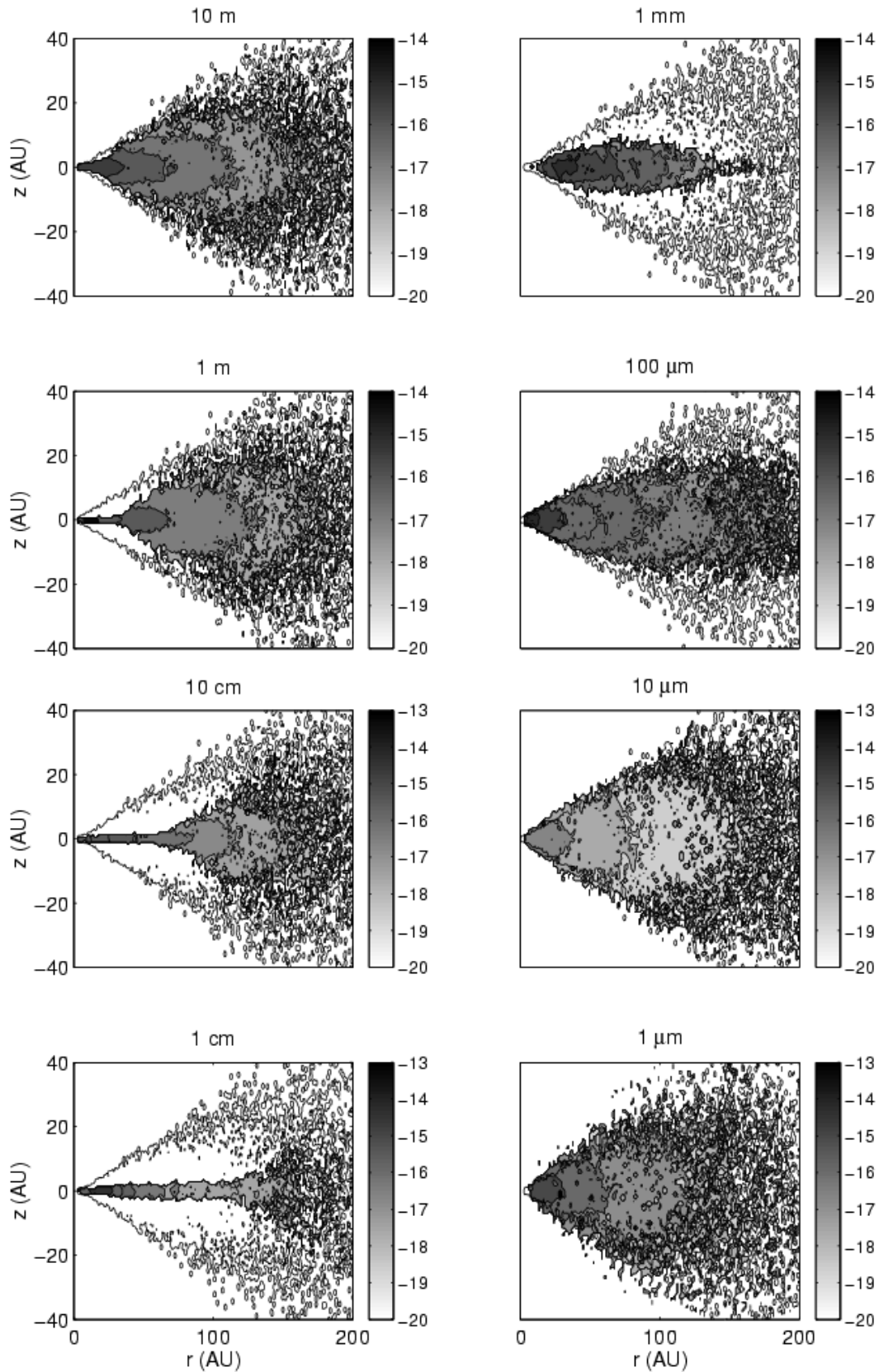


Figure 4.2 – Distribution spatiale des grains en fonction de leur taille, calculée par Barrière-Fouchet et al. (2005). Les figures présentent une coupe du disque dans le plan (r, z) où sont représentés les contours de densité des particules SPH, correspondant aux grains de poussière de tailles comprises entre $1 \mu\text{m}$ et 10 m . Les barres de couleur indiquent $\log_{10}(\rho)$ en g.cm^{-2} . Le contour le plus externe est celui du gaz pour une densité $\rho = 1.9 \cdot 10^{-22} \text{ g.cm}^{-2}$. figure extraite de Barrière-Fouchet et al. (2005).

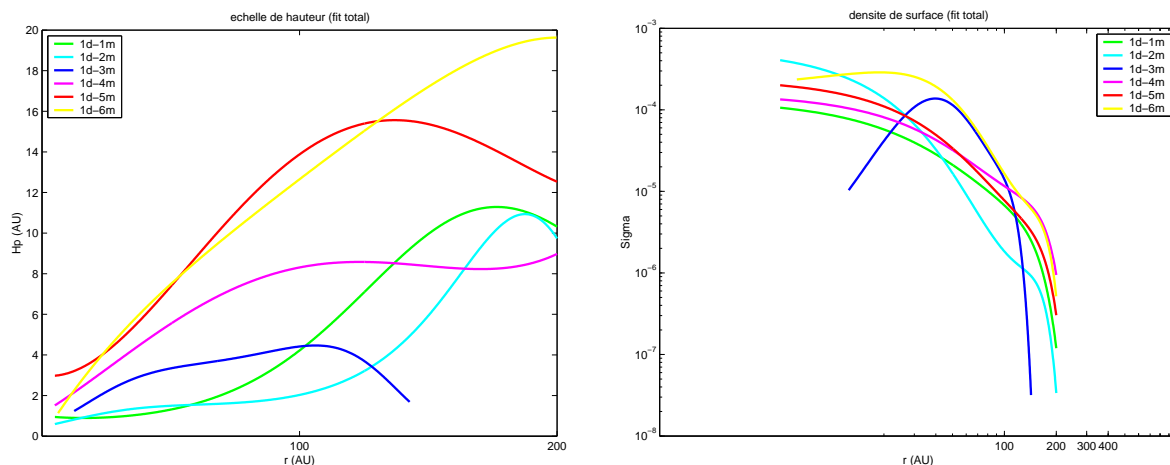


Figure 4.3 – Ajustements de l'échelle de hauteur (à gauche) et de la densité de surface (à droite) pour des grains de 10 cm, 1 cm, 1 mm, 100 μ m grains ainsi que pour le gaz dans le cas du disque entourant une étoile T Tauri. Figure extraite de Barrière-Fouchet (2005).

supérieur), on observe qu'en présence de sédimentation la brillance de surface du disque est sensiblement plus faible. Les profils de brillance (figure 4.5) montrent que la différence s'accroît légèrement lorsque l'on s'éloigne de l'étoile, avec un facteur compris entre 2 et 3 pour les régions centrales du disque alors qu'il atteint environ 6 dans les parties externes. Cette diminution de brillance est due à la disparition des grains de quelques microns, qui ont l'albédo le plus élevé à la longueur d'onde étudiée ici, de la surface $\tau = 1$. Il ne reste alors, dans cette surface, que des grains sensiblement plus petits que la longueur d'onde. Ces grains ont un albédo plus faible et le résultat est une diminution de la quantité de lumière diffusée.

Ces résultats, obtenus à partir d'un modèle de sédimentation dynamique, sont en accord avec ceux de Dullemond & Dominik (2004b), qui se basent sur la résolution d'une équation de diffusion à chaque rayon. Ils prévoient que le disque devient de plus en plus faible dans les images en lumière diffusée au cours du temps et devrait être indétectable au bout d'une dizaine de milliers d'années.

Une telle baisse de luminosité des disques a un impact sur notre capacité à les détecter en imagerie et pourrait expliquer, au moins en partie, le nombre important de disques dont la SED indique la présence d'un disque mais dont les tentatives d'obtenir une image ont jusqu'à présent échoué. Le taux de disques détectés est d'environ 5% dans les campagnes d'observation de HST. De même, un nombre important de disques dont nous connaissons l'existence par des images résolues dans le millimétrique à l'aide du Plateau de Bure, n'ont pu être imagés en lumière diffusée. Il n'est alors pas impossible que les disques que nous détectons en lumière diffusée soient des disques jeunes, dans lesquels le processus de sédimentation n'a pas démarré, auquel cas ces disques ne seraient pas les meilleurs candidats pour essayer de détecter des indices d'une formation planétaire.

Dans le cas où le disque est vu par la tranche (panneau inférieur de la figure 4.4), la géométrie de l'image n'est que marginalement modifiée. La brillance par unité de surface est environ dix fois plus faible que dans le cas sans sédimentation, également à cause de la disparition des grains les plus réfléchissants de la couche de surface. Un effet de cet ordre de grandeur est mesurable sur des observations calibrées en flux mais reste très difficile à distinguer d'une différence d'albédo, causée par une composition des grains différente ou la présence d'un manteau de glace autour des grains dans les parties externes du disque par exemple.

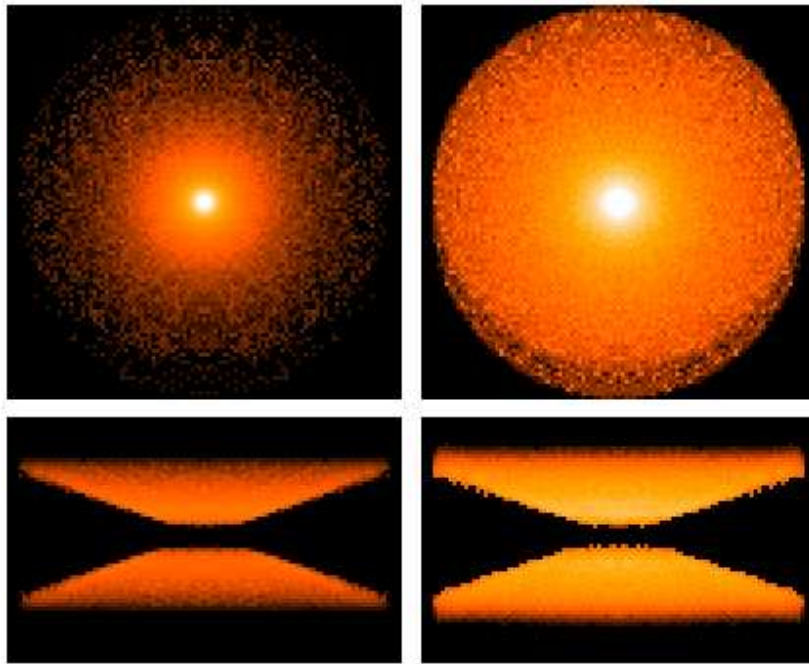


Figure 4.4 – Images en lumière diffusée avec (à gauche) et sans sédimentation des grains (à droite) du disque modélisé par Barrière-Fouchet et al. (2005). Le panneau supérieur présente les résultats pour le disque vu par le pôle ($i \approx 12.5^\circ$) et le panneau inférieur pour le disque vu par la tranche ($i \approx 88.5^\circ$). Les niveaux sont identiques dans les quatre images.

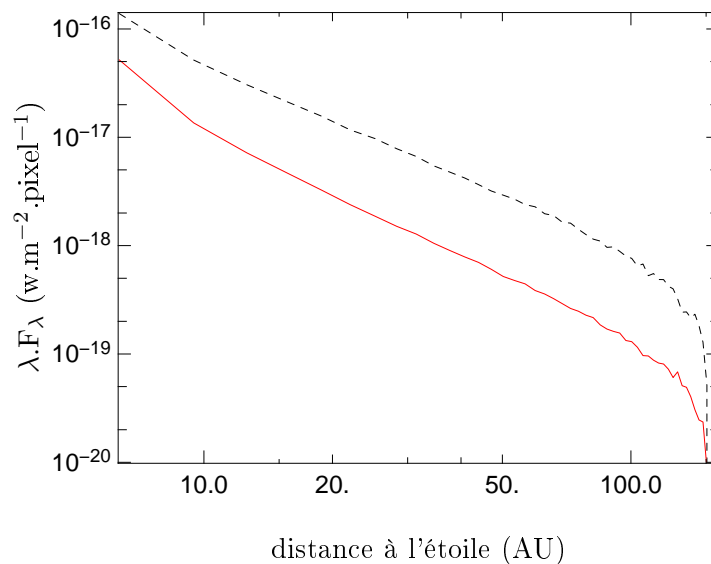


Figure 4.5 – Profils de brillance en fonction de la distance à l'étoile, avec (ligne pleine) et sans sédimentation (ligne en tirets), dans le cas du disque vu par le pôle.

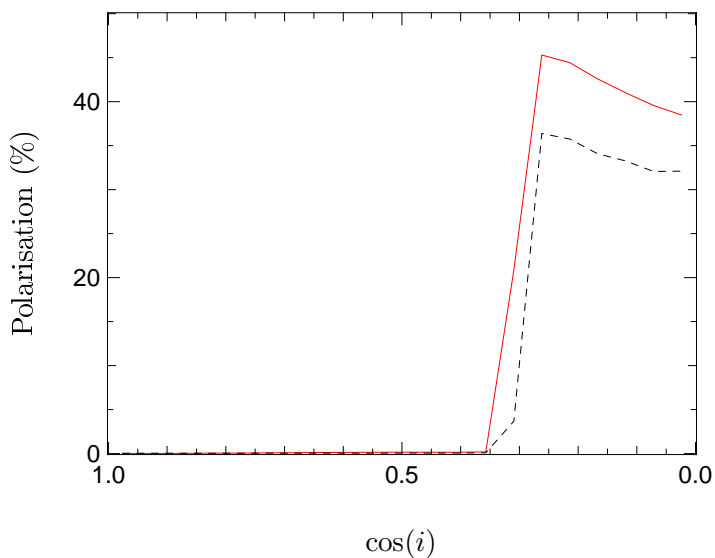


Figure 4.6 – Courbes de polarisation avec (ligne pleine) et sans sédimentation (ligne en tirets) en fonction de l'inclinaison.

Nos simulations montrent un comportement similaire à des longueurs d'onde plus grandes. En particulier, nous n'observons pas de réduction de l'échelle de hauteur du disque, en fonction de la longueur d'onde, plus marquée dans le cas avec sédimentation comme nous aurions pu nous y attendre. Cela est probablement dû au fait que l'évolution de la phase de poussière n'a été suivie que pendant 8 000 ans, et que nous n'observerons ici que les effets d'une sédimentation limitée, qui reste insuffisante pour déplacer de manière visible la surface $\tau = 1$.

La polarisation est très sensible à la taille des grains. Si les gros grains disparaissent des couches de surface, on s'attend à une augmentation de la polarisation. Sur la figure 4.6, sont présentées les courbes de polarisation en fonction de l'inclinaison. La polarisation est systématiquement plus élevée en cas de sédimentation. Pour les disques vus sous de fortes inclinaisons, où les taux de polarisation sont les plus importants, la sédimentation augmente la polarisation de 5 à 10 points de pourcentage, différence qui peut être mise en évidence au vu de la précision des polarimètres. La polarisation peut donc être utilisée comme un diagnostic complémentaire pour rejeter la présence de grains sensiblement plus grands que la longueur d'onde dans les couches supérieures des disques.

4.3.3 Distribution spectrale d'énergie

Parce que la sédimentation des grains vers le plan médian modifie la géométrie du disque et sa capacité à intercepter la lumière de l'étoile, le bilan énergétique peut être modifié et on peut espérer détecter des signatures de la sédimentation dans la SED.

La figure 4.7 présente les SEDs obtenues avec et sans sédimentation. La principale différence est le changement de pente observé entre 20 et 200 μm , avec un indice spectral $\alpha = d \log(\lambda.F_\lambda) / d \log(\lambda)$ qui passe de -0.78 dans le cas sans sédimentation à -0.89 avec sédimentation. Cette baisse de la SED dans le régime infrarouge lointain s'explique par la diminution de l'opacité des couches supérieures du disque, ce qui se traduit par une diminution de l'énergie stellaire interceptée. La conservation de l'énergie implique alors une baisse égale de l'énergie re-rayonnée par le disque.

Ce régime de longueur d'onde tombe dans les fenêtres de *Spitzer* et bientôt de *Herschel*. La précision photométrique de *Spitzer* à 70 μm est insuffisante pour mesurer cet effet mais ce

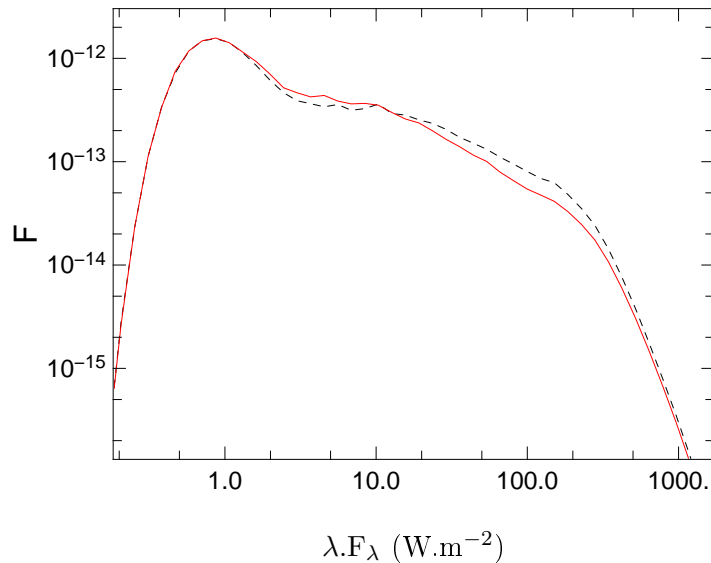


Figure 4.7 – Distributions spectrales d'énergie du disque T Tauri, avec (courbe pleine) et sans sédimentation (courbe en tirets).

type de mesure sera accessible pour *Herschel* : la différence de flux prédite est de l'ordre de 50 % vers 100 μm .

On observe un excès d'émission dans l'infrarouge proche et moyen dans le cas avec sédimentation. Cet excès est causé par la température plus élevée de la surface du disque en cas de sédimentation. La figure 4.8 montre, par exemple, les profils verticaux de température à des rayons de 2 AU (à gauche) et 100 AU (à droite). Lorsque le disque est stratifié, on observe une température de surface entre 10 et 20 % plus élevée qu'en absence de sédimentation, avec une température qui passe de 250 à 280 K à 2 AU et de 50 à 60 K vers 100 AU.

Cette augmentation de la température de surface va avoir pour conséquence d'agrandir la surface d'émission à une longueur d'onde donnée, expliquant l'augmentation du flux observé. Pour les mêmes raisons, nous nous attendons à observer un phénomène similaire à celui étudié dans le cas d'IM Lup, à savoir une augmentation de la force des raies en présence de sédimentation. Comme nous l'avons déjà évoqué, le code hydrodynamique ne permet pas, pour l'instant, d'échantillonner les parties centrales du disque, à l'origine des raies d'émission des silicates, à cause de la présence d'un trou artificiel à 0.5 AU et des nouvelles simulations seront nécessaires pour analyser plus en détails ces effets.

L'augmentation de la température a en outre des implications sur les mécanismes chimiques dans le disque. Elle influe sur les taux de réaction et réduit les régions dans lesquelles un manteau de glace peut se former autour des grains, ce qui peut, par exemple, avoir des conséquences sur les taux de déplétion du CO.

4.4 Étude d'un disque circumbinaire

L'étude de l'anneau circumbinaire de GG Tau (section 3.4) semble indiquer qu'un disque stratifié est le modèle le plus simple pour expliquer l'ensemble des observations. Pour cela, nous avons eu besoin d'introduire une ségrégation des grains non seulement verticale mais aussi radiale.

Nous nous proposons ici de tester la validité de cette hypothèse, en nous appuyant sur une modélisation physique des processus de sédimentation et migration radiale des grains.

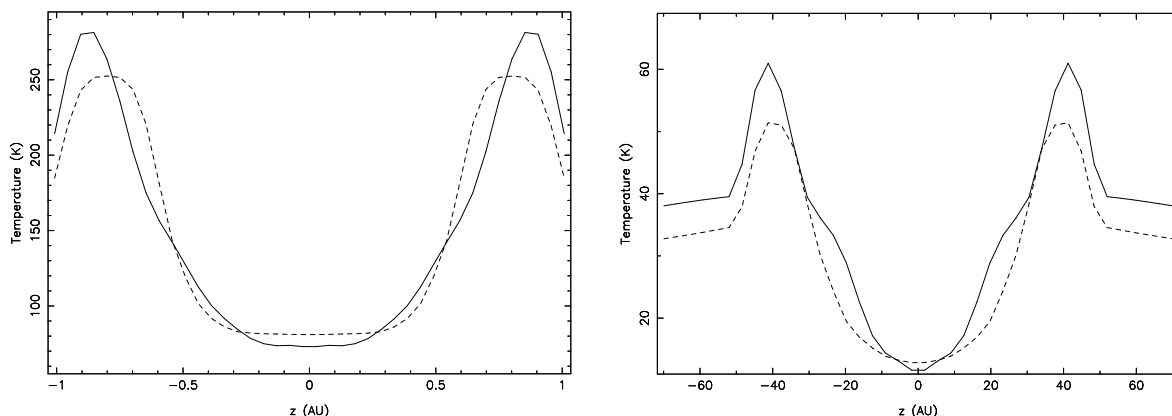


Figure 4.8 – Profils verticaux de température avec (courbe pleine) et sans sédimentation (courbe en tirets) à des distances de l'étoile dans le plan médian de 2 AU (à gauche) et 100 AU (droite).

4.4.1 Distribution de poussière

Nous considérons donc le cas d'une étoile binaire entourée d'un disque. Nous choisissons des masses stellaires de $M_{*1} = 0.5 M_{\odot}$ et $M_{*2} = 0.65 M_{\odot}$, un demi-grand axe $a = 35$ AU, une excentricité $e = 0.25$, une masse de disque $M_{\text{disque}} = 0.13 M_{\odot}$ (gaz) avec un rapport gaz sur poussière de 100. Nous nous concentrons dans cette partie sur les signatures en lumière diffusée. Notre étude de GG Tau dans le chapitre précédent a montré que nous n'étions pas sensibles aux grains plus gros que quelques microns. De ce fait, nous n'avons calculé les distributions spatiales que pour les tailles de grain 1, 2.5, 7.5, et 10 μm .

Sur la figure 4.9, sont tracées les distributions de densité dans le plan (r, z) , pour trois tailles de grains : 1, 5 et 10 μm (de gauche à droite), dans le cas du disque circumbinaire. On observe que l'échelle de hauteur caractéristique diminue avec la taille des grains, comme l'on s'y attend en présence de sédimentation. La répartition radiale présente également des différences en fonction de la taille des grains³. Les grains de 1 μm s'étendent plus près de l'étoile que les grains de 5 et 10 μm , ce qui semble confirmer notre modèle analytique de stratification radiale et verticale (section 3.4.4) où les petits grains forment une couche qui entoure les parties centrales de l'anneau dans lesquelles les gros grains sont présents.

Cette distribution spatiale est liée au fait que le frottement aérodynamique du gaz sur les grains a pour effet de les faire migrer vers les zones de plus fortes densités. Les grains de 10 μm , plus perturbés par ce frottement, se dirigent plus rapidement vers le centre de l'anneau que les grains de 1 μm , ce qui produit le décalage observé.

Dans la figure 4.10 sont représentées, dans le cas du disque circumbinaire, les échelles de hauteur et densité en fonction de la taille des grains. La figure met en relief les résultats décrits ci-dessus, à savoir une échelle de hauteur qui décroît avec la taille des grains dans les zones externes de l'anneau et une densité de surface qui semble se décaler vers les plus grands rayons lorsque la taille des grains augmente.

³Le bord interne obtenu dans les simulations est de quelques dizaines d'unités astronomiques, soit sensiblement moins que le bord interne de GG Tau (180 AU). Cette différence est due au fait que les paramètres de la binaire ne correspondent pas à ceux de GG Tau et la déplétion des parties centrales du disque n'est donc pas identique. Cela introduit simplement un facteur d'échelle et ne modifie en rien les résultats présentés dans ce chapitre.

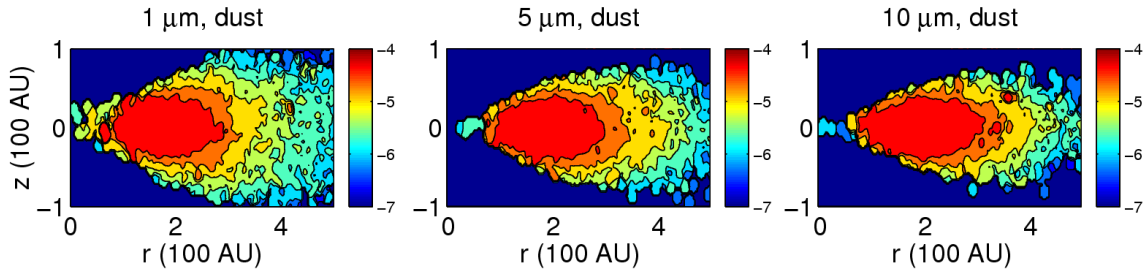


Figure 4.9 – Densité de la poussière dans le disque circumbinaire dans le plan (r, z) en fonction de la taille des grains : $1 \mu\text{m}$ (panneau de gauche), $5 \mu\text{m}$ (centre) et $10 \mu\text{m}$ (droite). L'échelle de couleur est donnée en unité arbitraire mais est identique pour les trois panneaux.

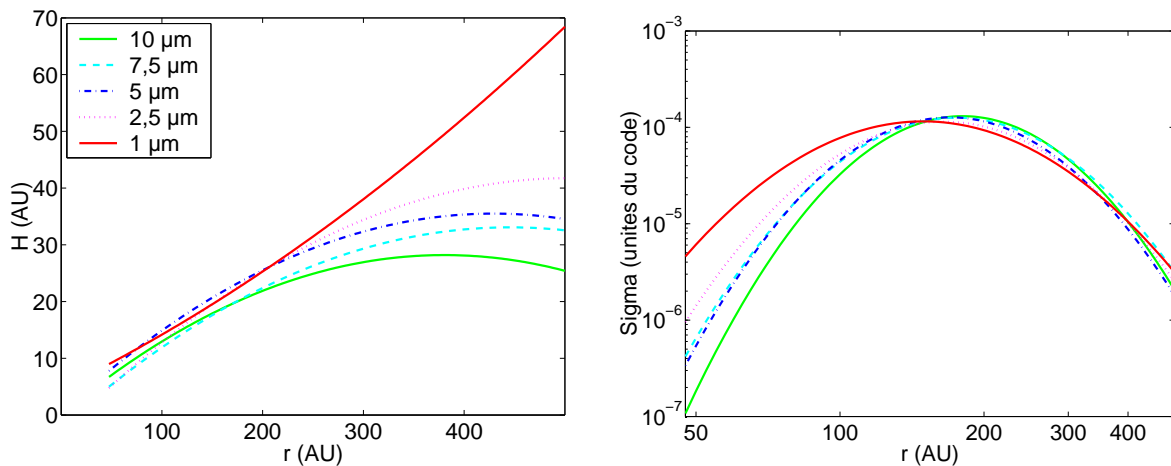


Figure 4.10 – Échelle de hauteur (à gauche) et densité de surface (à droite) pour les petits grains, de 1 à $10 \mu\text{m}$ dans le disque circumbinaire, 32 orbites après l'injection de la poussière.

4.4.2 Images en lumière diffusée

La figure 4.11 montre la comparaison des images synthétiques avec et sans sédimentation des grains, pour les bandes I, J, H et L'. Les différences entre les modèles avec et sans sédimentation sont importantes en particulier au niveau de la face arrière du disque. Comme dans le cas de la stratification analytique que nous avons utilisée, nous observons les petits grains au bord interne du disque. Ces derniers sont des diffuseurs isotropes et renvoient une fraction de lumière plus importante que les grains plus gros, dont nous détectons la lumière diffusée lorsque tous les grains sont bien mélangés.

Sur la figure 4.12 sont présentés les profils de brillance dans les cas avec et sans stratification. Nous avons également superposé les profils observés de GG Tau. Nous souhaitons souligner ici que les modèles ne sont *pas* un ajustement aux données, qui sont tracées comme référence afin d'étudier le comportement *qualitatif* de nos modélisations.

La prise en compte de la sédimentation va dans la bonne direction pour expliquer les observations de GG Tau. On constate en particulier que nous sommes essentiellement sensibles à la stratification radiale au niveau de la face arrière. La lumière provenant de la surface de l'anneau, qui correspond aux angles entre 0 et 90° d'une part et 270 et 360° d'autre part n'est en définitive que peu affectée par la sédimentation et les deux profils de brillance (avec et sans stratification) sont pratiquement identiques. La face arrière est en revanche sensiblement plus brillante dans le cas avec stratification, pour les raisons évoquées ci-dessus.

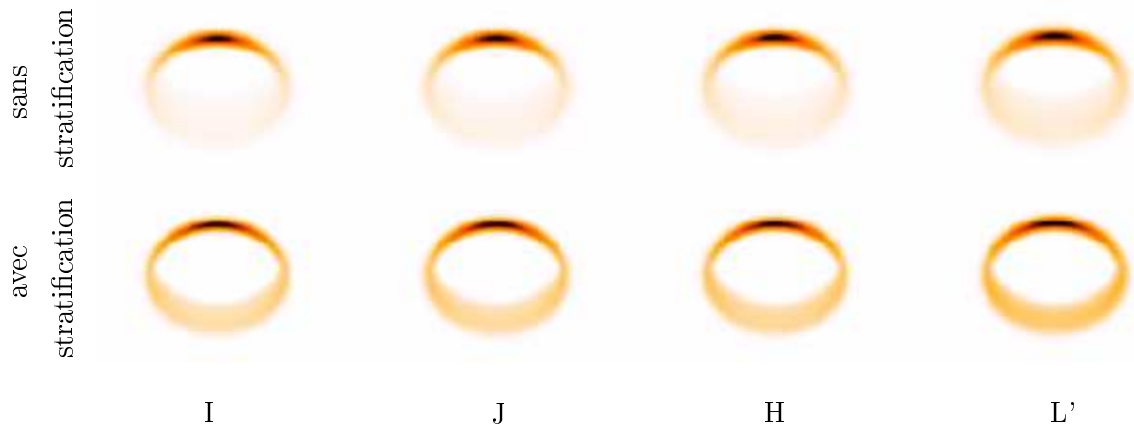


Figure 4.11 – Images synthétiques du disque circumbinaire sans (en haut) et avec stratification (en bas), dans les bandes I, J, H et L', de gauche à droite.

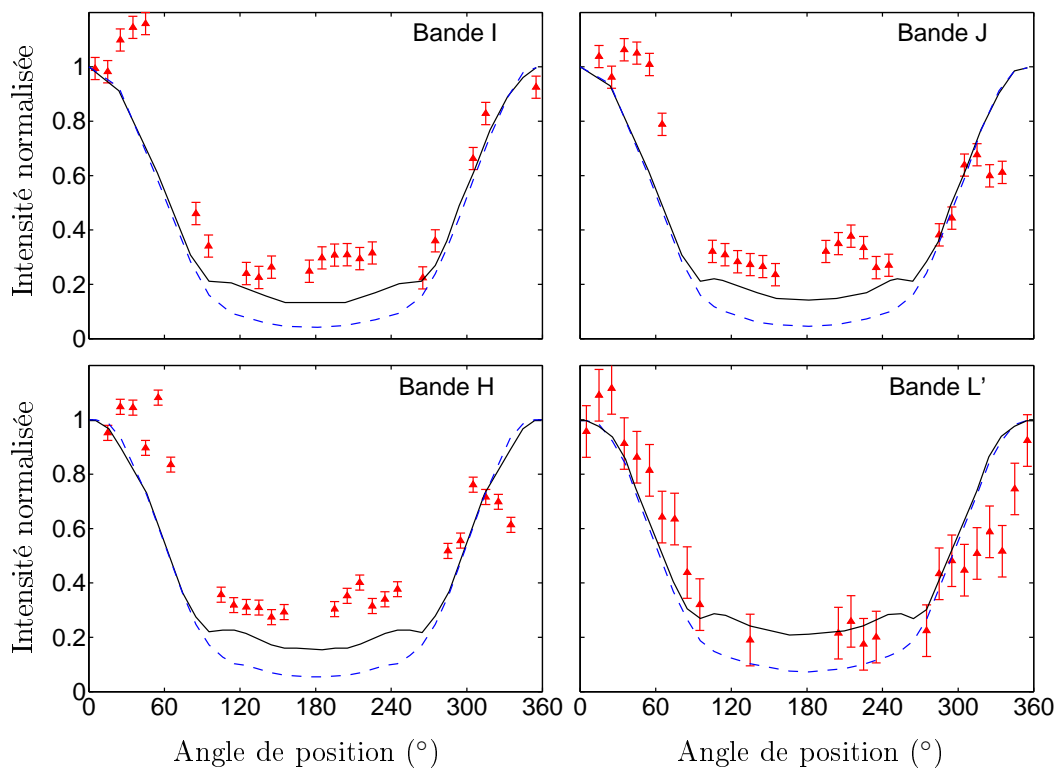


Figure 4.12 – Profils azimutaux de brillance du disque circumbinaire, avec (courbe pleine) et sans stratification (courbe en tirets). Les points de mesure correspondent à l'anneau de GG Tau et sont donnés comme référence.

Il apparaît que la stratification calculée par le modèle hydrodynamique n'est pas tout-à-fait suffisante pour expliquer les profils de brillance. Cela est peut-être dû au temps relativement court sur lequel l'évolution dynamique est suivie, ou à des processus physiques qui conduisent également à une ségration spatiale des grains dans le disque et qui ne sont pas considérés ici, comme une croissance préférentielle des grains dans les zones les plus denses du disque.

4.5 Résumé et prochaines étapes

Les modèles de formation planétaire prévoient la formation d'un sous-disque de poussière par sédimentation dans lequel peuvent se former des planétésimaux par instabilité gravitationnelle. Ce disque de poussière, proche du plan médian, reste masqué par les couches supérieures du disque protoplanétaire et sa mise en évidence observationnelle reste impossible.

Nous pouvons en revanche chercher des signatures du processus de sédimentation à son origine. Les premiers calculs que nous avons réalisés ici, en couplant un code hydrodynamique à notre code de transfert radiatif, indiquent que la sédimentation affecte les images en lumière diffusée, le taux de polarisation et la SED. Au niveau de la SED, la sédimentation se traduit par une diminution du flux dans le régime sub-millimétrique, qui a pour conséquence de diminuer l'indice spectral. Ce type de variations restera probablement difficile à distinguer d'un autre effet géométrique. Pour les images en lumière diffusée, nous observons une diminution du flux diffusé, à cause de la disparition des meilleurs grains diffuseurs à la longueur d'onde d'observation. Là encore, la discrimination avec d'autres effets, en particulier une composition différente, est délicate. La disparition des gros grains se traduit également par une augmentation sensible de la polarisation, même si elle ne suffit pas à apporter de réponse définitive. La combinaison de ces différents types d'observations devrait permettre à terme de lever ces incertitudes et d'obtenir des contraintes quantitatives à partir des observations. Par exemple, une simple baisse de l'albédo, sans modifier les autres propriétés de diffusion, qui peut mimer les effets de la sédimentation sur les images en lumière diffusée se traduit par une baisse de la fraction de lumière diffusée et donc de la polarisation, à l'inverse de l'effet produit par la sédimentation. L'inclusion de l'émission thermique permet d'avoir une idée supplémentaire des rapports entre les sections efficaces d'absorption et de diffusion et de restreindre encore les familles de solutions compatibles avec les observations d'un disque donné.

D'autres signatures sont également attendues. En particulier, la forme et l'amplitude des raies de silicates sont un diagnostic important de sédimentation comme nous l'avons montré dans notre étude d'IM Lup. La réalisation de simulations avec un traitement réaliste des parties centrales du disque apparaît comme l'étape suivante de cette étude. De telles simulations seraient également un outil très précieux pour interpréter les données interférométriques dans l'infrarouge et comprendre les propriétés et la répartition des grains au niveau du bord interne du disque.

La modélisation du disque circumbinaire nous a permis de donner une base physique à notre modélisation, dans le chapitre précédent, de l'anneau de GG Tau. Les modèles hydrodynamiques valident notre hypothèse d'une stratification radiale des grains et sont en accord qualitatif avec les observations. Plus qu'à la sédimentation verticale des grains, c'est d'ailleurs à leur ségrégation radiale au bord interne, sous l'effet du gradient de pression, auquel nous sommes sensibles dans le disque de GG Tau. La configuration que nous avons utilisée ne correspond pas exactement à celle de GG Tau. L'utilisation des paramètres orbitaux de la binaire, déterminés par Beust & Dutrey (2005), devrait nous permettre de faire des comparaisons plus quantitatives avec les données et de commencer à contraindre de manière plus fine les processus à l'origine de la stratification dans le disque de GG Tau.

À plus long terme, l'inclusion de nouveaux processus physiques qui se superposent à la dynamique de la poussière sera nécessaire. La turbulence n'a, dans les calculs présentés, été prise

en compte que de manière simplifiée. Il serait intéressant de voir dans quelle mesure un traitement plus précis de la turbulence limite la sédimentation et affecte les quantités observables. Nous sommes en train de débiter un travail dans ce sens, en collaboration avec S. Fromang (IfA, Cambridge). La croissance des grains est intimement liée à leur sédimentation. Parce qu'elle augmente les vitesses relatives, la sédimentation accroît le nombre de collisions, ce qui favorise la croissance des grains, qui augmente à son tour la sédimentation. Les effets sur les différentes quantités observables sont potentiellement accentués. La modélisation simultanée de ces deux processus apparaît comme la prochaine étape vers une meilleure compréhension des premières étapes de la formation planétaire. Ce processus est en cours d'implémentation dans le code SPH et nous prévoyons de l'étudier en poursuivant le couplage des codes hydrodynamique et de transfert radiatif.

5

Tomographie de la région magnétosphérique

Sommaire

5.1	Indices observationnels de l'accrétion magnétosphérique	167
5.2	AA Tau : une vue directe sur la région magnétosphérique	168
5.3	Définition du modèle	173
5.4	Résultats	174
5.5	Discussion	179
5.6	Influence de taches chaudes	182
5.7	Vitesses radiales	183
5.8	Résumé et perspectives	198

5.1 Indices observationnels de l'accrétion magnétosphérique

Les modèles actuels suggèrent que le disque d'accrétion est tronqué à quelques rayons stellaires par le fort champ magnétique stellaire et que l'accrétion sur l'étoile se fait le long des lignes de champ, à des vitesses proches des vitesses de chute libre. Ces flux d'accrétion impactent la surface stellaire aux pôles magnétiques et libèrent de l'énergie à l'origine de taches brillantes sur la photosphère. Des indices observationnels étayant ces prédictions ont permis de donner du poids à la théorie de l'accrétion magnétosphérique pour les CTTS (voir la revue de Bouvier et al. 2006). Une troncation du disque vers 3 à 8 rayons stellaires est nécessaire pour reproduire les distributions spectrales d'énergie dans le proche infrarouge (Bertout et al. 1988) et pour expliquer les propriétés statistiques des excès infrarouges des CTTS (Meyer et al. 1997). L'observation de profils de raies de type P Cygni inverses, dans les raies de Balmer les plus hautes de beaucoup de CTTS accrédite l'idée de la formation de ces raies dans des colonnes d'accrétion, avec des absorptions décalées vers le rouge de plusieurs centaines de kilomètres par seconde, ce qui correspond aux vitesses de chute libre depuis une distance de quelques rayons stellaires (Edwards et al. 1994). Les prédictions des excès UV des chocs d'accrétion reproduisent les distributions spectrales d'énergie observées (Calvet & Gullbring 1998; Ardila & Basri 2000; Gullbring et al. 2000). Une autre preuve de l'accrétion magnétosphérique provient de la détection de modulations de la luminosité de CTTS par des taches chaudes qui couvrent à peu près 1% de la surface stellaire et qui sont identifiées aux chocs d'accrétion censés se développer près des pôles magnétiques (Bouvier & Bertout 1989;

Vrba et al. 1993; Bouvier et al. 1995). La faible vitesse de rotation des étoiles T Tauri permet aussi de confirmer la théorie de l'accrétion magnétosphérique : les étoiles présentant des signes d'accrétion ont des vitesses plus faibles que celles sans accrétion (Edwards et al. 1993; Bouvier et al. 1993). Les lignes de champ magnétique perturbant le disque à l'extérieur du rayon de corotation, exercent un couple négatif sur l'étoile et la freinent. Le processus d'accrétion magnétosphérique apparaît hautement dynamique, avec des variations sur plusieurs échelles de temps, de l'heure avec des phénomènes d'accrétion non stationnaire (Gullbring et al. 1996; Alencar & Batalha 2002; Stempels & Piskunov 2002; Bouvier et al. 2003), à plusieurs années pour des éruptions FU Orionis (Herbig 1989; Reipurth & Aspin 2004), en passant par la semaine avec des modulations liées à la rotation (Smith et al. 1999; Johns & Basri 1995; Petrov et al. 2001) et plusieurs mois pour les instabilités globales de la structure magnétosphérique (Bouvier et al. 2003).

5.2 AA Tau : une vue directe sur la région magnétosphérique

AA Tau est une étoile particulièrement intéressante pour fournir quelques nouvelles perspectives sur la structure du disque interne. Son inclinaison particulière, proche de par la tranche, permet d'observer des éclipses quasi-périodiques de photosphère stellaire par de la matière circumstellaire en orbite produisant un mur qui croise la ligne de visée (Bouvier et al. 1999, par la suite B99) .

5.2.1 Un petit résumé des observations

AA Tau présente des courbes de lumière assez inhabituelles avec des minima de brillance, récurrents et profonds, avec une période d'environ 8.2 jours. La variabilité de AA Tau a été observée depuis une vingtaine d'années (Rydgren et al. 1985; Vrba et al. 1993) et la courbe de lumière reste qualitativement identique sur une période de 5 ans (entre 1995 et 1999 : Bouvier et al. 1999, 2003), même si la forme des éclipses n'est pas constante avec une profondeur variant de 1.4 mag en 1995 à 1.0 mag en 1999. Une des caractéristiques les plus importantes est l'absence de variations de couleur lorsque la luminosité du système varie, avec des variations inférieures à 0.2 mag pour l'indice (V-I) (figure 5.1). Les courbes de lumière, obtenues en 1995 et 1999, sont similaires avec une forme d'éclipse légèrement modifiée mais un état brillant qui reste inchangé. En addition des fluctuations sur des échelles de l'ordre de l'année, les éclipses peuvent varier d'une période à l'autre et peuvent même disparaître pour réapparaître la période suivante.

Peu de données polarimétriques sont disponibles pour AA Tau (Ménard & Bastien 1992; B99; Ménard et al. 2003, ci-après M03). Malheureusement, pour le jeu de données photométriques le plus complet (1995), les mesures de polarisation ne couvrent pas tout l'état faible à cause du mauvais temps. Les données de 2002, bien que ne couvrant pas une période complète permettent de confirmer que la polarisation est maximale au minimum de luminosité.

Cependant, il apparaît clairement que le taux de polarisation augmente lorsque la luminosité diminue : démarrant de 0.5 % dans l'état brillant, la polarisation atteint un niveau maximum autour de 2 % quand le système est le plus faible (figure 5.2).

La figure 5.3 présente l'ensemble des données polarimétriques à l'aide des paramètres de Stokes Q et U. Les points ne sont pas répartis aléatoirement dans le plan Q-U mais sont distribués le long d'une courbe allongée parallèle à l'axe Q. Il est intéressant de remarquer que les trois jeux de données se superposent globalement alors qu'ils ont été pris à des époques différentes, ce qui semble indiquer que l'origine de cette polarisation est la même pour des observations séparées d'une vingtaine d'années.

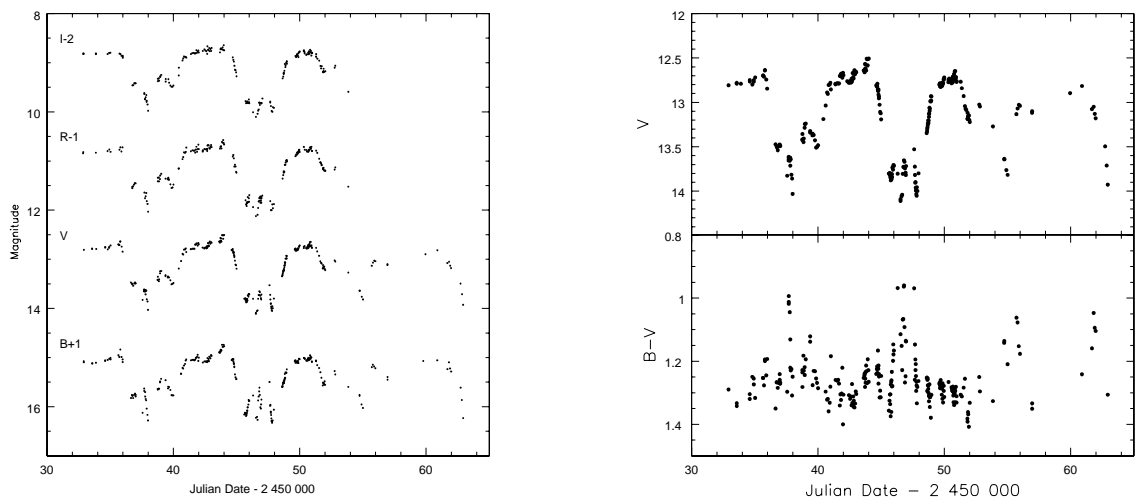


Figure 5.1 – À gauche : Variations photométriques de AA Tau dans les bandes BVRI. Les courbes de lumières en BRI ont été décalées pour plus de clarté. À droite : Variations photométriques en bande V et excès de couleur (B-V) de AA Tau. L'écart entre les mesures en bandes B et V est inférieur à 15 minutes. Figures extraites de B99.

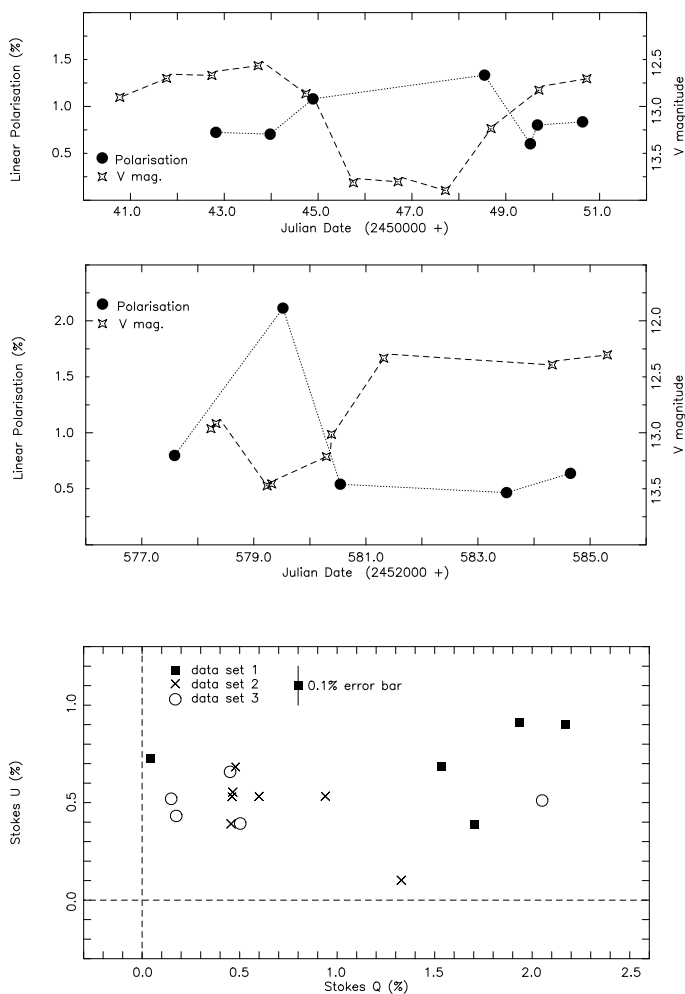


Figure 5.2 – Variations photométriques et polarimétriques de AA Tau en fonction du temps pendant la campagne de 1995 (panneau supérieur) et en 2002 (panneau inférieur). **Étoiles** : photométrie en bande V. **Cercles** : polarisation linéaire en bande V (panneau supérieur) et en bande I (panneau inférieur). Figures extraites de M03.

Figure 5.3 – Paramètres de Stokes observés pour AA Tau. Trois jeux de données sont superposés : «data set 1» correspond aux observations de 1984, «data set 2» à celles de 1995 et «data set 3» à celles de 2002. Figure extraite de M03.

5.2.2 Interprétations

AA Tau est une CTTS typique : type spectral K7, excès infrarouge moyen, faible “veiling”, raies d’émission modérées, extinction moyenne. Les études spectroscopiques et l’imagerie à haute résolution semblent indiquer qu’elle n’est pas binaire. Cependant, le comportement photométrique de AA Tau n’est pas caractéristique de la classe des T Tauri et ressemble plus au comportement des UX Orionis. Dans cette section, nous passons en revue les différentes hypothèses envisagées pour expliquer ces courbes de lumière.

Un compagnon de faible masse

La détection de variations de vitesse radiale avec une amplitude de l’ordre de 2 km.s^{-1} pourrait révéler l’existence d’un compagnon de faible masse en orbite autour de l’étoile. Bouvier et al. (2003) déduisent une masse maximale de 10 masses de Jupiter pour un éventuel compagnon. Si l’existence d’un tel compagnon n’est pas exclue, il ne peut en aucun cas être responsable des variations photométriques observées. En outre, le caractère variable des baisses de luminosité s’accorde mal avec la régularité du mouvement orbital qu’aurait ce compagnon.

Des taches photosphériques

L’amplitude des variations de luminosité de AA Tau implique la présence d’une tache froide couvrant au minimum 50 % de la surface de l’hémisphère. Une telle tache ne peut expliquer l’allure de la courbe de lumière et notamment la brusque chute de luminosité. En outre, les énormes taches froides observées sur la surface des WTTS sont stables sur des durées de plusieurs semaines voire plusieurs années, ce qui ne peut expliquer le minimum non observé dans les données de 1999.

Des taches chaudes ne peuvent non plus expliquer les courbes de lumière observées car elles introduiraient des fortes variations de couleur en contradiction avec les faibles changements des indices de couleur observés lorsque le système passe de l’état brillant à l’état faible.

Des occultations par de la matière circumstellaire

Plusieurs aspects des courbes lumière de AA Tau semblent soutenir l’hypothèse de l’atténuation par de la matière circumstellaire en orbite, qui passerait régulièrement devant la ligne de visée :

- le niveau constant du maximum de brillance,
- les faibles variations de couleur s’expliquent facilement si la matière à l’origine de l’occultation est suffisamment opaque,
- l’asymétrie des baisses de luminosité,
- l’absence de périodicité parfaite.

En outre, plusieurs indices suggèrent que le système AA Tau est vu par la tranche :

- la raie interdite de OI ($\lambda = 6300\text{\AA}$) présente un profil décalé vers le bleu de 7 km.s^{-1} alors que dans la plupart des CTTS, elle est beaucoup plus fortement décalée avec des vitesses jusqu’à 250 km.s^{-1} . On pense que ce pic est dû à un jet à haute vitesse se propageant perpendiculairement au disque. La faible vitesse mesurée chez AA Tau semble indiquer que le jet se situe dans le plan du ciel et que donc le disque est vu par la tranche.
- la vitesse de rotation de AA Tau est $v \sin i \approx 11 \text{ km.s}^{-1}$. En supposant que le rayon stellaire est $R_* = 1.85 R_\odot$ et que $\sin i = 1$, on obtient une période de rotation de 8.5 jours en accord avec les modulations photométriques.

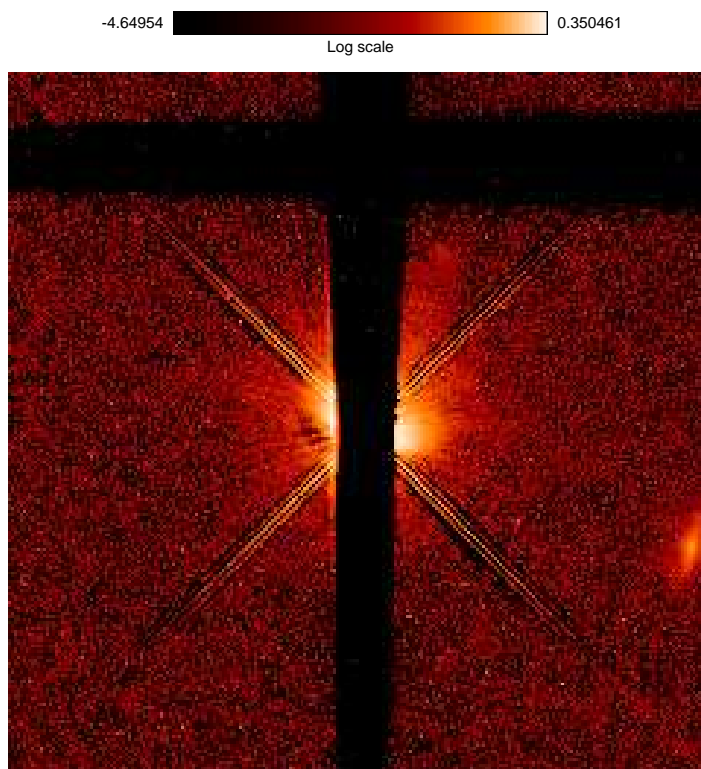


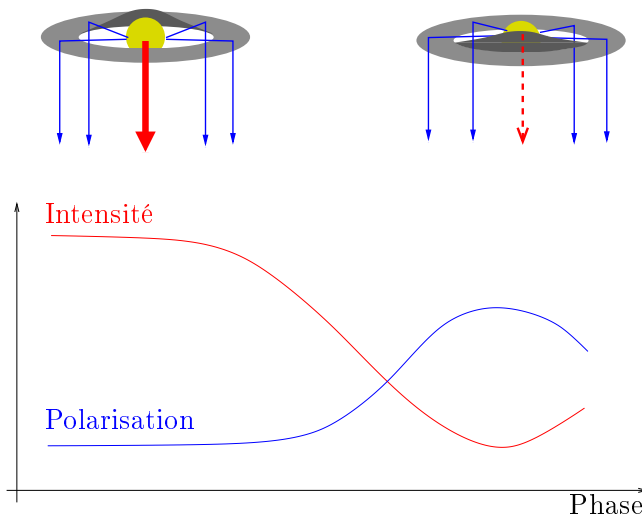
Figure 5.4 – Observation coronagraphique du disque de AA à l’aide de l’instrument STIS du télescope *Hubble* (crédit : C. Grady).

- Basri & Bertout (1989) trouvent une inclinaison de 70° pour le disque de AA Tau, d’après la modélisation de sa distribution spectrale d’énergie.
- M03 déduisent des données polarimétriques que le système est vu pratiquement par la tranche. En effet, la forme de la courbe dans le plan Q-U dépend fortement de l’inclinaison du système. Pour un système vu parfaitement par la tranche, la direction du vecteur de polarisation va rester constante quand le système tourne, perpendiculaire au plan du disque. Si le système présente une asymétrie, la taux de polarisation peut varier dans le temps et on va observer un vecteur de polarisation dont la norme varie périodiquement avec la rotation du système mais qui garde un angle constant, ce qui se traduit par un segment de droite dans le plan Q-U. À l’inverse pour un système vu par le pôle, il n’y aura pas de variations de l’amplitude de polarisation car le système aura toujours le même aspect mais on observera une rotation de l’angle de polarisation avec la rotation du système, ce qui correspond à un cercle dans le plan Q-U. Sur la figure 5.3, les points se répartissent pratiquement sur une droite, ce qui permet à M03 de prédire que le disque est vu sous une inclinaison proche de 90° .
- AA Tau a été observée en mode coronagraphique par le HST et révèle une nébuleuse brillante très semblable à un disque incliné d’environ 70° (C. Grady, communication privée, figure 5.4).

Une telle inclinaison implique que la matière à l’origine de l’occultation doit orbiter près du plan équatorial, ce qui suggère fortement qu’elle est reliée au disque d’accrétion. B99 identifient cette matière à un gauchissement du disque de AA Tau près du rayon de corrotation, où le disque rencontre la magnétosphère stellaire. Ils proposent un modèle où l’interaction du disque avec le dipôle stellaire, incliné par rapport à l’axe de rotation produirait une sorte de mur qui viendrait masquer la photosphère à chaque rotation.

Ce scénario a, par ailleurs, été fortement conforté par les modélisations de Terquem & Papaloizou (2000) de la perturbation d'un disque équatorial par un dipôle stellaire incliné par rapport à l'axe de rotation. Ils obtiennent un gauchissement du disque, produisant deux murs diamétralement opposés et dont la hauteur est tout-à-fait compatible avec celle que déduisent B99 de leur modèle. Les modèles de Romanova et al. (2004) montrent en outre que cette déformation sert de base aux colonnes d'accrétion qui relient le bord interne aux pôles magnétiques. En ce sens, la variabilité des occultations peut être comprise par des modifications de la structure du mur, comme conséquence d'une accrétion magnétosphérique non stationnaire (Bouvier et al. 2003).

De plus, ce modèle permet d'expliquer les variations de polarisation, anticorrélées avec les modulations photométriques : l'effet principal du mur va être de masquer la photosphère, ce qui va avoir pour conséquence de réduire la quantité de lumière que l'on reçoit directement de l'étoile. À l'inverse, la lumière qui nous arrive après réflexion dans le disque circumstellaire ne va être que peu perturbée par la présence du mur et on peut considérer, par simplicité, qu'elle va rester constante. Ainsi, la fraction de lumière diffusée, et donc aussi polarisée, sur la lumière totale va augmenter lorsque le mur va masquer la photosphère, c'est-à-dire lorsque la luminosité baisse et on va donc observer une hausse de la polarisation au fur et à mesure que le système devient plus faible. La figure 5.2.2 résume cette interprétation. O'Sullivan et al. (2005) ont vérifié qu'une déformation du bord interne produit une augmentation de la polarisation au cours de l'éclipse, mais n'obtiennent une variation de polarisation de l'ordre de 0.3-0.6 %, significativement plus faible que dans les observations.



Pour tester plus avant ce scénario, nous proposons un modèle qui calcule les variations photométriques et polarimétriques de l'étoile pendant l'éclipse. Nous souhaitons confirmer que les baisses de luminosité sont le résultat des occultations circumstellaires et contraindre les propriétés du bord interne du disque. L'accrétion magnétosphérique est analysée par des études spectroscopiques par plusieurs membres du laboratoire. L'approche que nous utilisons est complémentaire à ces travaux et viendra aider à obtenir une meilleure compréhension de la zone centrale du disque.

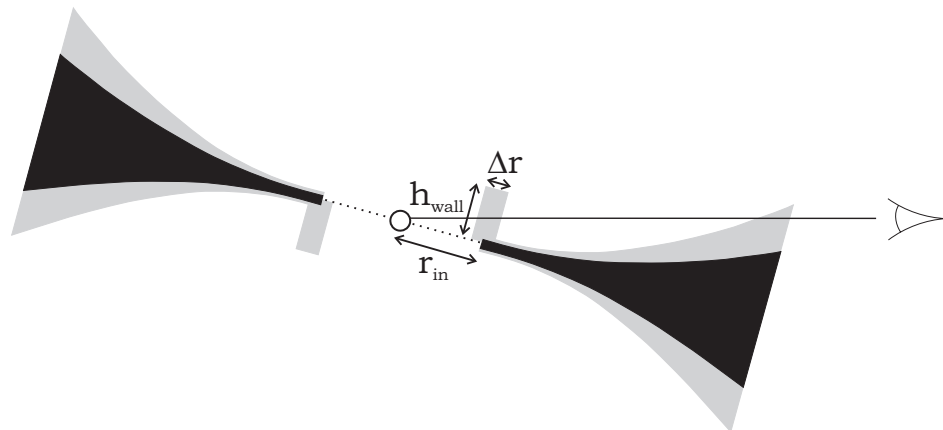


Figure 5.6 – Description schématique du modèle. Les zones grisées représentent le volume du disque où la densité est du même ordre de grandeur que dans le mur et les parties centrales noires montrent les zones optiquement épaisses du disque.

5.3 Définition du modèle

Nous étudions ici une configuration simple, composée d'une étoile, entourée d'un disque classique avec un mur non axisymétrique au bord interne. Le système est centrosymétrique par rapport à l'étoile et est incliné d'un angle i proche de 75° par rapport au plan du ciel.

Tous les photons dans le domaine visible sont supposés provenir de l'étoile, que nous définissons comme une sphère qui rayonne uniformément. Nous adoptons les paramètres stellaires décrits dans l'appendice A de B99 : $T_{\text{eff}} = 4000\text{K}$ et $R_*/R_\odot = 1.85$.

Le disque est supposé évasé avec un profil vertical gaussien et nous utilisons les lois de puissance habituelles pour la densité de surface $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^\alpha$ et l'échelle de hauteur $h(r) = h_0 (r/r_0)^\beta$.

Pour tester la validité du modèle proposé par B99, nous ajoutons un mur au bord interne. Nous supposons que la densité du mur est uniforme et nous utilisons la structure azimuthale proposée par B99 :

$$h_{\text{wall}}(\phi) \propto \cos \frac{\phi - \phi_0}{2}. \quad (5.3.1)$$

Dans la direction radiale, cette hauteur est constante entre $r_{\text{in}} - \Delta r/2$ et $r_{\text{in}} + \Delta r/2$, elle est nulle ailleurs.

Nous considérons des grains sphériques et homogènes, avec les compositions chimiques de Mathis & Whiffen (1989, modèle A), distribués en loi de puissance avec une pente en -3.7 . a_{min} est fixée à $0.03 \mu\text{m}$ et a_{amax} est le seul paramètre libre sur les propriétés des grains. Les grains sont supposés être répartis uniformément dans le disque et sont identiques dans le disque et le mur.

La forme des éclipses de AA Tau varie d'une période à l'autre et nous avons seulement une couverture partielle de l'éclipse en polarisation. L'objectif des simulations est donc de reproduire les caractéristiques principales des occultations :

- une atténuation de 1.4 mag au centre de l'éclipse,
 - une largeur d'éclipse d'à peu près $2/3$ de la période de rotation,
 - une courbe de polarisation allant de 0.5 % à 2 %,
 - une variation maximale de l'indice de couleur (V-I) de 0.2 mag,
 - la forme allongée de la courbe de polarisation dans le plan Q-U,
- sans chercher à faire un ajustement précis de l'ensemble des observations.

L'ajustement a été réalisé par une minimisation de χ^2 . Nous définissons deux pseudo- χ^2 : un pour la courbe de lumière et un second pour la polarisation. Pour le premier, nous regardons l'écart de la profondeur du modèle avec une éclipse de 1.4 mag avec une erreur de 0.1 mag et de largeur à mi-hauteur de 0.3 fois la période de rotation avec une incertitude de 10 % :

$$\chi_{\text{int}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta I - 1.4}{0.1} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{fwhm - 0.3}{0.03} \right)^2. \quad (5.3.2)$$

où ΔI est la profondeur de l'éclipse calculée, dans la bande I, et $fwhm$ la largeur à mi-hauteur calculée en unité de période de rotation.

Pour les données polarimétriques, il nous faut prendre en compte une éventuelle polarisation créée par le milieu interstellaire situé entre le disque et l'observateur. À cause de cette polarisation superposée à la polarisation intrinsèque de l'étoile, le taux de polarisation observé n'est pas uniquement caractéristique du système. Le paramètre qui a un sens physique est la forme de la courbe dans le plan Q-U, car la polarisation interstellaire ne fait que décaler l'origine de cette courbe mais ne modifie pas sa forme. En effet, les paramètres de Stokes observés sont les sommes algébriques de deux contributions, intrinsèque et interstellaire. L'estimation du taux de polarisation interstellaire de AA Tau a été réalisée par M03 qui ont regardé la polarisation d'étoiles T Tauri voisines, en particulier l'étoile WTTS V830 Tau (dont la polarisation intrinsèque est proche de zéro, du fait de l'absence de disque massif). Ils obtiennent que la composante interstellaire correspond à un décalage de +0.5% le long de l'axe U et de -0.1% le long de l'axe Q, ce qui signifie que, si l'on retire la polarisation interstellaire, la courbe se trouve exactement sur l'axe Q avec une origine proche de Q=0.1%. Q et U sont compatibles avec 0. Deux propriétés de cette courbe sont particulièrement intéressantes : son origine en (Q \approx 0.1%, U \approx 0.0%) et son extension de 2.0% \pm 0.2% le long de l'axe Q, ce qui nous amener à définir le pseudo- χ^2 suivant :

$$\chi_{\text{QU}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta Q - 2.0}{0.2} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{Q_{\text{min}} - 0.1}{0.2} \right)^2 \quad (5.3.3)$$

où $\Delta Q = Q_{\text{max}} - Q_{\text{min}}$ est l'amplitude des variations du paramètre de Stokes Q. Nous nous concentrons uniquement sur le paramètre Q car le paramètre U ne montre pas de variations significatives et cette contrainte sera utilisée par ailleurs pour limiter le domaine d'inclinaisons exploré.

5.4 Résultats

5.4.1 Paramètres pertinents

Il y a beaucoup de paramètres libres dans le système AA Tau : les paramètres pour l'étoile, pour le disque, pour le mur et l'inclinaison. Des simulations numériques initiales nous ont permis de déterminer quels paramètres affectent les courbes de lumière photométrique et polarimétrique. Par exemple, le rayon externe de disque est sans influence et nous le fixons à 300 AU pour toutes les simulations, en accord avec l'image en lumière diffusée.

Certains paramètres sont dégénérés, c'est-à-dire que nous n'avons pas les moyens de les distinguer. Par exemple, nous avons seulement accès au produit de la densité du mur par son épaisseur (proportionnel à son épaisseur optique) et non pas à ces deux quantités individuellement et nous fixons $\Delta r = 0.01$ AU (en suivant l'estimation de B99). Les simulations avec diverses valeurs pour les paramètres α et β , décrivant la densité du disque (de -3 à 0 pour α et de 9/8 à 10/8 pour β), ont montré que le paramètre α n'a que peu d'influence sur les courbes de lumière. Le paramètre β décrit l'évasement du disque et affecte donc fortement les courbes de lumière mais il est complètement dégénéré avec les autres paramètres qui décrivent

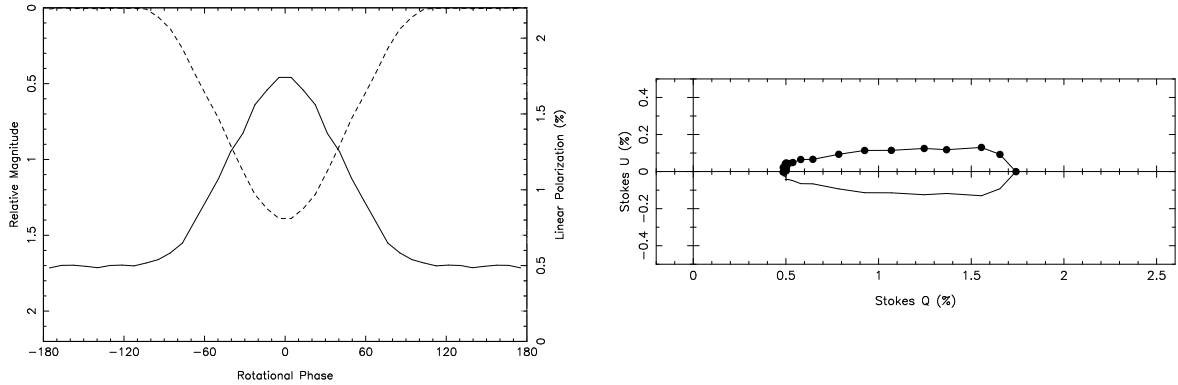


Figure 5.7 – À gauche : Courbes de lumière photométrique (ligne en tirets) et polarimétrique (ligne pleine) correspondant à l’un des meilleurs modèles (A3). La magnitude est fixée à 0 dans l’état brillant. À droite : Courbe de polarisation dans le plan Q-U pour le même modèle.

la structure du disque : l’échelle de hauteur et la masse du disque. Nous adoptons des valeurs typiques pour les deux exposants : $\alpha = -1.9$ et $\beta = 9/8$.

En résumé, les paramètres qui ont un effet significatif, et que nous pouvons espérer contraindre, sont :

- l’inclinaison du système i ,
- les densité et hauteur du mur,
- les densité et échelle de hauteur du disque,
- la taille maximale des grains.

La présence des éclipses implique que le système est vu sous une forte inclinaison, proche de par la tranche. Cela a été confirmé par les études polarimétriques de M03. En effet, la courbe allongée dans le plan Q-U est caractéristique de systèmes vus sous de fortes inclinaisons (Manset & Bastien 2000). Ainsi nous nous concentrons uniquement sur les inclinaisons entre 65° et 80° .

5.4.2 Simulations numériques

Le tableau 5.1 résume les comportements des modèles les plus représentatifs que nous avons obtenus. Dans les séries A à D, les paramètres sont variés un par un, et les autres paramètres sont ajustés pour avoir des courbes photométriques proches de la courbe observée et nous comparons les différents modèles à l’aide de leur courbe de polarisation. Les modèles A1 à A4 montrent l’influence de la taille des grains. Dans les modèles B, les effets de l’opacité du mur sont mis en relief. Les modèles C, D et E présentent l’effet de l’inclinaison en modifiant respectivement la masse du disque, son échelle de hauteur et les deux simultanément dans la série E où nous explorons de plus faibles inclinaisons. Dans la série F, les effets des modifications simultanées de a_{\max} et de l’atténuation par le disque sont soulignés.

Pour la même atténuation, nous ne voyons que peu de différences entre les courbes de polarisation en variant la masse du disque et son échelle de hauteur (modèles D10 et E1 par exemple). Une valeur de $h/r = 0.03$ définie au rayon stellaire correspond à une échelle de hauteur de 1/10 à une distance 50 AU de l’étoile, typique des valeurs mesurées dans d’autres disques autour d’étoile T Tauri. Pour les simulations aux plus faibles inclinaisons (série E), nous avons parallèlement augmenté l’échelle de hauteur et la masse du disque afin de garder une masse de disque réaliste.

La figure 5.7 (panneau de gauche) montre les variations photométrique et polarimétrique,

Modèle	a_{\max}	τ_{mur}	h_{mur}	M_{disque}	h/r	i	A_{I}	P_{\min}	P_{\max}	χ_{int}^2	χ_{QU}^2
A1	0.90	3.0	0.030	0.3	0.030	75.0	1.2	0.37	1.19	0.67	18.13
A2	0.60	3.0	0.030	0.4	0.030	75.0	1.2	0.44	1.36	0.72	16.24
A3	0.45	3.0	0.030	0.5	0.030	75.5	1.2	0.54	1.73	0.42	10.73
A4	0.30	3.0	0.030	0.7	0.030	75.0	1.2	0.87	3.41	0.82	11.12
B1	0.45	2.0	0.035	0.5	0.030	75.0	1.2	0.52	2.08	0.68	4.26
B2	0.45	2.5	0.032	0.5	0.030	75.0	1.2	0.52	1.91	0.82	6.85
B3	0.45	3.0	0.030	0.5	0.030	75.5	1.2	0.54	1.73	0.42	10.73
B4	0.45	5.0	0.0295	0.5	0.030	75.0	1.2	0.54	1.32	0.35	19.87
C1	0.45	3.0	0.035	0.5	0.035	72.0	0.5	0.43	1.19	0.48	20.76
C2	0.45	3.0	0.035	0.5	0.035	72.5	0.6	0.44	1.46	1.07	13.32
C3	0.45	3.0	0.033	0.5	0.033	73.5	0.6	0.41	1.40	0.27	13.01
C4	0.45	3.0	0.033	0.5	0.033	74.0	1.4	0.66	2.14	1.03	7.24
C5	0.45	3.0	0.032	0.5	0.032	74.0	0.9	0.48	1.49	0.15	14.02
C6	0.45	3.0	0.032	0.5	0.032	74.5	1.1	0.51	1.76	3.57	9.25
C7	0.45	3.0	0.031	0.5	0.031	74.5	0.7	0.44	1.20	0.61	19.77
C8	0.45	3.0	0.031	0.5	0.031	75.0	1.5	0.65	2.10	0.31	8.53
C9	0.45	3.0	0.030	0.5	0.030	75.5	1.2	0.54	1.73	0.42	10.73
C10	0.45	3.0	0.028	0.5	0.028	76.5	1.3	0.48	1.57	0.21	12.31
D1	0.45	3.0	0.030	0.5	0.030	75.5	1.2	0.54	1.73	0.42	10.73
D2	0.45	3.0	0.030	0.7	0.030	75.0	1.5	0.59	1.91	2.14	9.12
D3	0.45	3.0	0.031	1.25	0.030	74.5	1.0	0.40	1.49	0.23	11.57
D4	0.45	3.0	0.031	2.0	0.030	74.5	1.4	0.48	1.66	2.08	10.37
D5	0.45	3.0	0.032	2.5	0.030	74.0	1.5	0.75	2.04	0.41	11.58
D6	0.45	3.0	0.032	2.5	0.030	74.5	1.7	0.83	2.46	2.46	8.37
D7	0.45	3.0	0.033	6.0	0.030	73.0	1.2	0.56	1.78	0.27	10.12
D8	0.45	3.0	0.033	6.0	0.030	73.5	1.4	0.62	1.81	0.85	11.58
D9	0.45	3.0	0.034	17.0	0.030	72.5	1.4	0.65	1.63	1.68	16.78
D10	0.45	3.0	0.035	15.0	0.030	72.0	1.1	0.57	1.73	0.23	11.58
E1	0.45	3.0	0.035	1.0	0.035	72.0	1.1	0.59	1.74	0.41	12.14
E2	0.45	3.0	0.040	1.0	0.040	70.5	1.4	0.59	1.58	0.89	17.61
E3	0.45	3.0	0.045	1.5	0.045	68.0	1.4	0.61	1.21	0.77	27.05
F1	0.60	2.7	0.030	0.5	0.0305	75.5	1.6	0.51	1.44	0.40	16.41
F2	0.45	3.0	0.030	0.5	0.030	75.5	1.2	0.54	1.73	0.42	10.73
F3	0.30	3.4	0.030	0.5	0.029	75.5	0.5	0.58	1.69	1.06	12.73
F4	0.15	4.1	0.030	0.5	0.018	75.5	0.0	0.63	1.66	1.53	15.29

Tableau 5.1 – Paramètres et résultats des modèles. Unités : AU pour la hauteur maximale du mur h_{mur} , $10^{-5}M_{\odot}$ pour la masse de poussière dans le disque, degrés pour l'inclinaison i , magnitudes pour A_{I} et pourcentages pour les polarisations P_{\min} and P_{\max} . A_{I} est l'atténuation produite par le disque en bande I. Les modèles A3, B3, C9, D1 and F2 sont un seul et même modèle, que nous utilisons comme référence dans les figures suivantes.

Modèle	B1	B2	B3	B4
$\Delta(\text{V-I})$	0.64	0.27	0.08	0.08

Tableau 5.2 – Variations de l'indice de couleur (V-I) entre le minimum et le maximum de l'éclipse. Ces valeurs ne sont reportées que pour les modèles de la série B, où nous faisons varier l'épaisseur optique du mur τ . Pour tous les autres modèles, $\Delta(\text{V-I})$ ne présente pas de variation significative et reste inférieur à 0.2 magnitude.

en bande I, pour un des meilleurs jeux de paramètres que nous avons obtenus (modèle A3)¹. Le comportement général est en bon accord avec les observations avec une augmentation de la polarisation quand la luminosité décroît et la forme de l'éclipse est bien reproduite avec un χ_{int}^2 inférieur à 1. La polarisation reste cependant légèrement inférieure au taux maximal mesuré.

Sur la figure 5.7 (panneau de droite), nous traçons les paramètres de Stokes Q et U. Nous trouvons que les points sont distribués le long de l'axe Q, avec un nombre important de points proches de Q=0.6 % et une rapide excursion à de plus hautes valeurs, jusqu'à Q=1.8 %. ce comportement est très similaire aux observations de M03. Cependant, l'amplitude des variations de Q que nous obtenons ne sont pas en accord avec les observations avec une amplitude de 1.2 % au lieu de 2 % et la polarisation en dehors de l'éclipse est trop importante avec un paramètre Q qui prend une valeur de 0.6 % au lieu de 0.1 %. Nous pouvons obtenir des variations du paramètre Q de l'ordre de 2 % mais avec un Q_{min} plus important. À l'inverse, avec $Q_{\text{min}} \approx 0.1 \%$, l'amplitude des variations de Q devient très faible. Les deux quantités observables sont directement liées et le modèle A3 apparaît comme le meilleur compromis.

En outre, pour obtenir cette polarisation, nous avons besoin d'atténuer l'étoile par le disque, par plus d'une magnitude. Nous mesurons l'atténuation de l'étoile par le disque en comparant la luminosité dans les capteurs par le pôle avec la luminosité en dehors de l'éclipse. Nous trouvons une atténuation de 1.2 mag en bande I et 2.0 mag en bande V, supérieure à la mesure de $A_V \approx 0.8$ mag trouvée par B99 en utilisant l'excès de couleur par rapport à un type spectral K7.

Ces trois désaccords entre modèles et observations (polarisation maximale trop faible, polarisation minimale et atténuation par le disque trop élevée) sont en fait liés. En effet, notre modèle semble produire une polarisation trop faible dans l'éclipse et, pour l'augmenter, nous avons besoin d'atténuer une plus grande fraction du flux de l'étoile, mais à tous les angles de phase afin de ne pas modifier la profondeur de l'éclipse. Dans notre modèle, cette atténuation ne peut trouver son origine que dans le disque, ce qui, en plus d'augmenter la polarisation dans l'éclipse, l'augmente aussi en dehors et résulte en un décalage de la courbe dans le plan Q-U vers des valeurs plus élevée de Q

5.4.3 Contraintes sur les paramètres

Dans cette partie, nous cherchons à voir dans quel domaine chaque paramètre peut être modifié tout en gardant un accord avec les observations. Certaines caractéristiques des courbes de lumière de AA Tau imposent de fortes contraintes et peuvent être utilisées pour guider l'analyse.

En théorie, la largeur de la courbe Q-U le long de l'axe U doit augmenter lorsque l'angle d'inclinaison diminue et nous pouvons espérer contraindre l'inclinaison à l'aide de ce paramètre. En pratique, pour l'ensemble des inclinaisons que nous avons explorées, la largeur de la courbe reste inférieure aux barres d'erreur observationnelles. Cependant, d'autres arguments peuvent nous aider à contraindre l'inclinaison. Ainsi, une échelle de hauteur $h/r = 0.03$ correspond à un disque relativement fin et une masse de $5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ est proche de la masse inférieure d'un disque autour d'une étoile T Tauri classique. Un disque avec de tels paramètres repré-

¹Les modèles présentés ici ont été calculés avec environ 10^9 paquets, ce qui représente environ $3.5 \cdot 10^4$ (dans l'éclipse) et $8 \cdot 10^4$ (dans l'état brillant) paquets reçus par l'observateur, pour chaque capteur, c'est-à-dire pour chaque point présenté dans les figures. Le bruit Monte Carlo relatif varie entre $3.5 \cdot 10^{-3}$ dans l'état brillant et $5 \cdot 10^{-3}$ dans l'éclipse. Le paramètre Q normalisé par rapport à l'intensité (pratiquement égal au taux de polarisation car $Q \approx 0$) a une valeur typique de 1 %. L'erreur relative sur Q est donc de l'ordre de dix fois plus que l'erreur sur le paramètre I, c'est-à-dire $5 \cdot 10^{-2}$. Les variations point à point de la polarisation présentée sur la figure 5.7 (en dehors de l'éclipse) sont 0.05 %, ce qui représente une erreur relative de 10^{-1} en accord avec nos estimations du bruit Monte Carlo.

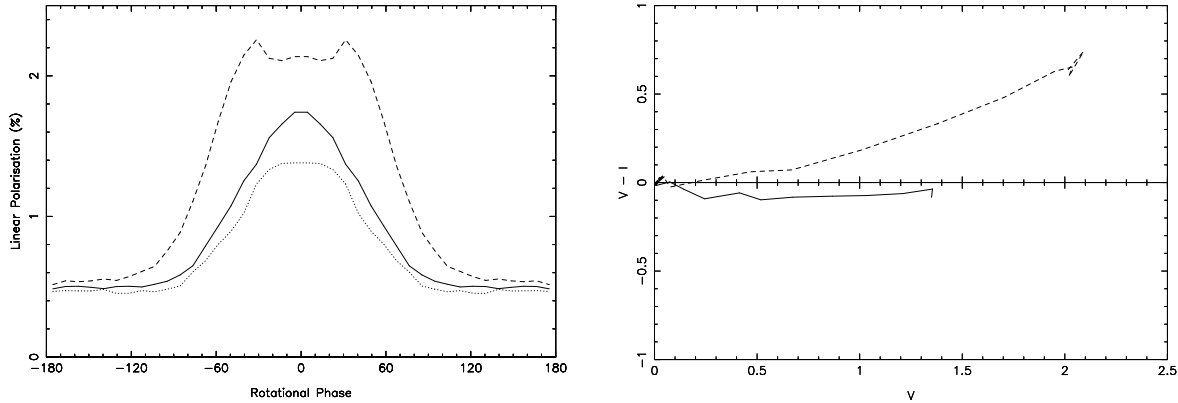


Figure 5.8 – Influence de l'épaisseur optique du mur sur les courbes de polarisation et de couleur. La ligne en pointillés correspond à $\tau_1 = 5$, la ligne pleine à $\tau_1 = 3$ et la ligne en tirets à $\tau_1 = 2$.

sente ainsi le disque minimum que l'on s'attend à trouver autour de AA Tau et l'inclinaison correspondante nous donne une limite supérieure $i_{\max} = 76^\circ$ pour l'inclinaison (modèle C9). Pour obtenir une limite inférieure, nous pouvons remarquer que, plus nous nous éloignons du plan équatorial, plus l'amplitude des variations de polarisation diminue, avec le maximum de polarisation qui diminue alors que la polarisation hors éclipse reste constante (voir par exemple les modèles E). Pour un angle d'inclinaison $i = 68^\circ$, le maximum de polarisation n'est que de 1.2 % et nous considérons cette valeur d'inclinaison comme une borne inférieure.

L'achromaticité des observations implique un mur relativement opaque, afin d'atténuer toutes les longueurs d'onde. Les simulations indiquent que l'épaisseur minimale du mur pour produire des éclipses grises dans le visible est $\tau_{\text{mur}} = 3$, en bande I. En effet, avec des valeurs plus faibles, l'indice de couleur (V-I) varie de plus de 0.2 mag, en désaccord avec les observations de B99. Nous observons aussi que des valeurs plus faibles de l'épaisseur optique du mur produisent une dynamique plus importante dans la courbe de polarisation : avec $\tau_{\text{mur}} = 2$, la courbe de luminosité en I et la polarisation peuvent être reproduites, avec un maximum de polarisation proche de 2.0 % mais nous perdons l'achromaticité de l'éclipse avec une variation de (V-I) qui atteint 0.5 mag. À l'inverse, l'utilisation d'une profondeur optique plus importante se traduit par une baisse de la polarisation. Nous adoptons donc la plus faible valeur qui reste en accord avec l'absence de variation de couleur pendant l'éclipse : $\tau_{\text{mur}} = 3$.

Avec nos contraintes sur l'inclinaison du système et l'épaisseur optique du mur, nous pouvons déduire la hauteur du mur à partir de la profondeur des éclipses et de la forme supposée. Pour la modèle A3 représenté sur la figure 5.7, nous obtenons une hauteur de 0.03 AU (soit environ 1/3 de la distance à l'étoile).

Une autre manière d'augmenter la polarisation est de changer la structure azimuthale du mur. Avec une structure en $\cos(\phi - \phi_0)$ au lieu de $\cos((\phi - \phi_0)/2)$, plus proche, par exemple des résultats de Terquem & Papaloizou (2000) – voir leur figure 7 –, nous réduisons la largeur de l'éclipse mais la polarisation atteint facilement 2 % pour la même atténuation de 1.4 mag. Le maximum de polarisation a été observé par M03 à la fin de 2002 et l'éclipse était un peu plus courte, couvrant environ la moitié de la période de rotation. Pendant la campagne de 1995, la largeur était de 2/3 de la période de rotation mais nous ne disposons pas de données polarimétriques au centre des éclipses et ne pouvons conclure sur la corrélation entre la largeur des éclipses et le maximum de polarisation.

La taille des grains est un paramètre fondamental : les petits grains ont tendance à polariser plus efficacement que les grains dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde. La taille

des grains joue également un rôle dans l'épaisseur optique. :

$$\tau = \int \left(\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{ext}}(a) n(a) da \right) dl. \quad (5.4.1)$$

Afin de quantifier l'influence de la taille des grains sur la courbe de polarisation, il nous faut nous affranchir de ces effets d'épaisseur optique et nous compensons les variations de la profondeur optique en jouant sur les densités du mur et du disque. La valeur typique de a_{\max} pour le milieu interstellaire, $a_{\max} = 0.9 \mu\text{m}$ (Mathis & Whiffen 1989), produit une polarisation qui atteint avec difficulté 1%. En utilisant une valeur plus petite, $a_{\max} = 0.45 \mu\text{m}$, nous parvenons à augmenter le contraste entre le minimum et le maximum de polarisation, au prix d'une légère augmentation de la polarisation minimale. L'utilisation de grains de taille encore plus faible ($a_{\max} = 0.3 \mu\text{m}$) produit une forte augmentation de la polarisation dans l'éclipse mais l'effet majeur est une augmentation du taux de polarisation à tous les angles d'azimut, le rapport entre les polarisations maximale et minimale restant à peu près identique à celui obtenu avec $a_{\max} = 0.45 \mu\text{m}$ (modèle A4).

L'épaisseur optique du mur est fixée par la neutralité des couleurs pendant l'éclipse mais l'opacité du disque externe est libre et nous pouvons réaligner les courbes de polarisation, correspondant à différentes tailles de grain, en jouant sur l'opacité du disque. En effet, plus le disque est opaque, plus la fraction de lumière stellaire qui arrive directement à l'observateur est faible et donc plus le taux de polarisation est élevé. Ainsi, une forte polarisation produite par des petits grains peut être compensée en diminuant l'opacité du disque. Nous avons une famille de couples (a_{\max}, A_V) qui produit à peu près la même polarisation (modèles F dans le tableau 5.1 et figure 5.9).

Pour être plus précis, l'épaisseur optique du mur nécessaire pour conserver des couleurs neutres dépend de l'épaisseur optique du disque mais cet effet reste faible. Avec une profondeur optique $\tau_{\text{mur}} = 3$, nous obtenons un maximum de variation de couleur de 0.15 mag pour $a_{\max} = 0.15 \mu\text{m}$ et de 0.10 mag for $a_{\max} = 0.30 \mu\text{m}$. Dans la figure 5.9, cet effet a été corrigé en augmentant l'épaisseur optique totale du mur, au fur et à mesure que nous réduisons l'atténuation par le disque : pour toutes les courbes, les couleurs neutres sont respectées.

Avec $a_{\max} = 0.60 \mu\text{m}$ (modèle F1), nous ne pouvons obtenir le même taux de polarisation qu'avec les grains de taille inférieure, avec un taux de polarisation maximum de 1.5% et l'atténuation par le disque devient très importante avec $A_I = 1.6$ mag and $A_I = 2.9$ mag, loin des estimations de B99 et nous pouvons considérer $0.60 \mu\text{m}$ comme une limite supérieure pour a_{\max} , ce qui semble indiquer que le processus de diffusion est dominé par des grains proches de ceux du milieu interstellaire, voire un peu plus petits.

5.5 Discussion

5.5.1 Confirmation de l'extinction circumstellaire

Ce modèle de mur de matière circumstellaire au bord interne du disque produisant des éclipses périodiques de l'étoile peut expliquer toutes les caractéristiques des courbes de lumière de AA Tau : le forme des éclipses, les couleurs neutres durant les baisses de luminosité, et l'augmentation de la polarisation alors que le système devient plus faible. L'augmentation de la polarisation peut être comprise comme suit : au fur et à mesure que le mur occulte la photosphère, la fraction relative de lumière diffusée, et donc polarisée, augmente produisant une polarisation maximale au minimum de brillance. Ces résultats, en bon accord avec les observations, nous permettent de confirmer l'interprétation de B99.

L'amplitude des variations de polarisation que nous obtenons est un peu plus faible que dans les observations et les différences peuvent être causées par des processus physiques que nous ne prenons pas en compte :

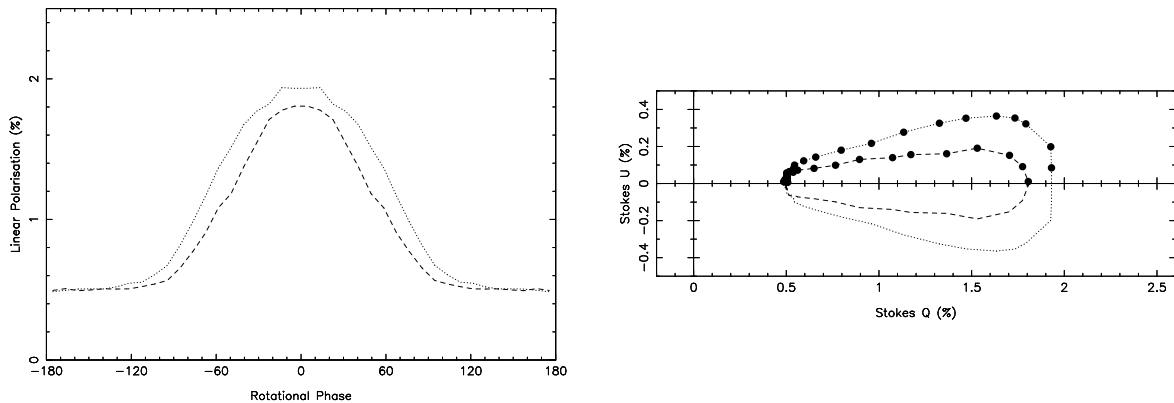


Figure 5.9 – Influence de la taille maximale des grains, a_{\max} , sur les courbes de polarisation. La ligne en pointillés correspond à $a_{\max} = 0.15 \mu\text{m}$, la ligne en tirets $a_{\max} = 0.30 \mu\text{m}$ et la ligne pleine à $a_{\max} = 0.45 \mu\text{m}$.

- nous avons considéré un disque sans enveloppe, la présence de grains au-dessus du disque va augmenter la fraction de lumière polarisée, même s'il est probable que cette augmentation aura lieu à tous les angles de phase.
- le mur est situé dans la zone d'accrétion où les champs magnétiques sont importants. La présence de grains non sphériques et de diffuseurs préférentiellement orientés pourrait augmenter la polarisation. En effet, les grains ont tendance à s'aligner perpendiculairement aux lignes de champs magnétiques (Lazarian 1997, par exemple), soit si le champ est dipolaire au niveau du bord interne, parallèlement au disque, produisant une polarisation perpendiculaire au plan du disque (la polarisation par extinction dichroïque est parallèle au champ magnétique). La polarisation par diffusion est également perpendiculaire au plan du disque, les deux contributions vont donc s'ajouter, ce qui peut résulter en une augmentation du taux de polarisation lors de l'éclipse.
- dans l'état faible, 75 % de la photosphère est masquée et une importante fraction de la lumière provient du limbe de l'étoile et peut être polarisée par diffusion Thomson dans la chromosphère, c'est-à-dire que la lumière directe de l'étoile pourrait présenter une polarisation non négligeable.

5.5.2 Géométrie du disque d'accrétion

Une question clef à propos de l'accrétion magnétosphérique est la connection entre le disque d'accrétion et le champ magnétique stellaire. Les phénomènes d'accrétion ont lieu à des échelles bien en-deçà de la limite de résolution actuelle et des observations directes de ces régions n'auront pas lieu avant une décennie. Le système AA Tau offre une nouvelle opportunité d'explorer cette théorie. Nous trouvons que les baisses et hausses de polarisation sont bien expliquées par la présence d'un mur au bord interne du disque. Nos simulations montrent que le système doit être vu sous une incidence rasante. En effet, nous trouvons qu'une atténuation par le disque est nécessaire pour produire la polarisation dans l'éclipse, ce qui signifie que les zones externes du disque camouflent l'étoile. Une polarisation de 2 % au maximum de l'éclipse peut seulement être obtenue si le système est vu sous incidence rasante. Un système avec le même mur mais où le disque n'intercepte pas la ligne de visée ne produit pas une telle augmentation de polarisation au minimum de brillance.

Dans le plan Q-U, les données se répartissent le long de l'axe Q. Cette distribution nous permet de confirmer les résultats de M03. Notre disque est orienté dans la direction Est-Ouest, et produit bien un vecteur de polarisation avec une direction constante le long de l'axe Nord-

Sud, dont seule la longueur varie. Nos modèles génèrent des courbes le long de l'axe Q, en accord avec les données observationnelles, et nous permettent de confirmer que le disque est orienté dans la direction Est-Ouest.

5.5.3 Accrétion non stationnaire

La forme des éclipses varie d'une période à une autre, ce qui suggère que la structure du mur est dépendante du temps. Cela a été confirmé par les nouvelles campagnes obtenues en 1999 (Bouvier et al. 2003) qui montrent que les baisses de luminosité peuvent disparaître pendant une période et réapparaître presque identiques, la période suivante, c'est-à-dire que le système escamote une éclipse. Pour expliquer cela dans le cadre de la théorie de l'accrétion magnétosphérique, nous devons faire l'hypothèse que le taux d'accrétion n'est pas constant et que le mur n'est pas alimenté alors qu'il se vide par les colonnes d'accrétion magnétosphérique. De ce fait, pour que le mur puisse réapparaître une période après sa destruction, le taux d'accrétion doit être suffisamment important. À partir de la densité et des dimensions du mur, nous pouvons calculer sa masse et obtenir une idée du taux d'accrétion nécessaire à son remplissage en une période de rotation. Notre meilleur modèle correspond à une masse totale (gaz + poussière, en supposant un rapport gaz sur poussière de 100) pour le mur de $2 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$. Accréter cette masse en 8.2 jours implique un taux d'accrétion de $9 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, en accord avec les taux d'accrétion moyens mesurés pour les étoiles T Tauri (Hartmann et al. 1998). Les variations de la forme du mur et sa disparition puis réapparition peuvent donc bien être comprises en termes d'accrétion non stationnaire. Comme précédemment mentionné, la densité du mur est dégénérée avec son épaisseur et le paramètre physique est l'épaisseur optique du mur. La masse du mur est cependant proportionnelle à son épaisseur optique et les incertitudes sur la largeur du mur n'introduisent pas d'erreurs supplémentaires sur notre estimation de masse.

5.5.4 Excès infrarouge

L'épaisseur optique du mur peut également nous informer sur le comportement en émission thermique du disque.

B99 présentent des mesures en infrarouge proche où les variations photométriques sont de l'ordre de 0.7 mag en bande J et 0.45 en bande K. Leur ajustement de la SED montre la présence d'excès infrarouge et ultraviolet et ils trouvent que l'excès infrarouge n'est pas significativement diminué lorsque le système faiblit. Seul les flux photosphériques et excès ultraviolet sont plus faibles dans l'état bas.

Nous avons trouvé une épaisseur optique $\tau \approx 3$ en bande I, ce qui correspond, pour les grains que nous utilisons à $\tau \approx 0.55$ en bande K. Nous pouvons raisonnablement penser que l'étoile chauffe le mur jusqu'à une épaisseur optique de l'ordre de 1, c'est-à-dire les parties centrales du mur. Grâce à sa faible épaisseur optique dans l'infrarouge proche, le mur est presque transparent : l'émission thermique de la surface interne du mur peut traverser le mur et l'énergie rayonnée des deux côtés du mur doit être similaire. En outre, la surface projetée du mur sur le plan du ciel est à peu près constante (voir par exemple la figure 10 de B99). Ainsi, malgré les changements dans la géométrie du système, l'émission thermique du mur ne doit que très peu changer et peut être interprétée en termes des excès infrarouges observés constants.

Le modèle de bord interne déformé permet donc de bien expliquer la plupart des caractéristiques des courbes photométriques et polarimétriques de AA Tau. Si, comme nous le

pensons, ce mur est le résultat de l'interaction de la magnétosphère avec le disque, il doit donner naissance à des colonnes d'accrétion dont une des signatures est la présence de taches chaudes sur la photosphère. Pour pousser plus avant le modèle, nous allons regarder si nous pouvons obtenir des contraintes sur la présence de ce type de taches dans le cas de AA Tau.

5.6 Influence de taches chaudes

Les variations de polarisation des étoiles T Tauri classiques avaient déjà été étudiées par Stassun & Wood (1999) qui considéraient la présence de taches chaudes à la surface de l'étoile. Au cours de la rotation de l'étoile, l'asymétrie d'illumination produite par la tache produit des modulations photométriques et polarimétriques.

Si les caractéristiques principales des courbes de lumière de AA Tau ne peuvent être expliquées par la présence de taches chaudes, à cause de l'absence de variations de couleur, on peut en revanche essayer d'interpréter des structures plus fines dans les courbes de lumière par des taches chaudes. En effet, certaines caractéristiques de la courbe de lumière de AA Tau suggèrent la présence de taches chaudes sur la photosphère :

- les deux campagnes d'observations de AA Tau montrent que le système devient subitement plus bleu au minimum de brillance et nous essayerons de voir dans quelle mesure cela peut être interprété en termes d'une tache chaude localisée derrière le mur,
- le système présente une brève augmentation de la luminosité juste avant l'éclipse, avec une amplitude plus forte à courtes longueurs d'onde, ce qui pourrait être interprété comme l'effet d'une tache chaude décalée en phase par rapport au maximum mur.

Ainsi, nous avons ajouté deux taches circulaires diamétralement opposées sur la surface stellaire, avec un rayon r_s , une température T_s , une latitude θ_s , un décalage azimutal ϕ_s entre le maximum du mur et la tache. Nous supposons que l'étoile et la tache émettent comme des corps noirs et le rapport des flux d'émission surfacique est $B_\lambda(T_s)/B_\lambda(T_*)$.

Nous avons au préalable modélisé une étoile avec des taches entourée d'un disque sans mur et vérifié que les résultats étaient qualitativement en accord avec ceux de Stassun & Wood (1999).

Dans la suite de cette partie, les paramètres du disque et du mur sont ceux du modèle A3.

5.6.1 Tache placée derrière le mur

La présence d'une tache chaude derrière le mur s'interprète naturellement dans le cadre de la théorie d'accrétion magnétosphérique : le mur peut en effet être vu comme le début du tube ou voile d'accrétion qui va rejoindre l'étoile au pôle magnétique et produire la tache chaude, à cause du choc ou du chauffage résultant du freinage de la matière près de l'étoile.

Nous trouvons que la taille maximale de la tache pour rester en accord avec les variations de couleur est $r_s = 0.04 r_*$ si la température de la tache est 8000 K et $r_s = 0.02 r_*$ pour une température de 10000 K. Le bleuissement a cependant lieu progressivement tout au long de l'éclipse et ce modèle ne permet pas d'expliquer les changements rapides de couleur au minimum de brillance. Ces très brefs épisodes de bleuissement sont probablement les effets de petites structures dans la matière à l'origine de l'extinction.

5.6.2 Tache décalée en phase

La contrainte sur la longitude relative de la tache chaude par rapport à celle du mur n'est absolument pas fixée et il est tout-à-fait possible que la tache chaude soit décalée par rapport au mur. Terquem & Papaloizou (2000) trouvent dans un de leurs modèles que le sommet du mur est décalé par rapport au dipôle de près de 180° . Ce déphasage peut s'interpréter comme

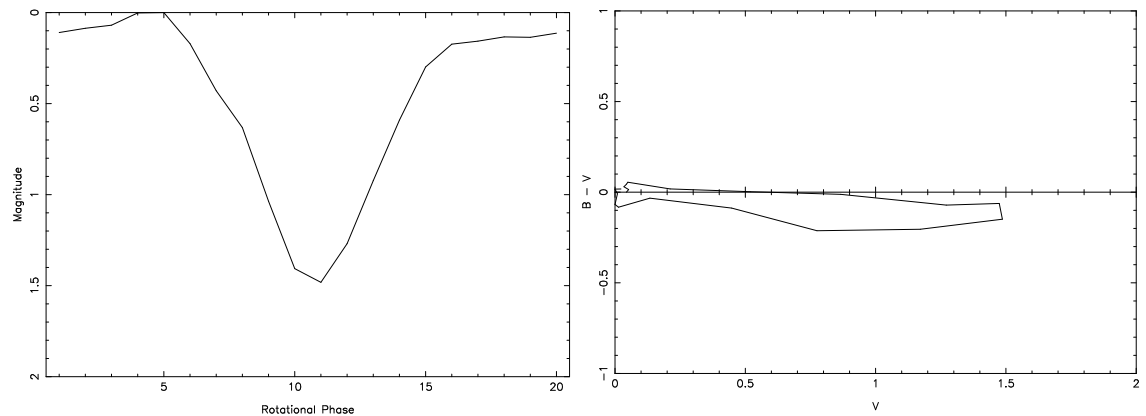


Figure 5.10 – Influence d’une tache chaude, décalée de 90° par rapport au centre du mur, sur la magnitude en bande B (à gauche) et l’indice de couleur (B-V) (à droite). Les paramètres de la tache sont $r_s = 0.025r_*$, $T = 10\,000$ K.

le temps caractéristique de réponse du disque à la perturbation exercée par le dipôle stellaire.

Nous avons introduit une tache décalée de 90° par rapport au sommet du mur. Le saut de luminosité juste avant l’éclipse est bien reproduit (Figure 5.10, panneau de gauche) en utilisant une tache de température 10 000 K et de rayon égal à 0.025 rayon stellaire. À cause de l’asymétrie introduite par le décalage de la tache, les variations de couleur ne sont pas les mêmes à la montée et la descente de l’éclipse, ce qui produit une boucle dans le diagramme couleur-magnitude, avec deux chemins parallèles (figure 5.10, panneau de droite). La précision des données observationnelles n’est cependant pas suffisante pour tester cette prédiction.

5.7 Vitesses radiales

Dans notre étude de l’accrétion magnétosphérique, nous nous sommes également intéressés aux signatures attendues sur les vitesses radiales de l’étoile centrale. La présence de taches, du mur qui masque une partie de la photosphère, ... influe sur les vitesses radiales mesurées.

Nous présentons ici un article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, dans lequel nous avons travaillé sur les signatures en vitesses radiales des taches.

Une modélisation plus poussée, avec pour objectif de reproduire simultanément les vitesses radiales photosphériques et dans la raie de He I, ainsi que le «veiling» et la profondeur des éclipses est en cours de préparation.

Magnetospheric accretion-ejection processes in the classical T Tauri star AA Tau[★]

J. Bouvier¹, S.H.P. Alencar^{1,2}, T. Bouvier¹, C. Dougados¹, Z. Balog^{3,4}, K. Grankin⁵, S.T. Hodgkin⁶, M.A. Ibrahimov⁵, M. Kun⁷, T.Yu. Magakian⁸, and C. Pinte¹

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph-Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² Departamento de Física, ICEx-UFMG, CP. 702, Belo Horizonte, MG, 30123-970, Brazil

³ Steward Observatory, University of Arizona, 933 N. Cherry Av., Tucson AZ 85721 USA

⁴ Department of Optics and Quantum Electronics, University of Szeged, Dóm tér 9, H-6720 Szeged, Hungary

⁵ Ulugh Beg Astronomical Institute of the Uzbek Academy of Sciences, Astronomicheskaya 33, 700052 Tashkent, Uzbekistan

⁶ Institute of Astronomy, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, U.K.

⁷ Konkoly Observatory, H-1525 Budapest P.O. Box 67 Hungary

⁸ V.A. Ambartsumyan Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

Received ; accepted

ABSTRACT

Context. Accretion and ejection are complex and related processes that vary on various timescales in young stars.

Aims. We intend to investigate the accretion and outflow dynamics and their interaction from observations of the classical T Tauri star AA Tau.

Methods. From a long time series of high resolution (R=115,000) HARPS spectra and simultaneous broad-band photometry, we report new evidence for magnetospheric accretion as well as ejection processes in the nearly edge-on classical T Tauri star AA Tau.

Results. AA Tau's light curve is modulated with a period of 8.22d. The recurrent luminosity dips are due to the periodic occultation of the central star by the magnetically-warped inner disk edge located at about $9 R_*$. Balmer line profiles exhibit a clear rotational modulation of high-velocity redshifted absorption components with a period of 8.22 days as well, with a maximum strength when the main accretion funnel flow passes through the line of sight. At the same time, the luminosity of the system decreases by about 1 mag, indicative of circumstellar absorption of the stellar photosphere by the magnetically-warped, corotating inner disk edge. The photospheric and HeI radial velocities also exhibit periodic variations, and the veiling is modulated by the appearance of the accretion shock at the bottom of the accretion funnel. Diagnostics of hot winds and their temporal behaviour are also presented.

Conclusions. The peculiar geometry of the young AA Tau system (nearly edge-on) allows us to uniquely probe the accretion-ejection region close to the star. We find that most spectral and photometric diagnostics vary as expected from models of magnetically-channelled accretion in young stars, with a large scale magnetosphere tilted by 20° onto the star's spin axis. We also find evidence for time variability of the magnetospheric accretion flow on a timescale of a few rotational periods.

Key words. Accretion disks – Stars: pre-main sequence – Stars : magnetic fields – Stars: individual: AA Tau

1. Introduction

For a few million years after their formation, young solar-type stars (T Tauri stars, TTS) continue to accrete material from their circumstellar disks. The accretion process has a profound and long lasting impact on early stellar evolution. It is thought to be the driving source of the powerful jets originating from young stars and to regulate their angular momentum before they reach the zero age main sequence. Accretion is also the central ingredient of disk evolution at a time when planets start to form, and accretion both into the disk and onto the

star is held responsible for most of the peculiar properties of T Tauri stars (see, e.g., the review by Ménard & Bertout 1999). Understanding how accretion proceeds into the disk and onto the star is therefore a major issue for star and planet formation theories.

It is now commonly acknowledged that accretion from the inner disk onto the star is, at least in part, mediated by the stellar magnetic field. Recent Zeeman measurements indicate surface magnetic fields of a few kilogauss in T Tauri stars (e.g. Johns-Krull et al. 1999, 2004; Symington et al. 2005a), strong enough to disrupt the inner disk region and control the accretion flow. It is thus expected that the inner disk edge lies at a few stellar radii from the central star and that material is accreted onto the star along funnel flows which follow the topology of the large scale component of the stellar magnetosphere.

Send offprint requests to: J. Bouvier

[★] Based on observations obtained at ESO Obs., Chile, Maidanak Obs., Uzbekistan, Buryakan Obs., Armenia, Konkoly Obs., Hungary, and La Palma Obs., Spain.

As the free-falling material eventually reaches the star, the kinetic energy is dissipated in a shock at the stellar surface (see, e.g. Königl 1991).

Recent numerical simulations of the magnetic star-disk interface confirm most of these expectations. Assuming a dipolar magnetosphere on the large scale, whose axis can either be aligned with or inclined onto the stellar rotation axis, simulations show the development of the inner disk truncation by strong magnetic fields, leading to a magnetospheric cavity extending over a few stellar radii (e.g. Romanova et al. 2002, 2003). In this magnetically-controlled region, material is accreted onto the star through a complex and time variable network of funnel flows, whose structure and evolution depend on the accretion rate, on the topology of the magnetosphere and its inclination on the stellar axis (e.g. Romanova et al. 2003). As a result, the accretion shock at the stellar surface can take various shapes and be located at different latitudes (Romanova et al. 2004). Both numerical simulations and analytical models suggest that the inner disk structure is significantly modified by its interaction with the stellar magnetosphere (Lai 1999, Terquem & Papaloizou 2000).

The winds of classical T Tauri stars (CTTSs) have been primarily investigated through the observations and modelling of forbidden emission lines, whose high velocity component originates in spatially extended microjets (Hartigan et al. 1995, Shang et al. 2002). A few CTTSs had actually their microjets emission imaged. They arise in a region very close to the star and were observed with ground based adaptive optics (Dougados et al. 2000) and HST (Bacciotti et al. 2002), providing unprecedented information on the dynamics near the base of the jet, where the wind is formed. Other high velocity inner disk wind diagnostics include cooler outflowing gas that absorbs emission from the accreting material (Edwards 2003) and the observed hot helium gas in emission (Beristain et al. 2001) as well as P Cygni profiles with strong blueshifted absorptions reaching well into the stellar continuum over a broad velocity range (Edwards et al. 2003, Dupree et al. 2005). The above wind signatures are prominent in CTTSs with high mass accretion rates, indicating that these are actually accretion-powered winds.

With an extension of a few stellar radii up to the inner disk edge (≈ 0.05 AU), the magnetospheric cavity can hardly be resolved directly, even with the most powerful interferometers (e.g. Akeson et al. 2005). In addition, the magnetospheric cavity is filled with hot gas while dust particules are likely sublimated. Hence, diagnostics of hot plasma would have to be observed at this scale, which requires interferometric observations at high spectral resolution. For the time being, only indirect signatures of the structure of the star-disk interaction region and its physical properties can therefore be searched for.

As the magnetospheric cavity up to the disk inner edge is thought to corotate with the central star, a powerful approach to confront model predictions is to monitor the variations of suited photometric and spectral diagnostics over a few rotational periods. Synoptic studies may reveal periodic variability which can then be associated to physical structures in the rotating magnetosphere and the inner disk. A number of such studies have been performed in the last decade providing (sometimes con-

flicting) clues to the magnetospheric accretion process in young stars (see Bouvier et al. 2006 for a review).

Two of our previous monitoring campaigns (Bouvier et al. 1999, 2003, Paper I and Paper II hereafter) have focused on the classical T Tauri star AA Tau. Thanks to its high viewing angle ($i \approx 75^\circ$), the line of sight to the stellar surface intercepts the star-disk interface close to the disk plane. This fortunate configuration maximizes the observational signatures of the magnetospheric accretion process. Furthermore, AA Tau is quite a typical classical T Tauri star, with a K7 spectral type, moderate accretion rate and Class II SED. Hence, it is likely that the results obtained for this otherwise unremarkable CTTS can be extended to the whole class of CTTSs.

From our previous campaigns on AA Tau we reported evidence for the modulation of photometric and spectroscopic diagnostics with a period of 8.2 days, the rotational period of the star. The modulation of the stellar flux was interpreted as resulting from the periodic occultation of the stellar photosphere by the optically thick, magnetically-warped inner disk edge located at 8.8 stellar radii (Bouvier et al. 1999). A second campaign allowed us to relate the recurrent eclipses of the star by the inner disk to accretion funnel flows and accretion shocks at the stellar surface (Bouvier et al. 2003). We also found evidence for large scale changes occurring in the accretion flow onto the star on a timescale of a few weeks, presumably resulting from a major disturbance of the underlying magnetospheric structure.

In this paper, we report the results of a new campaign on AA Tau aimed at further constraining the structure of the magnetically-dominated star-disk interaction region. We have monitored the photometric variations of the system over nearly 5 months in the fall of 2004, and during part of the photometric campaign, we simultaneously obtained a series of high resolution ($R=115,000$) spectra on the object. To our knowledge, this is the first time such a series of high resolution spectra have been obtained on a T Tauri star. In Section 2, we describe the photometric and spectroscopic observations obtained during this campaign. In Section 3, we present the results on the photometric and spectroscopic variability of AA Tau, which we find to be periodic with the same period as reported previously. In Section 4, we discuss the new evidence provided by these observations for magnetospheric accretion and ejection processes in this object.

2. Observations

2.1. Photometry

The Journal of photometric observations is given in Table 1. Observations were carried out from several sites over a time span of nearly 140 days from September 2004 to January 2005, using either CCD detectors or photomultiplier tubes. Measurements were obtained in the B and V filters. Differential photometry was performed on CCD images and absolute photometry from photomultiplier observations, with an accuracy of the order of 0.01mag in both filters. Somewhat larger systematic errors (≤ 0.05 mag) might result from the relative cal-

Table 1. Journal of photometric observations.

Observatory	JD-2450000.	Filters	Observer	Country	$N_{obs}(V)$
Maidanak	3260.-3311.	Tube BV	K. Grankin	Uzbekistan	19
Maidanak	3307.-3346.	CCD BV	M. Ibrahimov	Uzbekistan	32
Buryakan	3297.-3316	CCD BV	T. Magakian	Armenia	5
Konkoly	3334.-3382	CCD BV	Z. Balog	Hungary	32
IAC	3326.-3396	CCD V	S. Hodgkin	Canarias	28

ibration of the photometry between sites. All data reduction procedures were previously described in Bouvier et al. (2003).

2.2. Spectroscopy

The spectroscopic observations of AA Tau were carried out from October 10 to December 02, 2004, at ESO, La Silla. We obtained 22 high-resolution spectra, over 22 non consecutive nights spread between JD 3288 and JD 3341 at the 3.6 m telescope with the HARPS dual fiber echelle spectrograph (Mayor et al. 2003) covering the 3800 Å to 6900 Å spectral domain at a spectral resolution of $\lambda/\Delta\lambda \approx 115\,000$. Integration times of 1800s yielded a S/N ratio between 10 and 30 at 600 nm depending on the object brightness. Quasi-simultaneous photometry was obtained over the period of the spectroscopic observations (JD 3288-3341, see Table 1). The Journal of spectroscopic observations is given in Table 2.

The data was automatically reduced by the HARPS Data Reduction Software. The reduction procedure includes optimal extraction of the orders and flat-fielding, achieved through a tungstene lamp exposure, wavelength calibration with a thorium lamp exposure and the removal of cosmic rays. Cross-correlation functions are also automatically computed. The background sky is not automatically subtracted but it can be done later by the observer.

3. Results

3.1. Photometry

AA Tau's V-band light curve is shown in Figure 1 over nearly 150 days. It is characterized by a nearly constant level of maximum brightness ($V \approx 12.4$) with luminosity drops reaching 1.2 magnitudes. The general photometric behaviour of AA Tau during this campaign is qualitatively similar to what we had previously reported for similar light curves obtained in 1995 and 1999 (see Bouvier et al. 1999, 2003). Periodogram (Horne & Baliunas 1986, Roberts et al. 1987) and string-length (Dworetzky 1983) analyses of the V and B-band light curves reveal a clear periodic signal with $P=8.22 \pm 0.03$ days, consistent with previous estimates (8.2-8.6d, see Vrba et al. 1989, Shevchenko et al. 1991, Bouvier et al. 1999, 2003). The CLEANed periodogram of the V-band light curve is shown in the bottom panel of Figure 1. The False Alarm Probability (FAP) was computed following the Monte Carlo method described in Herbst et al. (2002). The FAP of the highest periodogram peak was found to be less than 0.01%. The V-band light curve folded in phase with this period is shown in Figure 2. Similar results are obtained for the B-band light

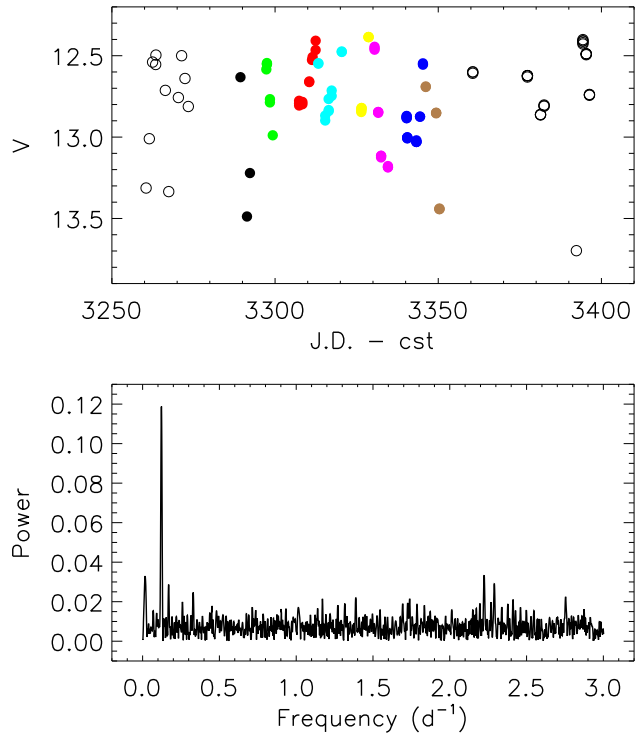


Fig. 1. The V-band light curve of AA Tau (top panel) and its CLEANed periodogram (lower panel). V-band measurements corresponding to quasi-simultaneous spectroscopic observations were obtained between JD 3285 and 3355 are marked by filled symbols. Different cycles are shown by different colors (or shades of grey).

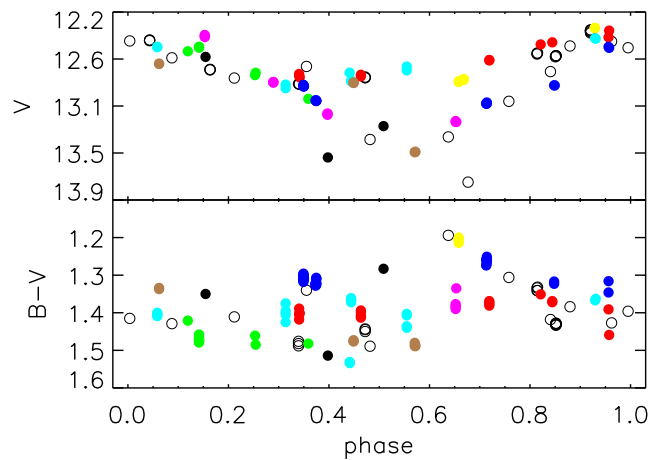


Fig. 2. AA Tau's V-band (top) and B-V (bottom) light curves folded in phase with a period of 8.22 days. Different cycles are shown by different colors (or shades of grey).

Table 2. Veiling values, photospheric, HeI and H α blue and red absorption radial velocities, and equivalent widths of the main emission lines. All radial velocities are expressed in the stellar rest frame ($V_{lsr} = V_{rad} - 17.3 \text{ km s}^{-1}$).

JD -2450000.	Veiling	V_{lsr} phot. (km s^{-1})	V_{lsr} HeI (km s^{-1})	V_{lsr} (H α blue) (km s^{-1})	V_{lsr} (H α red) (km s^{-1})	H α EW (\AA)	HeI EW (\AA)	H β EW (\AA)
3288.82	0.17	0.8	5.4	-42.5	5.2	15.6	0.3	1.7
3289.82	0.26	0.7	4.0	-22.7	32.2	12.3	0.7	1.4
3291.80	0.54	-3.1	5.8	-24.5	30.9	21.9	1.1	2.2
3295.80	0.15	-0.3	9.7	-27.2	16.0	9.5	0.2	1.3
3296.81	0.15	0.7	9.6	-37.3	4.9	15.1	0.3	2.2
3297.80	0.19	0.7	4.5	-26.7	16.7	15.9	0.4	1.8
3298.84	0.22	0.9	5.3	-30.9	26.9	11.8	0.7	1.2
3308.77	0.18	-0.4	8.2	—	—	5.0	0.5	0.9
3309.81	0.31	-1.0	5.2	—	—	8.9	0.3	0.8
3310.78	0.21	-1.0	12.2	-24.2	17.5	6.7	0.4	0.7
3311.76	0.14	-1.0	6.1	-27.7	17.2	7.3	0.2	0.9
3312.77	0.19	-0.4	—	-35.0	20.9	8.4	0.2	—
3314.75	0.15	0.5	7.2	—	—	63.7	0.5	4.0
3315.75	0.18	0.3	4.6	—	—	34.0	0.5	2.8
3320.79	0.13	0.5	11.0	-33.8	22.5	13.9	0.3	0.8
3332.69	0.40	0.7	7.1	-22.9	40.1	30.5	1.2	2.5
3335.71	0.24	-2.0	11.7	-12.9	44.4	19.5	0.5	2.0
3337.76	0.20	0.5	7.3	-23.5	48.0	23.7	0.4	2.0
3338.73	0.27	1.2	3.2	-18.9	47.2	23.6	0.7	1.7
3339.73	0.41	1.7	3.8	-15.9	49.6	43.1	1.4	3.4
3340.72	0.68	3.7	7.7	-12.6	52.4	44.1	1.6	2.6
3341.72	0.41	1.1	13.0	-13.4	50.6	38.3	1.1	2.4

curve. The phased light curve exhibits a broad brightness minimum with an amplitude of about 1 mag. A large dispersion of the flux is seen to occur within the deep minimum.

In previous papers of this series, we argued that the 8.22-day period is the rotational period of the star. From the modelling of AA Tau’s spectral energy distribution, Basri & Bertout (1989) derived an inclination angle of 70° (see also O’Sullivan et al. 2005). This estimate combined with a $v \sin i$ of 11.3 km s^{-1} (Paper II) and a stellar radius of $1.85 R_\odot$ (Paper I), leads to an expected rotational period of 7.8d in rough agreement with the measured photometric period. In addition, we report below for the first time a period similar to the 8.2-day photometric period for the flux and radial velocity variations of emission lines as well as for veiling. This supports the 8.2-day period as being the stellar rotation period.

A closer examination of the phased light curve reveals that the amplitude of modulation varies from cycles to cycles, reaching about 1.2 mag from JD 3260 to JD 3300 (5 cycles) and again from JD 3330 to JD 3350 and perhaps later (≥ 2.5 cycles), but amounting to only 0.3 mag between JD 3305 and JD 3330 (3 cycles). Even though the amplitude changes, the phase of the modulation appears to be conserved over the whole 140 day-long observations.

B-V colours were computed from each quasi-simultaneous B and V measurements. The phased variations of the B-V colour are shown in Figure 2. The amplitude of B-V color variations amounts to 0.3 mag only, much shallower than the brightness variations. There is no clear evidence for a modulation of the B-V color within cycles, and most of the dispersion results from B-V color changes from one cycle to the next. It

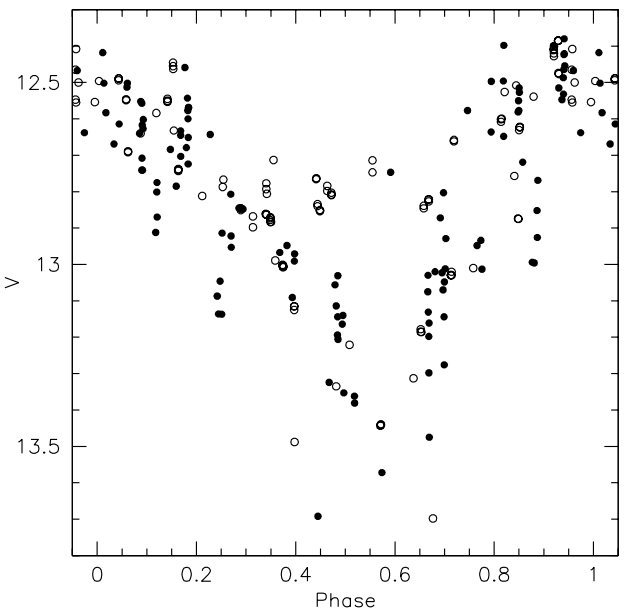


Fig. 3. AA Tau’s phased V-band light curve ($P=8.22\text{d}$) including our own measurements (open dots) as well as ASAS ones (filled dots) covering over more than 5 months, from JD 3230 to JD 3396. Note the phase stability of the light curve on this time span and the range of variation in the deep brightness minima.

is noteworthy that both the bluest (~ 1.3) and the reddest (~ 1.5) B-V colors can occur during the brightness minimum.

In addition to the photometry reported here, we found a number of V-band measurements obtained for AA Tau at

the same epoch by the All Sky Automated Survey (ASAS, Pojmanski et al. 2005). Adding these measurements to ours, we show the resulting phased light curve in Figure 3. A periodogram analysis of this dataset confirms the 8.2-day period at the 0.01% FAP level. ASAS measurements also confirm the stability of the phase of the photometric variations over a timescale of nearly half a year (170 days), while the depth of the photometric minima is much more variable.

3.2. Spectroscopy

3.2.1. Photospheric lines

The photospheric lines of CTTS often appear shallower than expected for their spectral types. This is due to an extra continuum, known as veiling, produced at the shock region where the infalling material hits the star, that is added to the stellar continuum. In order to use the veiling as a proxy for accretion onto the stellar surface (cf. Paper I), we computed the veiling using a χ^2 fit, based on the method described by Hartigan et al. (1989), on six spectral intervals about 50 Å-wide located between 5400 Å and 6700 Å. We used as a reference for the veiling calculations a spectrum of the K7 weak T Tauri star V819 Tau obtained with HARPS with the same observing setting as AA Tau. This weak T Tauri star was shown in Paper II to be a very good match to the AA Tau photosphere. The spectrum of V819 Tau was rotationally broadened to the AA Tau $v \sin i$ value determined in Paper II (11.3 km s⁻¹). The veiling standard deviation was computed for each night using the veiling values obtained in the 6 separate orders. The rms deviation ranges from 0.04 to 0.14, with a mean value of 0.07 over the 22 nights.

The derived veiling values are low, ranging from 0.2 to 0.7, but are considerably higher than in Paper II, where they were all below 0.3. A periodogram analysis suggests that the veiling varies periodically with a 8.2 ± 0.3 day period (FAP=0.22), which is consistent with the stellar rotation period given the much poorer time sampling of the spectroscopic data (see Figure 4). The veiling is weak and almost constant in the photometric cycles where only a shallow brightness minimum is present, while it shows a strong peak near phase 0.4 in the deep minimum cycles. In Paper II, the veiling presented two maxima per photometric cycle, as if we were seeing 2 hot spots at the surface of the star, while in 2005 only one maximum per cycle is visible. We measured the equivalent width of the He I line by direct integration on the spectrum and computed line fluxes with the photometric measurements as $F(\text{HeI}) = cst \times EW(\text{HeI}) \times 10^{-0.4m_V}$, where m_V is interpolated from the light curve on the time of the spectroscopic observations. The rms error on the normalized HeI flux is of order of 0.1 (cf. Fig. 4). We observe a strong correlation between the veiling and the He I line flux, as well as between veiling and EW(HeI) measured either on the veiled or on the de veiled spectra (correlation coefficient of 0.9, cf. Fig. 5), and a weaker correlation between the veiling and B-V. The B-V vs. veiling behavior is however still consistent with the 1999 results, lower B-V values corresponding to higher veiling values.

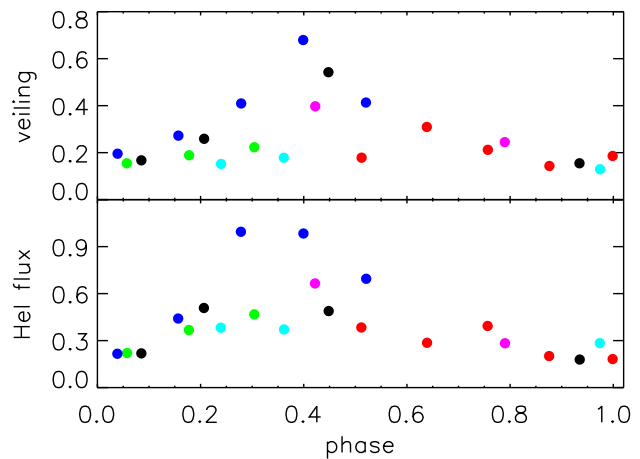


Fig. 4. Veiling (top) and He I line flux (bottom) variations folded in phase with a period of 8.22 days. The origin of phase is the same as for photometric measurements. Different cycles are shown by different colors (or shades of grey).

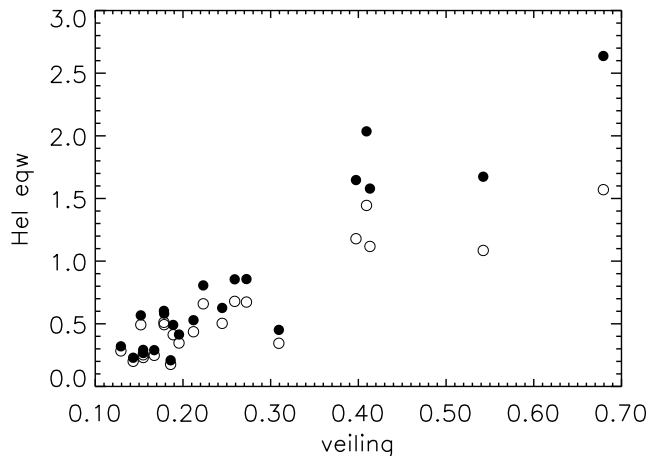


Fig. 5. HeI equivalent width plotted against veiling. Filled (resp. empty) dots correspond to EW(HeI) measurements on veiled (resp., de veiled) spectra.

Cross-correlation functions (CCFs) of the photospheric spectrum were automatically computed by the HARPS spectrograph reduction pipeline using a binary mask corresponding to a K5 template spectrum. CCFs provide high signal-to-noise information about the features present in the star's averaged photospheric spectrum. They were computed for each AA Tau's spectrum and are shown in Figure 6. It is seen that the averaged photospheric line profiles are sometimes asymmetric and this could be the cause of the radial velocity variation noticed in Paper II.

We measured the radial velocities adjusting a gaussian to the cross-correlation profiles in three different ways: fitting the profile centroid, the far wings, or an intermediate region between the minimum and the far wings. The mean radial velocity values obtained with the three different fitting procedures agree with each other ($v_r = 17.3 \pm 1.6$ km s⁻¹) and are consistent with the value obtained in Paper II ($v_r = 17.1 \pm 0.9$ km s⁻¹). Individual values can vary by as much as 1.5 km s⁻¹ between

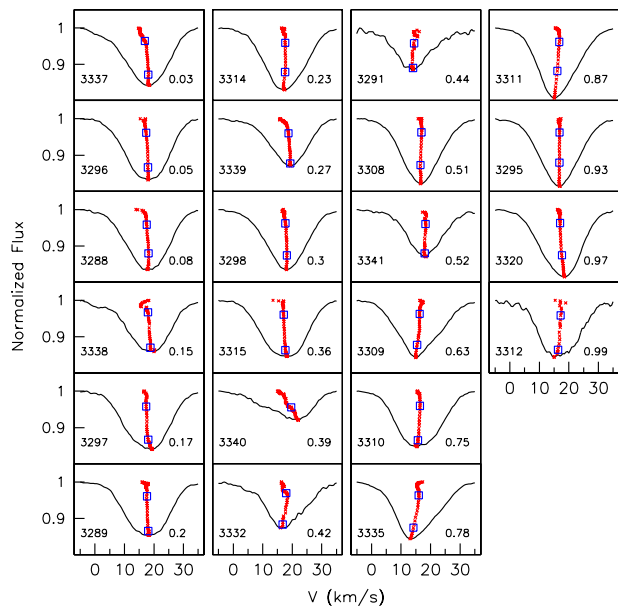


Fig. 6. Photospheric cross-correlation profiles (CCF). The profiles are ordered by increasing phase, as indicated in lower right corner of each panel, while Julian date is given in the lower left corner. The line bisector (cf. Queloz et al. 2001) is also shown (red crosses). The bisector average slope measures the degree of asymmetry of the CCF and is estimated as the velocity difference between the 2 data points indicated by open squares (see text), except for JD 3340 where the CCF is too shallow.

different fits, but the three radial velocity data sets presented the same periodicity of 8.5 ± 0.4 days when submitted to a periodogram analysis (FAP=0.02), which is slightly but not significantly different from the photometric period. All radial velocities below are expressed in the stellar rest frame (V_{lsr}).

In Figure 7 we show the radial velocities obtained fitting the wings of the cross-correlation profiles, overplotted with the values determined in Paper II. The radial velocity variations exhibit the same period and about the same amplitude as those reported in Paper II. We cannot tell whether the phase is conserved over the 5 year timescale between the 2 epochs. This time span corresponds to about 220 periods and phase conservation could be tested only if the period was derived to an accuracy of $\approx 0.1\%$ or better. Nevertheless, the very good agreement between the two datasets suggests a similar origin for the observed radial velocity variations at the 2 epochs.

3.2.2. Survey of emission line profiles

A sample of AA Tau line profiles was presented in Paper II and the new observations show overall the same variety of emission profiles. For all lines except $H\alpha$, we computed residual profiles by subtracting the continuum normalized and veiled spectra of V819 Tau from the continuum normalized spectra of AA Tau. In this process, we used the veiling value measured between 5425 Å to 6660 Å, which exhibits no clear trend with wavelength. The veiling in the $H\beta$ region is probably higher but AA Tau's veiling is in general small and the photospheric features

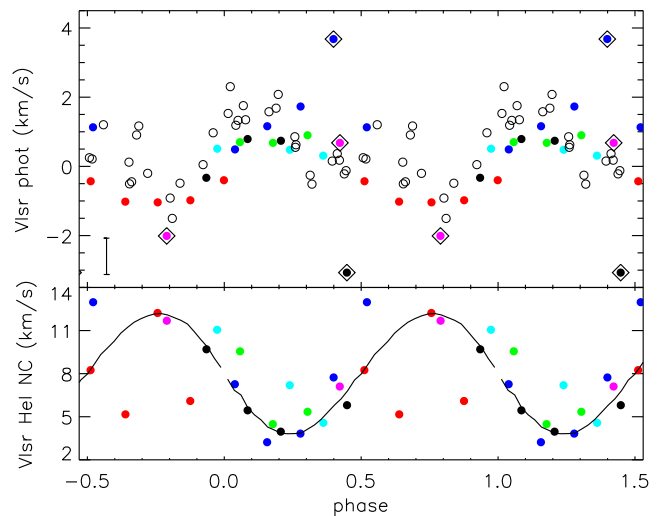


Fig. 7. *Top panel* : Photospheric radial velocities as a function of phase. The open circles correspond to the values measured in the 1999 campaign (Paper II) and the filled symbols to the 2004 campaign. The phase of the 1999 points has been arbitrarily scaled to fit that of the 2004 dataset since the phase information is lost between the 2 epochs (see text). The points with an overplotted diamond correspond to very asymmetric cross-correlation profiles. The error bar in the left corner represents the mean error of the 1999 values. *Bottom panel* : $H\alpha$ radial velocities. The solid line shows the radial velocity variations expected from a hot spot located at a latitude of 70° on the stellar surface.

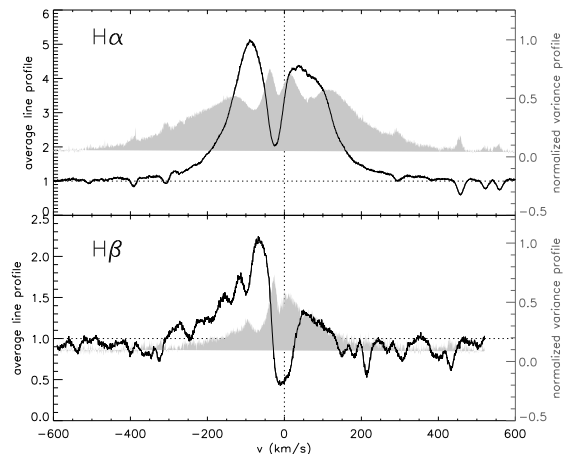


Fig. 8. Average lines profiles (solid line) and their variance (grey shaded area) are shown for $H\alpha$ (top) and $H\beta$ (bottom).

are reasonably well removed from the $H\beta$ region when we use a single veiling value.

In Figure 8 we show the average $H\alpha$ and $H\beta$ profiles as well as their variance (see Johns & Basri 1995). The average $H\alpha$ profile and its variance observed during this new campaign are quite similar to those reported for the 1999 campaign (Paper II). This suggests that both the emission line region(s) and the intrinsic source(s) of variability remained the same over the years. The $H\alpha$ average profile is reminiscent of the model $H\alpha$ profile computed by Kurosawa et al. (2006) which

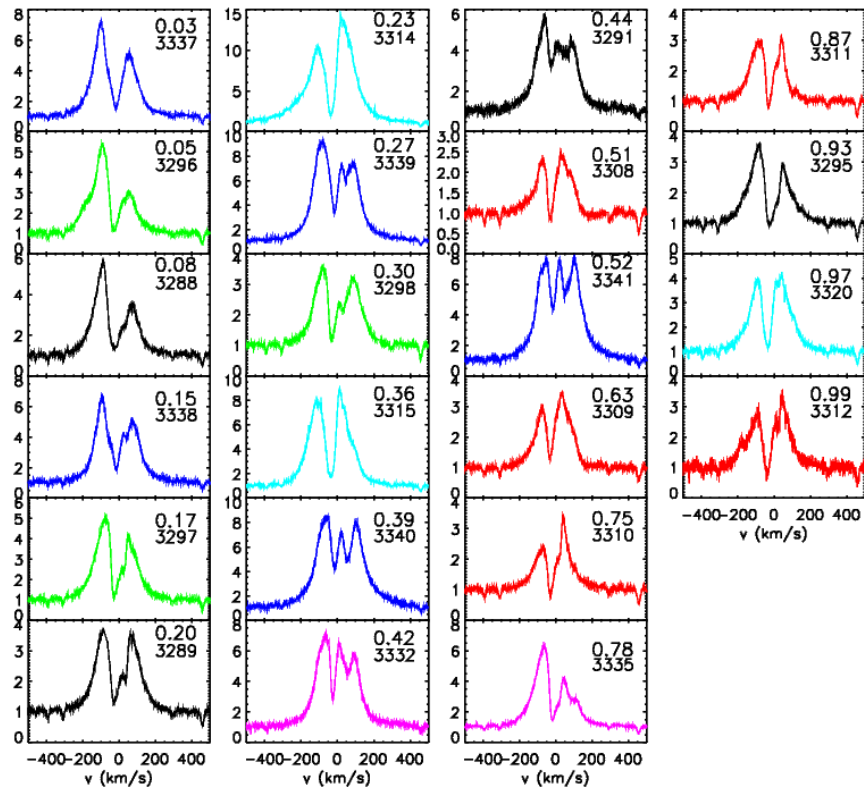


Fig. 9. $H\alpha$ emission line profiles ordered by rotational phase (top panel number). Julian date is given (bottom panel number). Note the appearance of a redshifted absorption component from phase 0.39 to 0.52.

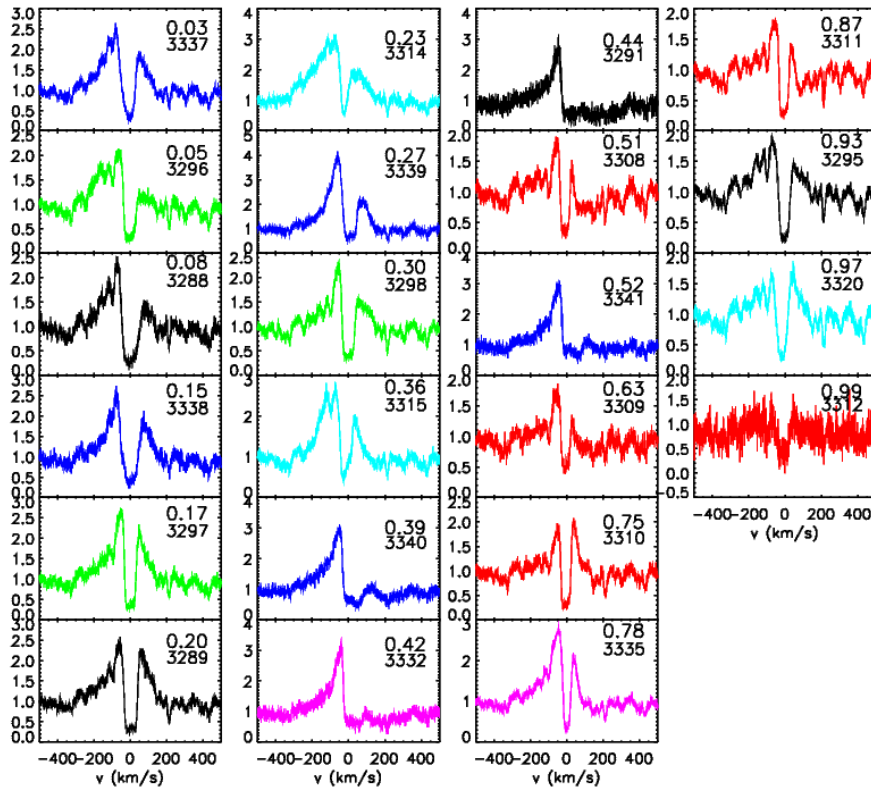


Fig. 10. $H\beta$ emission line profiles ordered by rotational phase (top panel number). Julian date is also given (bottom panel number). Note the appearance of a redshifted absorption component from phase 0.39 to 0.52.

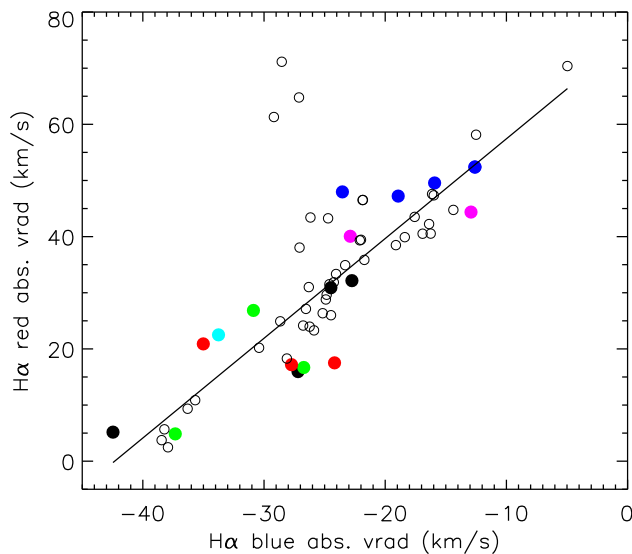


Fig. 11. Correlation between the radial velocity of the blueshifted (wind) and redshifted (accretion) absorption component in the $H\alpha$ line (color data points: 2004, open data points: 1999).

assumes that the line is formed partly in an axisymmetric magnetospheric funnel flow and partly in a slowly accelerating disk wind both seen at a high inclination (see their Fig.A1). The mean $H\beta$ profile, with a triangular blue wing, a central absorption and a secondary peak in the red wing, closely resembles the $Pa\beta$ profile computed by Kurosawa et al. (2005) as arising from an axisymmetric accretion funnel flow seen at high inclination (cf. their Fig.9). This is consistent with the high inclination viewing angle to AA Tau ($i \sim 75^\circ$, Paper I). The variance $H\alpha$ profile also shares some similarity with variance profiles computed from models in which the accretion flow is confined to azimuthal curtains instead of being axisymmetric (Symington et al. 2005b), specifically a primary peak of variance close to zero velocity and high velocity secondary maxima in the blue and red wings. We note however that the degree of variability observed in the red wing of AA Tau's $H\alpha$ profile is much larger than predicted by azimuthally confined curtain models.

In Figures 9 and 10 we show the $H\alpha$ and $H\beta$ emission lines as a function of rotational phase. The deep, blueshifted central absorption is seen at all times, which presumably arises from a cold axisymmetric inner disk wind. The broad emission wings are also always present, which suggests a globally axisymmetric accretion flow onto the star to first order. However, we notice that when a deep minimum occurs in the light curve and the photosphere is obscured by the inner disk warp, a high velocity redshifted absorption component of $H\alpha$ is clearly seen, with maximum strength near phase 0.5. This suggests that we are observing downwards along the main accretion funnel flow at this phase. The redshifted absorption by the main accretion stream is even more dramatic in $H\beta$ where the entire red emission is suppressed at phases near the photometric minimum and the redshifted absorption is sometimes observed below the continuum (like JD 3291, 3332, 3340). The cycles that only

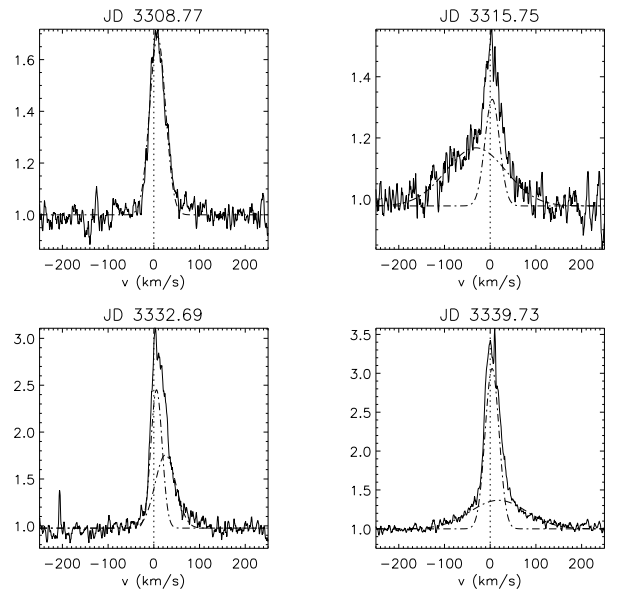


Fig. 12. He I line decomposition. The line profile is fitted by either one gaussian when only a narrow component is present or two when a broad component appears.

present a shallow photometric minimum do not show such a pronounced redshifted absorption component in the $H\alpha$ lines (e.g. JD 3308). This is consistent with the low veiling and low He I equivalent width values (Fig.4) in that case, all of which indicate that accretion is at a very low level when the obscuring circumstellar material is absent.

We decomposed the $H\alpha$ profile using three Gaussians, corresponding to a centered emission, a blueshifted absorption and a redshifted absorption. The decomposition is not always straightforward (see Fig. 14 of Paper II) but the radial velocities of the three components are well determined by the Gaussian fits. We had noticed in Paper II a tight correlation between the radial velocity of the blueshifted (wind) and redshifted (accretion) absorption components in the $H\alpha$ line that we interpreted as being due to the inflation of the stellar magnetosphere, caused by differential rotation between the stellar magnetic field lines and the inner disk. Such a correlation persists in the current data and the new values agree very well with the measurements of Paper II as can be seen in Figure 11.

The He I line presents a narrow emission component (NC) that dominates the profile and half of the time a broad emission component (BC) as well. We then decomposed the He I line using one or two gaussian emissions as shown in Figure 12. The NC is relatively stable kinematically, with radial velocity measurements going from $+4 \text{ km s}^{-1}$ to $+12 \text{ km s}^{-1}$ and a FWHM varying from 16 km s^{-1} to 20 km s^{-1} . A periodogram analysis of the radial velocity variations suggests a possible period of $\sim 8.0 \pm 0.4$ days (FAP=0.30), consistent with the 8.2-day photometric period (cf. Fig. 7). The equivalent width and the line flux of the NC vary considerably in the same period and are well correlated with the veiling variations. According to Beristain et al. (2001) the NC is formed near the accretion shock in the post-shock region, and should strongly correlate with the veiling, as observed in AA Tau. The BC is much more kinematically vari-

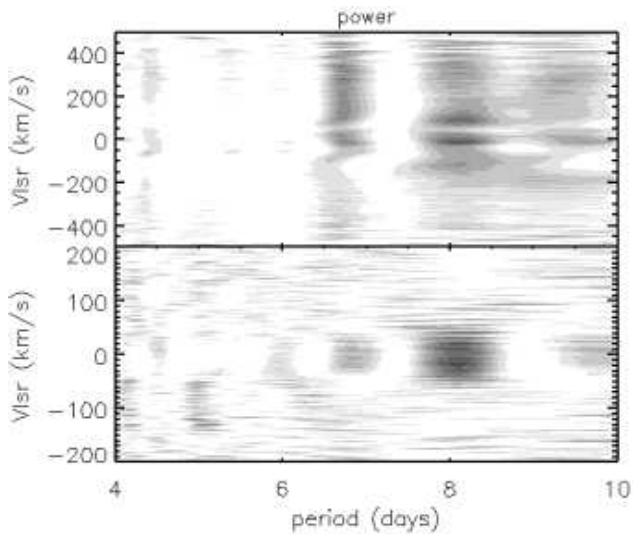


Fig. 13. Period search results of the H α (top) and He I (bottom) lines. The power scale ranges from 0 (white) to a maximum value of about 6.0 (black).

able than the NC, with radial velocity values going from -33 km s $^{-1}$ to $+31$ km s $^{-1}$ and FWHM ranging from 30 km s $^{-1}$ to 40 km s $^{-1}$. It is most of the time redshifted but was observed blueshifted twice (JD 3314 and 3315, cf. Fig. 12). According to Beristain et al. (2001) the BC could be either formed in the accretion column (if redshifted in excess of 8 km s $^{-1}$) or in an accretion-driven hot stellar wind (if blueshifted in excess of -30 km s $^{-1}$). Our results show that a single star can move from the accretion dominated BC (redshifted) to a wind dominated BC (blueshifted) and back in a short period of time (a couple of nights).

In Figure 13 we show our period search result for the H α and He I lines. Periodograms were computed in each velocity channel on the intensity of the deconvolved and normalized line profiles. Similar results are obtained from the analysis of veiled profiles. All the main emission lines show periodical intensity variations around 8.0 ± 0.4 days, consistent with the more accurately defined photometric period of 8.2 days. The maximum power in the 2D periodogram of the H α (resp. HeI) line occurs at $V_{lsr} \simeq -10$ km s $^{-1}$ (resp. 3 km s $^{-1}$) and corresponds to a FAP of 0.15 (resp. 0.10). This is the first time we find clear evidence for the emission line flux being modulated with the same period as the stellar flux (see Paper II). Most of the emission lines also show more marginal evidence for periodicities at 6.7 days.

4. Discussion

The new dataset obtained on AA Tau provides new and clear evidence for magnetospheric accretion in this object. We thus discuss in this section the observed variability pattern of the various diagnostics in the framework of the magnetically-channelled accretion concept, starting from the inner disk edge down to the stellar surface. In the following discussion, the origin of rotational phases ($\Phi = 0$) is taken as being the epoch of maximum continuum flux in the V-band. This maximum brightness level has proved very stable over at least the last

10 years (see Papers I, II) and likely corresponds to the unobscured photosphere. In addition, the veiling is low at this phase, so that the observed continuum flux is probably close to the star's photospheric flux (reddened by $A_v = 0.8$ mag, cf. Paper I).

4.1. Characterizing the magnetospheric accretion/ejection region

As the system rotates with a period of 8.22 d, the continuum flux decreases to reach a minimum around $\Phi \simeq 0.5$. This behaviour had already been reported in previous campaigns, and we argued that the dimming of the system results from the central star being partly occulted by circumstellar material (Papers I, II). A supporting argument comes from the measurement of an increased polarization level during the eclipses (Ménard et al. 2003, see also O'Sullivan et al. 2005). We further argued that the optically thick occulting screen corresponds to the magnetically-warped, dusty inner disk edge. As the periodicity of the eclipses is similar to the rotational period of the star, this locates the inner dust disk edge close to the corotation radius which, assuming keplerian rotation, is $r_{co} \simeq 8.8 R_*$.

The new dataset confirms both the periodic nature of the eclipses and their changing amplitude on week timescales (see Paper II). This can be seen in Fig. 2 and 3. Over nearly 170 days, corresponding to more than 20 rotations, the phase of the brightness minimum is conserved. While the depth of most eclipses is of order of 1 mag, we observed shallower eclipses with an amplitude of only a few 0.1 mag during 3 consecutive rotation cycles, located in the middle of the observing campaign (see Fig. 1). We conclude that the shape of the occulting screen can change abruptly on a timescale of days, leading to shallower eclipses for a few rotations, and is thereafter restored with nearly the same structure. A similar behaviour had been reported in Paper II for one rotation.

AA Tau's new light curve exhibits a hint of an asymmetric shape around the minimum, with a steeper egress than ingress (Fig. 3). At a given brightness level, the system also appears redder during ingress than during egress (Fig. 2). The shape of the eclipse reflects the azimuthal distribution of optically thick dust in the corotating inner disk warp. Such a slight light curve asymmetry, with a shallow decrease and a steep rise, may indicate a correspondingly asymmetric azimuthal distribution of dust at the inner disk edge, as qualitatively predicted by 3D numerical simulations of disk accretion onto an inclined dipole (Romanova et al. 2003).

If the warp of the inner disk edge results from its interaction with the stellar magnetosphere, as argued in Paper I, the dominant accretion funnel flows ought to face the observer close to the middle of the occultation. The analysis of the Balmer line profiles supports this view. Fig. 9 and 10 clearly reveal the development of high velocity redshifted components in the profiles of both lines (also seen in H γ) from $\Phi = 0.39$ to $\Phi = 0.63$, i.e., around the center of the eclipse. High velocity redshifted components are expected to be seen when the observer looks downwards the accretion funnel flow against the accretion shock (Hartmann et al. 1994). The line profiles

thus indicate that the center of the eclipse also corresponds to the time at which the accretion shock faces the observer. This strongly suggests that the inner disk warp is magnetically-driven indeed (Terquem & Papaloizou 2000, Lai 1999).

The line profiles observed during one of the shallower eclipses (JD 3308, $\Phi = 0.51$) exhibit a much shallower redshifted component than the profiles observed at similar phases during deep minima (e.g. JD 3341, $\Phi = 0.52$, see Fig. 9 and 10). As the veiling was also measured to be weaker during shallow eclipses (see Fig. 4), this suggests that the accretion rate onto the star was smaller at that time. Hence, there seems to be a clear link between the structure of the occulting warp at the inner disk edge and the accretion rate onto the star, both presumably depending on the time variable magnetic configuration at the disk truncation radius. In addition, *blueshifted* HeI broad emission components were observed only during one of the shallower eclipses (JD 3314, 3315), which suggests that a hot wind develops as accretion is depressed onto the star. Finally, the H β line profile reveals transient but significant redshifted absorption components at phases opposite to the deep minima (e.g. JD 3295, $\Phi = 0.05$). We speculate that these transient absorptions may be related to the viewing of funnel flows against the accretion shock located at the opposite magnetic pole on the stellar surface ($\Phi \simeq 0$, see Fig. 10 in Paper I).

The visibility of the hot spot at the stellar surface is measured by the variations of the HeI line flux originating in the accretion shock at the bottom of the accretion funnel (Beristain et al. 2001). The HeI line flux, usually dominated by a narrow component (Fig 12), is modulated with the same 8.2d period as the other diagnostics (Fig. 13) and shows a low level modulation of about a factor of 2, with a maximum around $\Phi = 0.4$ (Fig. 4). The veiling is modulated in the same way and also peaks slightly before the center of the eclipse (Fig. 4). The close temporal coincidence between the maximum intensity of accretion shock diagnostics ($\Phi \simeq 0.3 - 0.6$), the appearance of high velocity redshifted absorptions in Balmer line profiles ($\Phi = 0.39 - 0.63$), and the occurrence of photometric eclipses ($\Phi \simeq 0.3 - 0.8$) strongly supports the view that material is being preferentially accreted from the warped inner disk edge along magnetic field lines down to the stellar surface.

In addition to the low level modulation, both the HeI line flux and the veiling exhibit intrinsic variations of larger amplitude on a shorter timescale. This is exemplified by the 4 highest He I flux values in Fig. 4 and the corresponding measurements of veiling in Fig. 4. These episodes occur during the eclipses ($\Phi = 0.3 - 0.5$). Whether these are transient episodes on a timescale of a few hours, such as accretion bursts or opacity changes in the occultation screen as previously reported in Paper I, or a slightly varying accretion rate onto the star from one cycle to the next cannot be easily decided from our dataset.

4.2. The origin of periodic radial velocity variations

One puzzling aspect of AA Tau's behaviour is the periodic radial velocity variations of the photospheric spectrum. We had reported this result in Paper II and offered possible interpretations, such as a planetary mass companion orbiting the star

or the presence of a large cold spot at the stellar surface, none of which seemed satisfactory. The new dataset provides additional evidence for the modulation of the radial velocity of the photospheric spectrum with a period of 8.2d and an amplitude of a few km.s^{-1} , similar to what we previously reported (see Fig. 7). The source of radial velocity variations thus appears to be the same at the 2 epochs. The coincidence between the period of the radial velocity variations and the rotational period of the star strongly suggests the former results from spot modulation. Also, the amplitude of the radial velocity variations ($\sim 3 \text{ km s}^{-1}$) is a fraction of the star's rotational velocity ($v \sin i = 11.3 \text{ km s}^{-1}$), consistent with spot modulation.

The high resolution spectral series obtained during the new campaign supports this view. The extrema of the radial velocity curve occur around rotational phases 0.2-0.3 (maximum) and 0.7-0.8 (minimum), while the star's rest velocity is measured around phases 0.0 and 0.5, i.e. at maximum and minimum brightness (cf. Fig 7). We argued above from the line profile analysis that the hot accretion shock faces the observer around $\Phi = 0.5$. Assuming the hot spot is responsible for the modulation of the photospheric line profiles, one would expect to measure the star's rest velocity when the spot faces the observer ($\Phi = 0.5$) as well as at the opposite phase ($\Phi = 0$), while the largest V_{rad} excursions ought to occur when the hot spot is close to the stellar limb ($\Phi \simeq 0.25$ and 0.75). This is precisely what the phased radial velocity curve indicates, with $V_{lsr} \sim +1 \text{ km s}^{-1}$ and -1 km s^{-1} at $\Phi \simeq 0.25$ and 0.75 , respectively. In addition, the radial velocity of the HeI narrow component (NC) also appears to be modulated, though with a larger scatter. It varies between $\sim +4 \text{ km s}^{-1}$ and $\sim +12 \text{ km s}^{-1}$ around $\Phi = 0.25$ and $\Phi = 0.75$, respectively, i.e. with a phase opposite to that of the photospheric radial velocity variations, as expected from hot spot modulation. The time averaged velocity of the HeI line NC ($V_{lsr} \sim 8 \text{ km s}^{-1}$) presumably reflects the postshock velocity at the magnetospheric footpoint on the stellar surface (Beristain et al. 2001).

Fig 7 also shows that a few V_{rad} measurements strongly depart from the low level periodic V_{rad} variations. These measurements were obtained during photometric minima ($\Phi = 0.39, 0.42, 0.44$; JD 3340, 3332, 3291) at a time when the veiling was also the highest. The corresponding correlation profiles (CCFs) are extremely asymmetric (cf. Fig. 6) and such asymmetries may conceivably alter the accuracy of the V_{rad} measurements. CCFs obtained outside these phases show some level of asymmetry as well, but usually not as pronounced, as expected from the modulation by a hot surface spot (e.g. Petrov et al. 2001). The largest CCF asymmetries observed during the deep photometric minima suggest that the extreme V_{rad} excursions are related to the partial occultation of the central star by the asymmetric inner disk warp, and are superimposed onto the lower level V_{rad} modulation by the hot spot. Note that only few measurements strongly depart from the hot spot V_{rad} modulation, which suggests that the azimuthal structure of the inner disk warp occulting the star is relatively smooth, as also suggested by the shape of the photometric eclipses.

Hence, the modulation of the photospheric radial velocity in AA Tau's most likely results from an inhomogeneous brightness distribution on the stellar surface. Its phase is consistent

both with the visibility of the hot accretion spot derived above from veiling and HeI flux measurements, and with the HeI line radial velocity variations. For a hot spot occupying a few percent of the stellar photosphere, the radial velocity amplitude of the HeI line is related to the latitude θ of the accretion shock at the stellar surface by: $\Delta V_{rad} = 2 v \sin i \cdot \cos \theta$. With $\Delta V_{rad} \simeq 8 \text{ km s}^{-1}$ and $v \sin i = 11.3 \text{ km s}^{-1}$, we derive $\theta \simeq 70^\circ$. The solid line in Fig 7 shows the expected HeI radial velocity variations from a model featuring a small hot spot located at a latitude of 70° . The model curve fits reasonably well the observed HeI radial velocity variations, at least when deep eclipses are seen in the light curve. As the accretion shock is thought to occur at the feet of the funnel flows on the stellar surface close to the magnetic pole, we deduce that the axis of the large scale magnetosphere is tilted relative to the star's spin axis by about 20° . This is consistent with the 12° tilt derived by Valenti & Johns-Krull (2004) from spectropolarimetric measurements, assuming a stellar inclination of 66° . Note that the radial velocity of the HeI line is modulated around a mean value of $V_{lsr} \sim 8 \text{ km s}^{-1}$, the putative post-shock velocity, and not around the photospheric velocity, as would be expected for a small single hot spot. This suggests a more complex structure for the accretion shock, such as a circumpolar ring around the magnetic axis (Mahdavi & Kenyon 1998, Romanova et al. 2004).

The observed periodic radial velocity variations of absorption and emission lines can thus be, at least partly, accounted for by the presence of a hot spot at the stellar surface. Whether a hot spot *alone* fully accounts for the radial velocity curve of the photospheric spectrum is however unlikely. Firstly, we note that the amplitude of the V_{rad} variations is about the same in 1999 and in 2003 (cf. Fig. 7) while the veiling was significantly higher at the latter epoch. If hot spot were responsible for the radial velocity excursions, one might expect the amplitude of the V_{rad} curve to increase with the spots brightness, which is not seen here. Secondly, the line shape distortion caused by a hot continuum spot is the same as that produced by a cold spot (e.g. Johns-Krull & Hatzes 1997). In Paper II, we found that a cool spot would have to cover about 50% of the stellar surface to produce the observed V_{rad} variations. This is much larger than the expected size of AA Tau's accretion spots, of order of a few percent (Paper I). Hence, it is unlikely that a hot spot alone can account for the observed V_{rad} amplitude. Additional sources of variations are probably required, such as the occulting effect of the warp inner disk and/or large cold spots clustered around the hot accretion spot at the stellar surface. We also note that similar radial velocity variations were found in the more active CTTS RW Aur and interpreted as resulting from the modulation by large chromospheric spots (Petrov et al. 2001). Detailed Doppler Imaging of the star would be needed to address this issue. Note however that these additional components do not affect the conclusion regarding the radial velocity variations of the HeI NC, which more directly traces the accretion hot spot on the stellar surface.

A final indication that the V_{rad} modulation primarily results from stellar spots is provided by the analysis of the line profile shape and its deformation as a function of rotational phase. Following the method outlined by Queloz et al. (2001), we computed the bisector of the photospheric cross-correlation

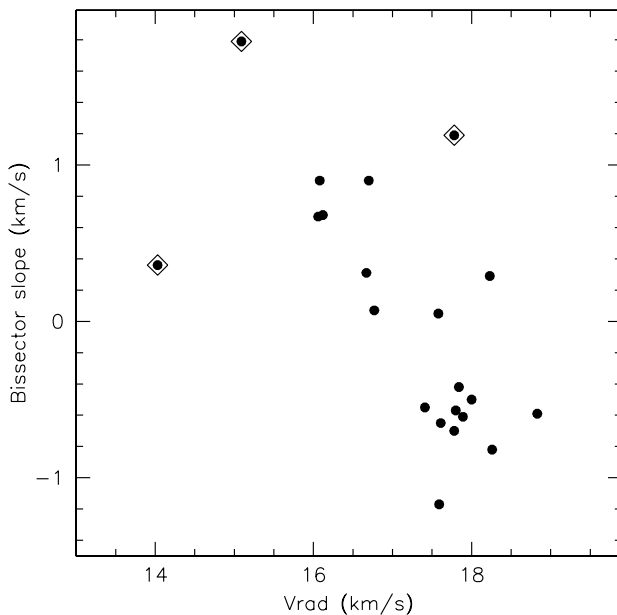


Fig. 14. The CCF bisector “slope” is plotted as a function of the measured photospheric radial velocity. The points with an overplotted diamond correspond to very asymmetric CCFs. The inverse correlation seen between the 2 quantities indicates that radial velocity variations mostly result from spots at the stellar surface.

function (CCF) at each phase (cf. Fig. 6). The bisector slope is seen to vary as a function of phase. The average slope is computed as the velocity difference between the upper and lower regions of the bisector, $V_u - V_l$, where V_u (resp. V_l) is the median velocity of the bisector in the intensity range 0.93-0.98 (resp. 0.80-0.85). The bisector slope is plotted as a function of the measured V_{rad} in Fig. 14. A clear inverse correlation is seen between the bisector slope and V_{rad} , as expected for spot-induced V_{rad} variations (Queloz et al. 2001). In contrast, no such correlation would exist if the periodic V_{rad} variations were due to stellar oscillations or to the reflex motion of the star in response to an orbiting body (Dall et al. 2006). A few measurements strongly depart from the observed correlation, as already noticed above for V_{rad} measurements (cf. Fig. 7), and may indicate the additional effect of the inner disk warp partly occulting the stellar photosphere at times of deep photometric minima.

4.3. Non steady accretion on a week timescale

On a timescale longer than the star's rotational period, we confirm the correlation we reported in Paper II between the radial velocity of the blueshifted (wind) and redshifted (accretion) absorption components of the H α profile (see Fig. 11). In Paper II, we interpreted this correlation as “magnetospheric inflation cycles”. Following dynamical models of magnetic star-disk interaction (e.g. Goodson & Winglee 1999) accretion from the inner disk onto the star leads to the inflation of the magnetic funnel flows due to differential rotation between the inner disk edge and the stellar surface. Past some critical point, the field

lines open and reconnect, then reducing the accretion flow onto the star and simultaneously leading to enhanced wind outflow. After field lines have reconnected, the initial magnetic dipolar configuration is restored and a new cycle starts. We argued in Paper II that the projected radial velocity of the redshifted absorption components of the $H\alpha$ line measure the *curvature* of the accretion funnel flow : as the magnetosphere inflates, the projected radial velocity of the redshifted component decreases (see Fig.19 in Paper II). If the collimated wind originates at or close to the disk inner edge, the projected radial velocity of the blueshifted absorption component simultaneously increases, thus yielding the observed correlation. Note that this simple geometric interpretation favors inner disk winds (e.g. Alencar et al. 2005) over accretion driven stellar winds (e.g. Matt & Pudritz 2005).

The results of the new campaign tend to confirm this interpretation. Just before and during the episode of shallow eclipses and depressed accretion onto the star (JD 3305-3330), the projected radial velocity of the accretion flow is small (from +5 to +30 km s^{-1}) and that of the inner disk wind is large (from -45 to -25 km s^{-1}). According to the above interpretation, this would correspond to a phase of field line inflation and opening. The lower accretion rate onto the star is also accompanied by the development of a hot wind outflow as traced by the appearance of a broad blueshifted component in the HeI profile. Just after this episode, as deep eclipses and enhanced accretion resume, the projected radial velocity of the accretion flow is larger (from +40 to +50 km s^{-1}) and that of the inner disk wind is smaller (from -25 to -10 km s^{-1}), as expected if the initial dipolar magnetospheric configuration has been restored at this point. The observed timescale for the disappearance and restoration of deep eclipses is of order of a week (see Fig. 1). The dissipation timescale of the inner disk warp through bending waves, τ_w , in response to the disturbance of the underlying magnetic configuration, is given by $\tau_w = 2r_c/c_s = 2r_c/(\Omega \cdot h)$, where r_c is the disk truncation radius, c_s is the local sound speed, Ω the keplerian velocity, and h the warp thickness (Terquem, priv. comm.). At a distance $r_c = 8.8 R_\star$ and for a warp vertical thickness $h/r_c \sim 0.3$ (cf. Paper I), this yields $\tau_w \sim 4$ days, which is consistent with the observations.

The variations of the accretion and outflow diagnostics on a timescale of several rotation periods in AA Tau can thus be consistently understood as resulting from episodes of strong accretion onto the star together with reduced or absent hot wind (whenever the dipolar magnetosphere allows the disk material to fall onto the star) alternating with episodes of reduced accretion and enhanced hot wind possibly driven by magnetic reconnections (when the magnetosphere inflates due to differential rotation), with the whole process occurring on a timescale of a few weeks. In addition, the stability of the deep central absorption in the Balmer line profile suggests that a cold inner disk wind is always present. These results tend to support the concept of magnetospheric inflation cycles on a timescale of several rotation periods in accreting T Tauri stars, although the periodic character of such cycles as predicted by dynamical models remains to be established from longer time series.

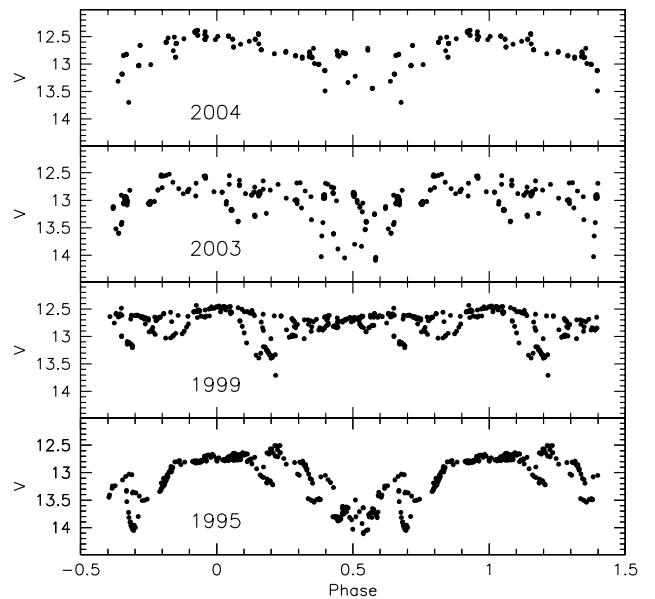


Fig. 15. V-band light curves of AA Tau at different epochs: 1995 (Paper I), 1999 (Paper II), 2003 (unpublished), 2004 (this paper). All light curves have been folded in phase with the same period of 8.22d but the origin of phase for each season is arbitrary. Note how the shape and depth of the eclipses vary on a timescale of several years.

4.4. AA Tau's long term photometric behaviour

Finally, Fig. 15 offers a long term view of AA Tau's photometric behaviour, as recorded in the last 10 years. The shape and depth of the eclipses do vary on a timescale of weeks within each observing season, and small phase changes (up to 0.1-0.2) occur as well on this time scale. Nevertheless, the overall pattern of photometric variability remains globally stable within each season over a timescale of several months (Fig. 3). Fig. 15 indicates that the long term (years) evolution of the inner disk structure can be more drastic. The set of light curves obtained at different epochs (1995, 1999, 2003, 2004) exhibit quite different patterns. In 1995, a broad and deep eclipse was seen per rotation. In 1999, 2 shallower eclipses were observed per cycle. The 2003 light curve exhibits a clear primary eclipse, whose amplitude varies, and may still bear evidence for a shallow secondary eclipse. The 2004 light curve reported here displays only one eclipse per cycle, broader and shallower than observed in 1995. The changing pattern of the eclipses over the years reflects the varying structure of the inner disk warp occulting the star. This suggests that the large scale component of the stellar magnetic field interacting with the inner disk and producing the warp can significantly vary over the years.

5. Conclusions

We have analyzed a long time series of high resolution spectra and simultaneous photometry obtained for the accreting T Tauri star AA Tau. The photometric diagnostics provide clues to the structure of the dusty inner disk edge interacting with the star's magnetosphere while various spectral diagnostics probe

the accretion funnel flows onto the star as well as the accretion shock at the stellar surface. To first order, the observed variability of these diagnostics on a timescale ranging from days to months supports the view of time-dependent, magnetically-controlled accretion from the inner disk edge onto the star.

The stellar magnetosphere disrupts the inner disk at the corotation radius, located about $9R_{\star}$ above the photosphere. At the disk truncation radius, material is lifted away from the disk plane by the inclined stellar magnetosphere which results in an asymmetric dusty warp at the disk inner edge. The inner disk warp corotates with the star and partly occults the stellar photosphere periodically ($P=8.22d$), yielding the deep and broad periodic eclipses observed in the light curve. As the star is periodically occulted, accretion diagnostics are the strongest (veiling, HeI flux), which indicates that the accretion shock at the stellar surface is located at the same rotational phase as the inner disk warp. High velocity redshifted absorption components also appear in the Balmer line profiles at this rotational phase, being formed in the main accretion flow which connects the inner disk to the accretion shock. Hence, from the temporal coincidence of various photospheric and spectral diagnostics, we are able to demonstrate for the first time the spatial continuity between the inner disk warp, the main accretion funnel flow, and the accretion shock at the stellar surface, as qualitatively expected from models in which accretion from the inner disk onto the star is mediated by a large-scale inclined magnetosphere. The line variability is thus modulated by the corotation of the asymmetric magnetospheric funnel flow onto the star. Nevertheless, some components of the emission line profiles remains fairly stable, which suggests that the degree of asymmetry of the magnetospheric structure and of the inner disk wind is moderate. By modelling the radial velocity variations of the star and of the accretion shock, we derive an inclination of 20° between the axis of the large scale magnetosphere and the stellar rotational axis.

On a timescale of several rotation periods, we also find that the accretion rate onto the star varies, with episodes of strong accretion and reduced hot wind alternating with episodes of weaker accretion and stronger hot wind. As accretion onto the star weakens, the depth of the photometric eclipses is also significantly reduced. This is readily explained by the fact that the accretion flow onto the star and the disk inner warp are both driven by the underlying magnetic structure interacting with the disk. In other words, time-variable eclipses and accretion rate onto the star both reflect temporal variations in the topology of the magnetic field lines which connect the star to the inner disk. We find that the observed variability of accretion and wind diagnostics in the Balmer and HeI line profiles on a timescale of weeks is consistent with “magnetospheric inflation”, i.e., field line expansion resulting from differential rotation between the inner disk and the stellar surface. As the magnetic field lines inflate and eventually become open, the amount of disk material that can be loaded into closed field lines decreases, thus reducing the accretion rate onto the star, while more material can be driven away along open field lines, thus leading to an enhanced hot wind, possibly driven by magnetic reconnections close to the star. In addition, evidence for a cold inner disk wind is seen

at all times. The timescale for the development of magnetospheric inflation is several (typically ~ 5 -10) rotational periods.

Finally, the comparison of AA Tau’s light curves obtained over a timescale of 10 years, between 1995 and 2004, indicates that, even though periodic eclipses are seen at all epochs on a rotational timescale, their shape and depth drastically varies on a timescale of years. This indicates that, in addition to transient perturbations of the magnetospheric structure occurring on a timescale of weeks (“magnetospheric inflation”), the overall magnetospheric structure does change quite substantially over the years. This large-scale changes may conceivably be related to long term variations in the disk accretion rate or be intrinsic to the stellar magnetic field such as, e.g., magnetic cycles.

Acknowledgements. We thank A. Pal, J. Benko, S. Csizmadia, Z. Kiss, A. Kospal, M. Racz, K. Sarneczky, and R. Szabo who took part in the observations obtained at Konkoly Observatory. We thank the referee, C. Johns-Krull, for insightful comments on the manuscript. SHPA acknowledges support from CNPq (grant 201228/2004-1), Fapemig and LAOG. Z. Balog received support from Hungarian OTKA Grants TS049872, T042509 and T049082.

References

- Akeson, R. L., Boden, A. F., Monnier, J. D., et al. 2005, *ApJ*, 635, 1173
- Alencar, S. H. P., Basri, G., Hartmann, L., & Calvet, N. 2005, *A&A*, 440, 595
- Bacciotti, F., Ray, T. P., Mundt, R., Eisloffel, J., & Solf, J. 2002, *ApJ*, 576, 222
- Beristain, G., Edwards, S., & Kwan, J. 2001, *ApJ*, 551, 1037
- Basri, G., & Bertout, C. 1989, *ApJ*, 341, 340
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *A&A*, 349, 619 (Paper I)
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *A&A*, 409, 169 (Paper II)
- Bouvier, J., Alencar, S., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., Romanova, M. M. 2006, *Protostars and Planets V*, in press
- Dall, T. H., Santos, N. C., Arentoft, T., Bedding, T. R., & Kjeldsen, H. 2006, *A&A*, 454, 341
- Dougados, C., Cabrit, S., Lavalley, C., & Ménard, F. 2000, *A&A*, 357, L61
- Dupree, A. K., Brickhouse, N. S., Smith, G. H., & Strader, J. 2005, *ApJ*, 625, L131
- Dworetzky, M. M. 1983, *MNRAS*, 203, 917
- Edwards, S., Fischer, W., Kwan, J., Hillenbrand, L., & Dupree A. K. 2003, *ApJ*, 599, L41
- Goodson, A. P. & Winglee, R. M. 1999, *ApJ*, 524, 159
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *ApJ*, 426, 669
- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, *ApJ*, 452, 736
- Hartigan, P., Hartmann, L., Kenyon, S., Hewett, R., & Stauffer, J. 1989, *ApJS*, 70, 899
- Herbst, W., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Meisenheimer, K., & Wackermann, R. 2002, *A&A*, 396, 513
- Horne, J. H., & Baliunas, S. L. 1986, *ApJ*, 302, 757
- Johns, C. M., & Basri, G. 1995, *AJ*, 109, 2800
- Johns-Krull, C. M., & Hatzes, A. P. 1997, *ApJ* 487, 896

- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., & Saar, S. H. 2004, *ApJ*, 617, 1204
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., Hatzes, A. P., & Kanaan, A. 1999, *ApJ*, 510, L41
- Koenigl, A. 1991, *ApJ*, 370, L39
- Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2005, *MNRAS*, 358, 671
- Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2006, *MNRAS*, in press
- Lai, D. 1999, *ApJ*, 524, 1030
- Mahdavi, A., & Kenyon, S. J. 1998, *ApJ*, 497, 342
- Matt, S., & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, 632, L135
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *ESO Messenger*, 114, 20
- Ménard, F. & Bertout, C. 1999, *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*, 341
- Ménard, F., Bouvier, J., Dougados, C., Melnikov, S.Y., & Grankin, K. 2003, *A&A*, 409, 163
- O’Sullivan, M., Truss, M., Walker, C., et al. 2005, *MNRAS*, 358, 632
- Petrov, P. P., Gahm, G. F., Gameiro, J. F., et al. 2001, *A&A*, 369, 993
- Pojmanski, G., Pilecki, B., & Szczygiel, D. 2005, *Acta Astronomica*, 55, 275
- Queloz, D., et al. 2001, *A&A*, 379, 279
- Roberts, D. H., Lehar, J., & Dreher, J. W. 1987, *AJ*, 93, 968
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2002, *ApJ*, 578, 420
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Wick, J. V., & Lovelace, R. V. E. 2003, *ApJ*, 595, 1009
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2004, *ApJ*, 610, 920
- Shang, H., Glassgold, A. E., Shu, F. H., & Lizano, S. 2002, *ApJ*, 564, 853
- Shevchenko, V. S., Grankin, K. N., Ibragimov, M. A. 1991, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 3652, 1
- Symington, N. H., Harries, T. J., & Kurosawa, R. 2005b, *MNRAS*, 356, 1489
- Symington, N. H., Harries, T. J., Kurosawa, R., & Naylor, T. 2005a, *MNRAS*, 358, 977
- Terquem, C. & Papaloizou, J. C. B. 2000, *A&A*, 360, 1031
- Valenti, J. A., & Johns-Krull, C. M. 2004, *Ap&SS*, 292, 619
- Vrba, F. J., Rydgren, A. E., Chugainov, P. F., Shakovskaia, N. I., & Weaver, W. B. 1989, *AJ*, 97, 483

5.8 Résumé et perspectives

Nos simulations ont confirmé que de l'extinction par de la matière circumstellaire est responsable des épisodes de baisse de luminosité observés dans les courbes de lumière de AA Tau. La forme de l'éclipse, l'absence de variations de couleur et l'augmentation de polarisation sont bien reproduites et le scénario de mur semble suffisamment robuste pour rendre compte de toutes les données observationnelles. Les nouvelles contraintes sur la géométrie du disque et du mur nous donnent une meilleure idée de la topologie de la zone centrale d'accrétion du disque. La simple géométrie de mur utilisée ici est suffisante pour comprendre les propriétés de AA Tau et une information polarimétrique plus complète devrait permettre de raffiner le modèle.

La masse du mur, compatible avec sa régénération en une période de rotation par l'accrétion du mur, et le possible décalage en phase du mur par rapport au dipôle stellaire, en accord avec les modèles de Terquem & Papaloizou (2000) et Romanova et al. (2004), appuient l'idée que le gauchissement prend son origine dans l'interaction du bord interne du disque avec la magnétosphère stellaire inclinée par rapport à l'axe de rotation.

Cette structure de zone d'accrétion avec une déformation au bord interne doit être relativement générale parmi les étoiles T Tauri et la différence entre les courbes de lumière de AA Tau et de celles de la plupart des autres étoiles T Tauri est une conséquence directe de son inclinaison particulière qui nous autorise à observer au travers de la zone d'accrétion magnétosphérique.

La modélisation des courbes photo-polarimétriques a permis d'obtenir des contraintes nouvelles sur le disque interne de AA Tau et apporte des informations complémentaires à celles issues des études spectroscopiques. L'étape suivante est une modélisation plus poussée des courbes de lumière, en incluant un nombre croissant de quantités observables, comme les courbes de vitesse radiale et le «veiling».

6

Environnement des naines brunes et des étoiles Herbig Ae/Be

Sommaire

6.1	Disques autour des étoiles Herbig Ae/Be	199
6.2	Disques autour des naines brunes	204

Les disques circumstellaires sont majoritairement étudiés autour des étoiles T Tauri, parce que ce sont les étoiles jeunes qui ont été historiquement les plus étudiées et pour lesquelles l'obtention d'images résolues est la moins délicate. Les naines brunes sont extrêmement faibles et la détection à haute résolution angulaire est problématique. Les étoiles de Herbig, souvent plus lointaines que les étoiles T Tauri, ont des disques de plus faibles dimensions angulaires, difficiles à observer du fait de la brillance de ces étoiles. L'étude des propriétés des disques à travers le spectre de masse reste cependant un sujet de recherche nécessaire. Comprendre sur quel régime de masse le scénario de formation stellaire, tel que nous l'imaginons aujourd'hui, est valable est en effet crucial et des contraintes sur la généralité des disques sont importantes pour déterminer la robustesse des processus de formation planétaire en fonction de la masse centrale.

6.1 Disques autour des étoiles Herbig Ae/Be

6.1.1 *Formation des étoiles de masse intermédiaire*

Le scénario de formation des étoiles de masse solaire, que nous avons décrit en introduction est sans doute similaire pour les étoiles de masse intermédiaire, entre 2 et 8 M_{\odot} , appelées étoiles Herbig Ae/Be (HAeBe). Elles sont de types spectraux entre B0 et F précoce et présentent des raies en émission. Elles furent découvertes par Herbig (1960) dans des régions obscurcies et associées à des nébuleuses en réflexion. Les étoiles de Herbig apparaissent dans le diagramme HR au-dessus de la séquence principale et sont les contreparties plus massives des étoiles T Tauri. Les étoiles HAeBe présentent des propriétés à grandes longueurs d'onde similaires à celles des étoiles T Tauri mais également de fortes différences liées à leurs propriétés physiques. Leur temps d'évolution, à cause de leur masse plus importante, est beaucoup plus court. Un objet de 4 M_{\odot} met 2 millions d'années pour atteindre la séquence principale alors que plusieurs dizaines de millions d'années seront nécessaires à une étoile de 0.5 M_{\odot} . Les conditions physiques au sein du disque sont modifiées par la luminosité importante des étoiles de Herbig :

les grains sont soumis à la pression de radiation, le gaz est photo-ionisé, ...

Le rayonnement ultraviolet important de ces étoiles permet d'exciter les très petits grains et PAHs, qui sont chauffés de manière stochastique et ré-émettent leur énergie dans des bandes étroites. Pendant longtemps, l'origine de cette émission n'a d'ailleurs pas été très claire. Elle pouvait en effet être liée aux disques mais aussi aux nébuleuses en réflexion souvent associées aux étoiles HAeBe. Il y a maintenant des preuves convaincantes en faveur de son origine dans les disques. Ainsi, Meeus et al. (2001) et Acke & van den Ancker (2004) trouvent que l'amplitude des raies d'émission des PAHs est corrélée à la forme du spectre entre 10 et 60 μm . Les disques évasés, dont le flux F_ν augmente avec la longueur d'onde dans ce régime de longueurs d'onde et classés en groupe I par Meeus et al. (2001) présentent de fortes signatures de PAHs, alors que les disques plats, dont le flux décroît entre 10 et 60 μm et classés dans le groupe II, n'ont pas ou peu d'émission. Habart et al. (2004a) ont analysé cette tendance à l'aide de modèles de disques et montrent qu'elle s'explique bien en termes d'angle solide intercepté par le disque : les disques évasés offrent une plus grande surface directement éclairée par l'étoile permettant ainsi d'exciter les PAHs directement par le rayonnement UV stellaire sur de plus grandes échelles.

L'émission des PAHs a été spatialement résolue autour de plusieurs objets (van Boekel et al. 2004b; Ressler & Barsony 2003; Habart et al. 2004b, 2006). L'émission de ces grains chauffés stochastiquement, qui atteignent des températures élevées même à grandes distances de l'étoile, est beaucoup plus étendue que celle du continu adjacent, produit par des grains plus gros, en équilibre radiatif avec le champ de rayonnement, qui deviennent rapidement froids dès que l'on s'éloigne de l'étoile.

6.1.2 Imagerie du disque de HD 97048 en émission PAH

Nous étudions ici les propriétés du disque de HD 97048, dont une image dans la raie de PAH à 8.6 microns a été obtenue à l'aide de l'instrument VISIR.

Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Science*.

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

Pierre-Olivier Lagage,^{1*} Coralie Doucet,¹ Eric Pantin,¹ Emilie Habart,² Gaspard Duchêne,³ François Ménard,³ Christophe Pinte,³ Sébastien Charnoz,¹ Jan-Willem Pel^{4,5}

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

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

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

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

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

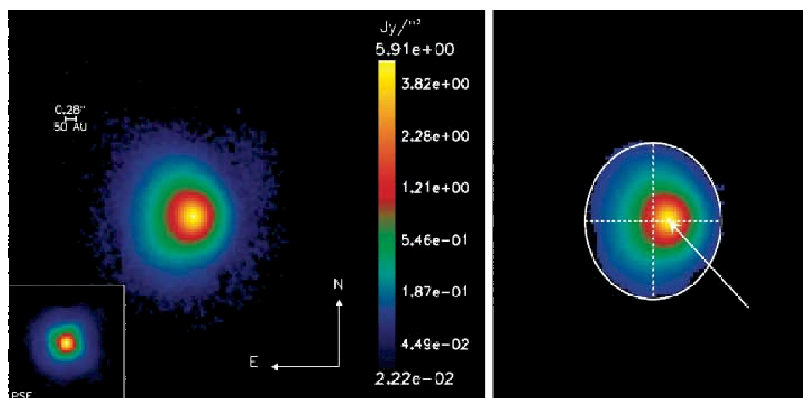


Fig. 1. (Left) VISIR false-color image of the emission from the circumstellar material surrounding the HAe star HD 97048 after a deep exposure (36 min). VISIR's PAH1 filter was used; it is centered on the IEB at 8.6 μm and has a full width at half maximum (FWHM) of 0.42 μm . The emission is widely extended, as compared with the point spread function (PSF) (inset) obtained from the observation of the pointlike reference star HD 102964, which was made 15 min before the observation of HD 97048. The measured FWHM of 0.33'' is close to the diffraction limit of 0.28'', also indicated on the figure. The pixel size is 75 milli-arc sec. The noise level is 1.6 millijansky (mJy)/arc sec². The photometry, calibrated with HD 102964, yields a total flux of 5.75 (± 0.2) Jy. (Right) Same image but with a cut at the brightness level of 4.4×10^{-3} Jy/arc sec² and a fit of the edge of the image by an ellipse. The dashed lines show the ellipse axis; the ellipse center is offset eastward from the peak flux, as indicated by the arrow.

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

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

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

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

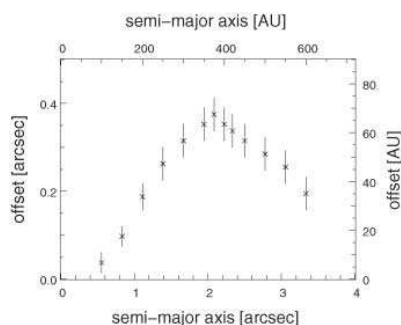


Fig. 2. Offset from the peak flux of the center of the ellipses fitting the image of HD 97048 at various brightness level cuts, as a function of the length of the ellipse semi-major axis (fig. S1). Error bars indicate the uncertainties from ellipse fitting.

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

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

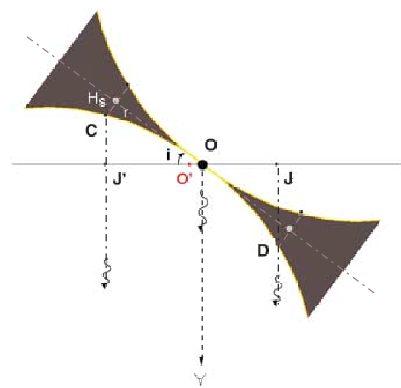


Fig. 3. Sketch of a slice of a flaring disk. The observer is viewing the disk from below (eye symbol). The disk is inclined, from pole-on, by an angle i . The disk is optically thick to the ultraviolet and visible starlight along its midplane so that the PAH emission only arises from the disk “surfaces,”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

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

Our observations also provide information about the disk mass. From the observed west-east asymmetry, we can infer that the vertical optical thickness τ at 370 AU is at least 1, implying that, at 370 AU, the dust mass surface density Σ_0 is at least $1/1600 \text{ g cm}^{-2}$ (19). Assuming that the astrocentric variation of mass

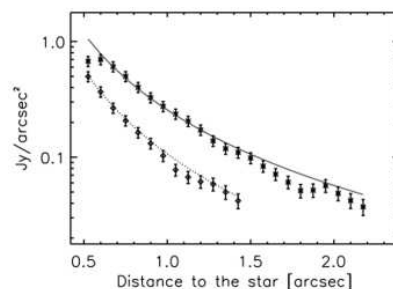


Fig. 4. Fit of the observed east (upper data and solid curve) and west (lower data and dotted line) intensity profiles with a simple flaring disk model. The reduced χ^2 value of the fit is 0.3, well below 1. The error bars indicate the uncertainties in the data due to the background noise and photometric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

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

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

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

References and Notes

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

Supporting Online Material

www.sciencemag.org/cgi/content/full/1131436/DC1
Figs. S1 and S2

19 June 2006; accepted 12 September 2006
Published online 28 September 2006;
10.1126/science.1131436

Include this information when citing this paper

6.1.3 Perspectives

La détection de l'émission des PAHs autour des étoiles Herbig Ae/Be présente un potentiel nouveau pour imager les disques autour de ces étoiles, et jouera sans doute un rôle similaire aux observations en lumière diffusée des étoiles T Tauri, qui sont par ailleurs très difficiles pour les étoiles de Herbig du fait de leur luminosité importante.

Le disque entourant HD 97048 présente une structure évasée proche de celle d'un disque d'étoile de T Tauri, signe qu'il s'est probablement formé suivant un processus similaire et qu'il évoluera sans doute de la même manière, avec éventuellement la capacité de former des planètes. Le modèle utilisé ici est très simple et nous a permis d'accéder à la structure générale du disque. Une modélisation plus poussée de l'image du disque présentée mais aussi d'images dans la raie de PAH à $11.3\ \mu\text{m}$ et dans le continu, ainsi que de la SED est en préparation : elle permet de mieux contraindre les propriétés du disque et de voir dans quelle mesure il est représentatif d'un disque autour d'une étoile HAeBe : l'ensemble des observations sont raisonnablement bien reproduites par le modèle, généralement accepté pour les étoiles de Herbig, de disque évasé avec un bord interne surchauffé. Des campagnes d'observation dans le domaine infrarouge moyen sont par ailleurs prévues pour généraliser ce type d'étude à un nombre plus important de disques.

6.2 Disques autour des naines brunes

6.2.1 Formation des naines brunes

Nous avons déjà évoqué les processus de formation des étoiles de très faibles masses et des naines brunes lors de l'étude de IRAS 04158+2805.

Si le mécanisme d'éjection est le processus dominant de formation des naines brunes, les disques d'accrétion peuvent être tronqués dans leurs zones externes et présenter un déficit d'émission dans le domaine millimétrique. Les quelques observations de disques de naines brunes dans ce régime semblent indiquer la présence de disques similaires à ceux des CTTS (Scholz et al. 2006), mais ne permettent pas d'exclure le scénario d'éjection. En outre, l'ampleur de troncation du disque lors d'une éjection est difficile à estimer. La résolution actuelle des modèles de fragmentation de nuages moléculaires (Bate et al. 2002b,a, 2003; Goodwin et al. 2004a,c), reste insuffisante pour quantifier de manière précise cette troncation du disque, mais les modèles semblent indiquer que les naines brunes éjectées retiendraient un petit disque ($M \lesssim 0.01 M_{\odot}$ et $R \lesssim 40\ \text{AU}$). D'autres processus de formation peuvent prendre place : fragmentation d'un disque autour d'une étoile massive, photo-érosion d'un cœur pre-existant dans les régions H II, ... (voir les articles de revue de Whitworth & Goodwin 2005; Whitworth et al. 2006). Les différents processus ne sont pas exclusifs, et il est fort probable que plusieurs d'entre eux aient lieu au sein d'une même zone de formation stellaire.

L'étude des disques autour des naines brunes est également une des approches pour étudier la formation de planètes autour de ces objets de faible masse. La comparaison de la structure des disques de naines brunes avec ceux des étoiles T Tauri peut ainsi apporter des réponses sur les conditions physiques qui règnent dans l'environnement des naines brunes et sur leur capacité à amorcer les processus de formation planétaire.

Nous nous concentrons dans cette partie sur les propriétés de l'environnement circumstellaire de naines brunes du nuage du Taureau, observées à l'aide du télescope infrarouge *Spitzer*.

6.2.2 Disques des naines brunes du Taureau et leur environnement

Les résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet d'un article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

On the circum(sub)stellar environment of brown dwarfs in Taurus[★]

S. Guieu¹, C. Pinte¹, J.-L. Monin^{1,2}, F. Ménard¹, M. Fukagawa³, D. L. Padgett³, A. Noriega-Crespo³, S. J. Carey³, L. M. Rebull³, T. Huard⁴, and M. Guedel⁵

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble, France e-mail: Sylvain.Guieu@obs.ujf-grenoble.fr

² Institut Universitaire de France

³ Spitzer Science Center, Caltech, Pasadena, CA 91125, USA

⁴ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

⁵ Paul Scherrer Institut, Würenlingen and Villigen, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

Received 31 July 2006 ; Accepted 18 December 2006

ABSTRACT

Aims. We want to investigate whether brown dwarfs (BDs) form like stars or are ejected embryos. We study the presence of disks around BDs in the Taurus cloud, and discuss implications for substellar formation models.

Methods. We use photometric measurements from the visible to the far infrared to determine the spectral energy distributions (SEDs) of Taurus BDs.

Results. We use Spitzer color indices, $H\alpha$ as an accretion indicator, and models fit to the SEDs in order to estimate physical parameters of the disks around these BDs. We study the spatial distribution of BDs with and without disks across the Taurus aggregates, and we find that BDs with and without disks are not distributed regularly across the Taurus cloud.

Conclusions. We find that $48\% \pm 14\%$ of Taurus BDs have a circumstellar disk signature, a ratio similar to recent results from previous authors in other regions. We fit the SEDs and find that none of the disks around BDs in Taurus can be fitted convincingly with a flaring index $\beta = 0$, indicating that heating by the central object is efficient and that the disks we observe retain a significant amount of gas. We find that BDs with disks are proportionally more numerous in the northern Taurus filament, possibly the youngest filament. We do not find such a clear segregation for classical T Tauri stars (CTTS) and weak-lined T Tauri stars (WTTS), suggesting that, in addition to the effects of evolution, any segregation effects could be related to the mass of the object. A by-product of our study is to propose a recalibration of the Barrado y Navascués & Martín (2003) accretion limit in the substellar domain. The global shape of the limit fits our data points if it is raised by a factor 1.25-1.30.

Key words. Stars: formation - Stars: low mass, brown dwarfs - Stars: pre-main sequence - Accretion disks

1. Introduction

In recent years, a large number of brown dwarfs (BDs) have been detected in star forming regions, opening the opportunity to study the stellar formation process and the corresponding IMF deep into the substellar domain, even down to the planetary mass regime (Chauvin et al. 2005; Luhman et al. 2005). Two main classes of models have been proposed for the formation of substellar objects. In the *standard formation scenario*, BDs form like stars, through (turbulent) gravitational collapse and fragmentation of very low mass cores, followed by subsequent disk accretion. In the *ejection model*, BDs are stellar embryos ejected from their parent core either early in their evolution from dynamically unstable multiple protostellar systems (Reipurth & Clarke 2001), or through secular dynamical decay in dense embedded clusters (Sterzik & Durisen 2003; Kroupa

& Bouvier 2003a). These two models are not mutually exclusive; other mechanisms are also discussed in the literature (e.g., Whitworth & Goodwin 2005, Whitworth et al. 2006).

The Taurus region has been extensively studied for star formation. It is young (1-5 Myr), so the dynamical effects remain limited. It extends over a large region, so it can be studied for large spatial distribution effects; there are no bright stars to irradiate and disturb the stellar surroundings. Our study is based on a sample of 33 BDs in the Taurus cloud as presented in Guieu et al. (2006) and references therein. With such a number of objects at hand, we can now begin statistical studies. With the aim of studying the proportion of Taurus BDs that harbor an accretion disk, we have combined Guieu et al. (2006) optical photometry with JHK_s 2MASS data and recent *Spitzer* 3.6 to 70 μm data to determine the spectral energy distributions (SEDs) of BDs in the Taurus cloud.

Numerous studies have attempted to distinguish between the two principal models of BD formation by examining the

Send offprint requests to: S. Guieu

[★] Based on observations made at ESO, CFHT, 2MASS, & *Spitzer*.

circumstellar disks of young brown dwarfs. For instance, there is now ample evidence that, like their more massive counterparts, Taurus BDs experience a T Tauri phase. Broad asymmetric H α emission profiles characteristic of accretion have been found; see, e.g., Jayawardhana et al. (2003) and Muzerolle et al. (2005). *L* band excesses have been detected in Taurus substellar sources, indicating a disk frequency $\approx 50\%$ (Liu et al. 2003). Recently, Whelan et al. (2005) have detected an outflow from a BD by spectroastrometry. It has often been argued that the presence of accretion and/or outflow activity in BDs is evidence that brown dwarfs form like stars (i.e., are not ejected). However, current star formation models (see e.g., Bate et al. 2003) show that the majority of remnant disks in brown dwarfs have radii less than 20 AU; these calculations do not possess a resolution sufficient to follow the fate of these disks after ejection. Hence the possibility remains that BDs can retain a disk even when they are ejected. With an accretion rate of $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-12} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Muzerolle et al. 2005), even a $5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ disk would survive a few Myr, a lifetime consistent with the age of Taurus.

In this paper, we present complete photometry available on those 23 BDs in Taurus for which *Spitzer* data are available, from the visible to $70 \mu\text{m}$ (Section 2). We combine this large range of photometry with other observations such as spectral types to further aid in interpretation. We sort these SEDs depending on the presence of an infrared excess and we fit these excess-bearing sources with a disk model (Section 3). We discuss the implications of our results for BD formation models in Section 4.2.

2. Observations and results

2.1. Observations

Table 1 lists the names, spectral types, temperatures, and the photometric measurements described in this section for the 23 BDs for which *Spitzer* photometry is available. The observations reported here have been collected with various instruments from the visible to the infrared range. Not all objects have been measured in every photometric band available.

Mid-infrared photometry has been obtained with the IRAC (at effective wavelengths of 3.6, 4.5, 5.8, and $8 \mu\text{m}$; Fazio et al. 2004) and MIPS (24, 70, and $160 \mu\text{m}$; Rieke et al. 2004) instruments on board the *Spitzer Space Telescope* (Werner et al. 2004). The *Spitzer* fluxes were extracted from the mosaic images obtained as part of General Observer program 3584 (PI: D. Padgett) for wide area ($\approx 30 \text{deg}^2$) mapping of the Taurus cloud (Guedel et al. 2006). The observations were carried out in February and March 2005, with exposures at two epochs several hours apart to provide for asteroid rejection in this low-ecliptic-latitude region. Photometry was performed using the APPHOT and PHOTCAL packages in IRAF. We measured fluxes within an aperture radius of 3 pixels (3.''6) and applied aperture corrections to 8 pixels (9.''6) for IRAC bands. At 24 microns, we used 3 pixel (7.''4) apertures and corrected the flux to 11 pixels (27.''0); at 70 microns, we also used 3 pixel (29.''5) apertures and corrected the flux to 8 pixels (78.''7). The aperture corrections from 3 pixels to 8 or 11 pixels were derived based on the photometry of bright isolated point sources

in the mosaic images. The fluxes were measured at each individual epoch, then averaged to obtain the final values. We have computed the corresponding magnitudes adopting IRAC zero magnitude flux densities of 280.9, 179.7, 115.0, and 64.13Jy in the 3.6, 4.5, 5.8 and 8 micron bands, respectively (Reach et al. 2005); for MIPS, we used zero points of 7.14Jy for the 24 micron band and 0.775Jy for the 70 micron band, based on the MIPS Data Handbook. The uncertainty on the absolute calibration is 10% for the IRAC bands and $24 \mu\text{m}$, and 20% for $70 \mu\text{m}$ measurements.

The IRAC fluxes for 23 Taurus BDs are shown in Table 1. CFHT-Tau_12 and KPNO-Tau_9 were not observed at all IRAC bands. Eleven sources were detected at $24 \mu\text{m}$, and just one source (J04442713+2512164) was detected at $70 \mu\text{m}$, with an uncertainty of 0.2 mag. The upper limits of undetected sources are 0.9mJy at $24 \mu\text{m}$, and $\lesssim 100 \text{mJy}$ at $70 \mu\text{m}$, depending on the background level due to the cloud emission. The error bars are within the size of the symbol in Figure 2, except for the $70 \mu\text{m}$ measurement. Note that IRAC photometry for objects KPNO-Tau 4 to 7 and GM Tau has already been published in Hartmann et al. (2005).

We have also used the 2MASS catalog to obtain *J*, *H* and *K_s* band photometry for the whole sample of Taurus BDs. The transformation between 2MASS photometry and absolute flux has been performed using the zero-point fluxes from Cohen (2003), specifically 1594, 1024, and 666.7Jy for *J*, *H* and *K_s* bands, respectively.

The optical data come from several telescopes. We have obtained *I* photometry using CFHT12k and Megacam cameras on the Canada-France-Hawaii telescope for 16 BDs. In addition, 8 BDs possess *R* photometry obtained with the same instruments. The main characteristics of this photometric observations are presented in Guieu et al. (2006). Additional visible photometric data have been obtained from Briceno et al. (2002), Luhman et al. (2003), and Luhman (2004).

All *R* and *I* data have been transformed to the CFHT12k camera's Cousins system (see Guieu et al. 2006; Briceno et al. 2002) before conversion to absolute fluxes. The magnitudes are listed in Table 1 while the absolute fluxes are used in SED fitting (see Section 3.3).

2.2. SEDs and infrared excesses

We have plotted the SEDs in Figures 1 and 2 for all Taurus BDs with available IRAC photometry. The SEDs are sorted depending on the presence of an IR excess determined as explained below. On the same plots, we have superimposed a photospheric fit using the DUSTY models from Allard et al. (2000). Each model has been fit using the BD's temperature and visual absorption previously published in the literature combined with the Draine (2003a, 2003b, 2003c) extinction law. Following Natta and Testi (2001), who show that BD disk excess emission becomes clearly detectable only longward of $3 \mu\text{m}$, we have fit the DUSTY models to the available data points just in the *R*, *I_c*, *J*, *H* and *K_s* bands. We decide that a given source has an IR excess when the IRAC photometry exceeds the photospheric SED by more than one sigma. For some sources (e.g., CFHT-

Table 1. Visible - infrared photometry for the 26 BDs studied in this paper. The sources with IR excess are labeled with *. The data are given as magnitudes (see text for details) except for the 24 and 70 μm fluxes, given in mJy.

Name	SpT	Av	R	I	J	H	K	[3.6]	[4.5]	[5.8]	[8.0]	24	70	
													mJy	
CFHT-Tau_9*	M6.25	0.91	...	15.35	12.88	12.19	11.76	11.14	10.86	10.45	9.80	12.00	<57.20	
KPNO-Tau_4	M9.50	2.45	20.54	18.75	15.00	14.02	13.28	12.52	12.34	12.14	12.10	<0.89	<57.20	
CFHT-Tau_15	M8.25	1.30	...	17.94	14.93	14.24	13.69	13.19	13.16	13.04	13.04	<0.89	<57.20	
KPNO-Tau_5	M7.50	0.00	19.10	15.08	12.64	11.92	11.54	11.03	10.99	10.90	10.84	<0.89	<57.20	
KPNO-Tau_6*	M9.00	0.88	20.56	17.90	14.99	14.20	13.69	13.08	12.79	12.47	11.68	<1.65	<75.80	
CFHT-Tau_16	M8.50	1.51	...	17.91	14.96	14.24	13.70	13.26	13.16	13.01	12.97	<0.89	<57.20	
KPNO-Tau_7*	M8.25	0.00	...	17.16	14.52	13.83	13.27	12.59	12.27	11.90	11.22	2.29	<57.20	
CFHT-Tau_13	M7.25	3.49	...	17.90	14.83	13.97	13.45	12.74	12.73	12.84	12.60	<1.20	<72.20	
CFHT-Tau_7	M6.50	0.00	16.63	14.12	11.52	10.79	10.40	9.83	9.91	9.70	9.69	<1.41	<134.00	
CFHT-Tau_5	M7.50	9.22	...	18.79	13.96	12.22	11.28	10.48	10.25	10.03	10.01	<0.94	<57.20	
CFHT-Tau_12*	M6.50	3.44	...	16.26	13.15	12.14	11.55	3.38	...	
CFHT-Tau_11	M6.75	0.00	...	14.88	12.53	11.94	11.59	11.13	11.09	10.96	10.96	<0.89	...	
KPNO-Tau_9	M8.50	0.00	...	18.76	15.48	14.66	14.19	13.51	<0.89	...	
CFHT-Tau_2	M7.50	0.00	...	16.81	13.75	12.76	12.17	11.54	11.41	11.32	11.33	<0.89	<65.90	
CFHT-Tau_3	M7.75	0.00	...	16.88	13.72	12.86	12.37	11.78	11.69	11.61	11.59	<0.89	...	
J04380083+2558572	M7.25	0.64	20.21	14.71	11.54	10.62	10.10	9.56	9.45	9.31	9.28	1.22	<79.00	
J04381486+2611399*	M7.25	0.00	20.33	17.84	15.18	14.13	12.98	10.77	10.19	9.66	8.91	62.80	<70.70	
GM-Tau*	M6.50	4.34	...	15.04	12.80	11.59	10.63	9.25	8.76	8.38	7.80	46.30	<103.00	
CFHT-Tau_6*	M7.25	0.41	18.40	15.40	12.64	11.84	11.37	10.72	10.44	10.00	9.11	15.90	<81.50	
CFHT-Tau_4*	M7.00	3.00	...	15.78	12.17	11.01	10.33	9.48	9.06	8.58	7.79	66.00	<77.80	
CFHT-Tau_8*	M6.50	1.77	19.28	16.43	13.17	12.12	11.45	10.83	10.31	9.86	9.18	16.80	<57.20	
J04414825+2534304*	M7.75	1.06	...	17.03	13.73	12.80	12.22	11.37	10.88	10.43	9.53	18.40	<57.20	
J04442713+2512164*	M7.25	0.00	12.20	11.36	10.76	9.51	8.99	8.33	7.40	124.00	157.00	

Tau 2), the IRAC measurements fall somewhat above the SED but the slope of the points is the same as the underlying photosphere. In such cases, we conclude that it is more likely that the shift comes from a small fit mismatch rather than from a real IR excess. The only exception to this rule is CFHT-Tau 12, which was not observed with IRAC, but shows a confirmed detection at 24 μm . We have thus placed this BD in the IR excess list.

As a preliminary conclusion, we find that 11 objects out of 23 have a significant IR excess, suggesting that $48\% \pm 14\%$ of Taurus BDs possess disks. We computed the uncertainty on this percentage using simple Poisson statistics on the number of BDs with disks. This proportion is very similar to the one of classical T Tauris (CTTs) among T Tauri stars in Taurus (Hartmann et al. 2005), and is fully consistent with the proportion of BDs with disks found by Luhman et al. (2005) in IC 348 and Cha I. In section 3, we will present the models used to fit the SEDs with infrared excesses. These fits are superimposed on the objects' SEDs plotted in Figure 2. We could only fit 9 out of 11 SEDs for reasons explained in Section 3. In the following paragraphs, we explore other physical parameters to study the presence of disks around our objects.

2.3. Spitzer color-color diagrams

In the previous section, the presence or absence of a disk around a BD is inferred more from the slope of the IRAC data than from the actual value of the IRAC data compared to the photospheric fit. To confirm our results, we have plotted in Figure 3 the *Spitzer* [3.6]–[4.5] vs. [5.8]–[8] color-color indices for all the BDs where the photometry is available. The

data are plotted as full / empty triangles depending on the presence / absence of an IR excess in the SED. We find that the Taurus BDs are essentially plotted in two distinct regions, identical to the ones found for T Tauri stars (TTS) by Hartmann et al. (2005). We interpret the distinction between these two regions as due to the presence or absence of circumstellar dust, in a way consistent with the classification adopted to sort the SEDs in Figures 1 and 2. On the same figure, we have superimposed the data points from Hartmann et al. (2005) as open / filled circles for Taurus class II/III stars. There appears to be no clear segregation between BDs and TTS colors when they have a disk. In contrast, in the lower left corner of the plot, BDs without disks tend to be redder on the average than their WTTS equivalents as measured by the [3.6]–[4.5] index. Figure 3 shows that CTTs and BDs with infrared excesses appear indistinguishable, consistent with their emission being dominated by their disks in both cases, while the WTTS and BDs without disks can be distinguished by their photospheric colors.

In Figure 4 we have plotted the IRAC [5.8]–[8] color index versus the underlying effective temperature of the corresponding photosphere. Again, there is a clear gap of about 0.7 mag between the BDs with and without disks, with no clear dependence of the color index on the central object effective temperature, hence its mass, at a given age.

2.4. Accretion signatures

In Figure 5, we have plotted the $H\alpha$ equivalent width (EW; Guieu et al. 2006; Briceño et al. 2002) from spectra obtained with moderate resolution ($R \approx 1000$) versus spectral type

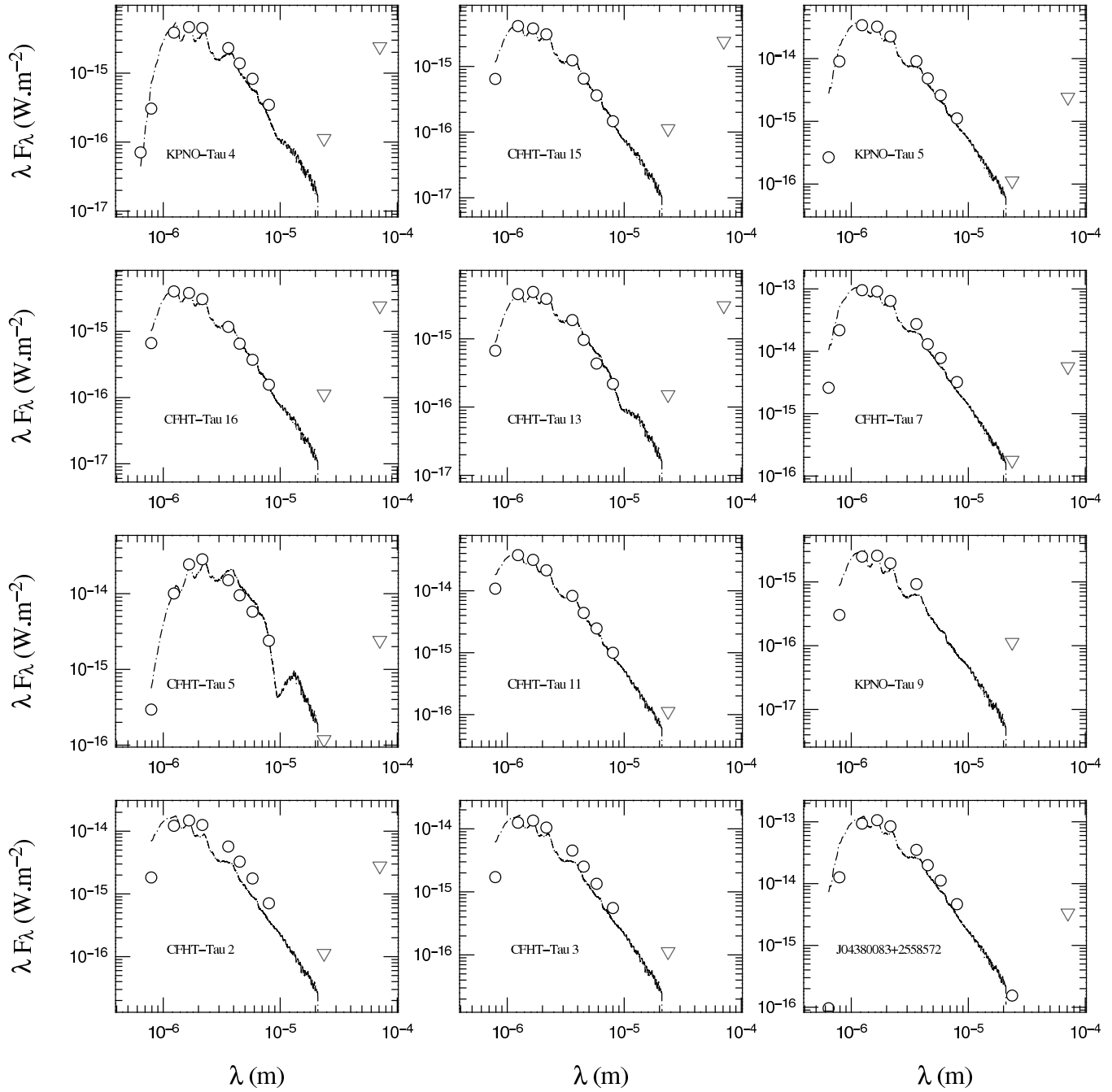


Fig. 1. Mosaic of SEDs for BDs classified as having no excess (λF_λ in W m^{-2}). Empty triangles denote *Spitzer* upper limits. Dot-dashed line: DUSTY models from Allard et al. (2000) fitted on the visible-NIR range.

for all BDs where *Spitzer* photometry and $\text{EW}(\text{H}\alpha)$ are available (filled triangles: BDs with disks; empty triangles: BDs without disks). The empirical CTTS/WTTS boundary extended to substellar analogs, defined by Barrado y Navascués and Martín (2003), is delineated by the dashed line. This boundary is defined by the saturation limit for chromospheric activity ($L_{\text{H}\alpha}/L_{\text{bol}} = -3.3$).

There is a general agreement between the accretion / non accretion limit from Barrado y Navascués and Martín (2003) and our disk / no disk criterion. All but one of the BDs with

disks have an $\text{H}\alpha$ emission level in excess of that expected from chromospheric activity, suggesting that most BDs with disks are experiencing an accretion phase, or a jet. Moreover, although we are dealing with small numbers, there appears to be two groups of accreting BDs in our data: BDs with $\text{EW}(\text{H}\alpha) > 300 \text{ \AA}$ are strong accretors, while objects with $\text{EW}(\text{H}\alpha) < 100 \text{ \AA}$ may have stopped significant accretion and be surrounded by more passive disks, analogs to the one described in McCabe et al. (2006).

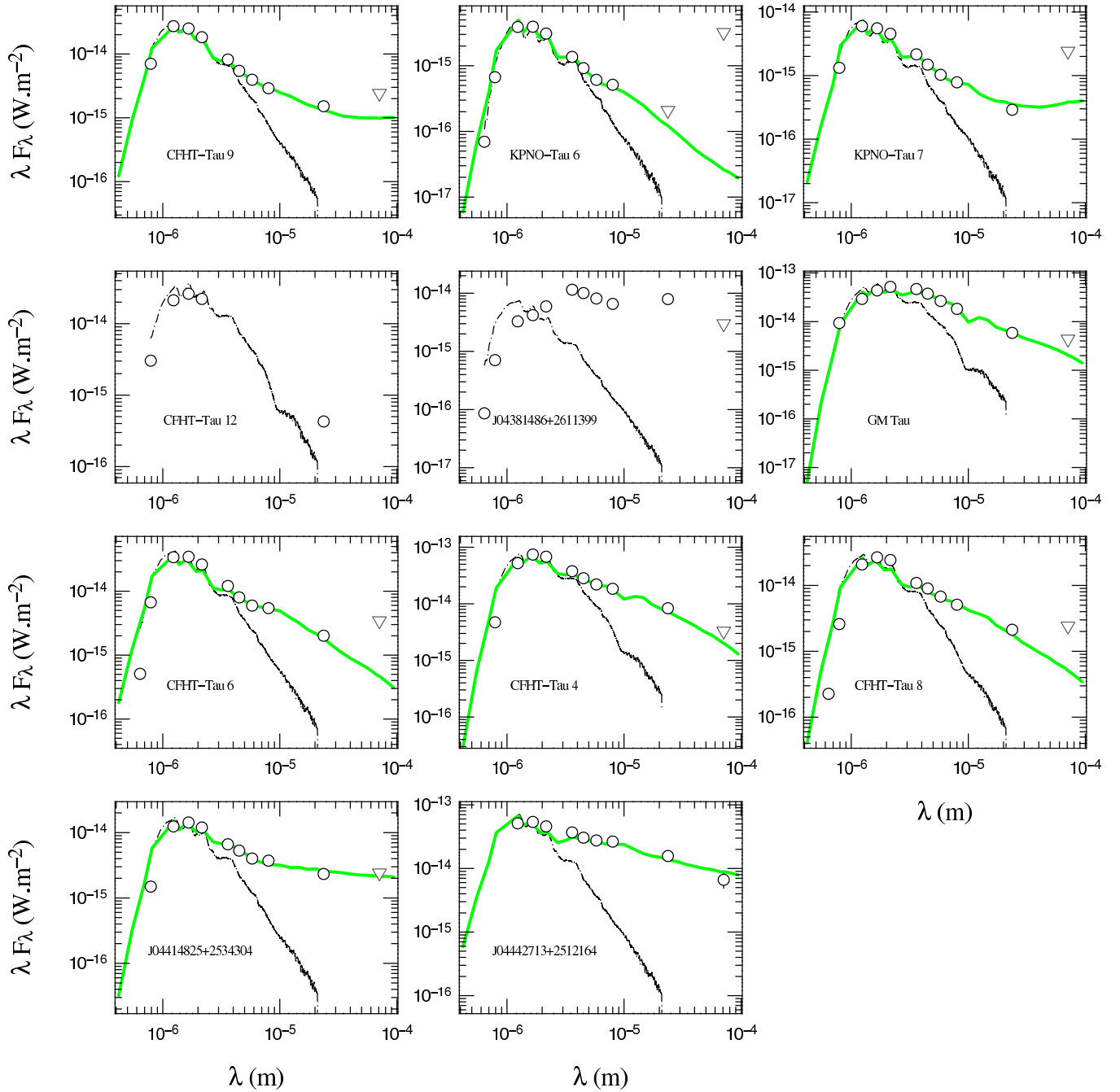


Fig. 2. Same as figure 1 for BDs with infrared excesses. The green line traces our SED models; see text and Section 3 for details.

As the $H\alpha$ EW might not provide an unambiguous accretion status of a given object, we have compared our results with those from Mohanty et al. (2005). They study the accretion in BDs using the $H\alpha$ 10% width. Among the 23 sources studied in this paper, 9 were observed by Mohanty et al. (2005). We find that among our 11 sources classified as BDs with disks, 3 are found to be accreting by Mohanty et al., and one is found to be a *possible* accretor with an $H\alpha$ 10% width = 150 km s^{-1} (their accretion limit is at 200 km s^{-1}). Moreover, this latter object is CFHT-Tau 4, which was found by Pascucci et al. (2003) to harbor a disk, as shown by its mm emission. In our $H\alpha$ measure-

ments, we find that CFHT-Tau 4 has an $H\alpha$ equivalent width of 300 km s^{-1} . Additionally, among the 12 sources we classify as BDs without disks, 4 are found to be non-accretors by Mohanty et al. (2005), and one is a possible accretor (KPNO-Tau 4). Using this limited overlap between the Mohanty et al. (2005) data and ours, we can conclude that there is a correlation between our accretion classification and theirs. If we ignore the objects that appear as intermediate, or passive, the presence of a disk inferred from the IR excess is thus highly correlated to the presence of accretion.

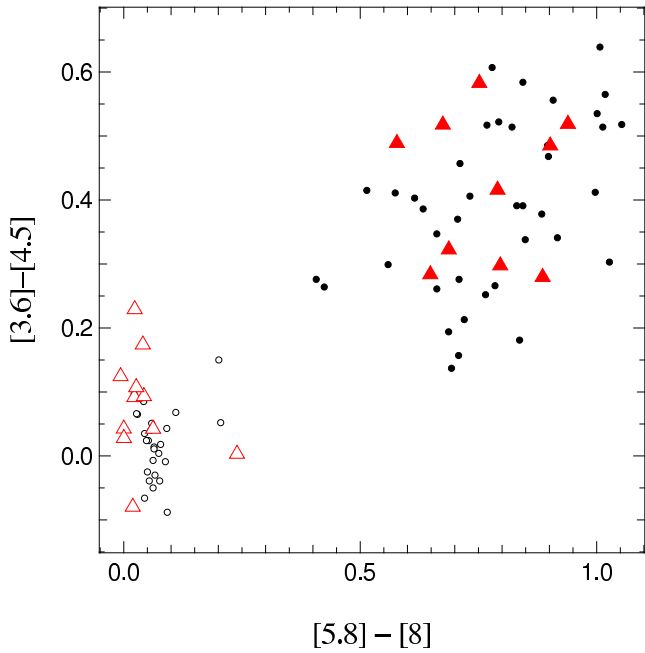


Fig. 3. $[3.6]-[4.5]$ vs. $[5.8]-[8]$ color-color diagram of the BDs studied in this work, superimposed on the TTS from Hartman et al. (2005). Filled / empty triangles: BDs with / without IR excesses; filled circles: class II (CTTS); and empty circles: class III (WTTS). The typical uncertainty on Spitzer color indices is 0.05 (see sec. 2.1)

As a word of speculation, it could be noted that there is a small mismatch between the accretion limit and our three low $EW(H\alpha)$ objects; the difference falls within the error bars, although the shift is in the same direction for all three objects.

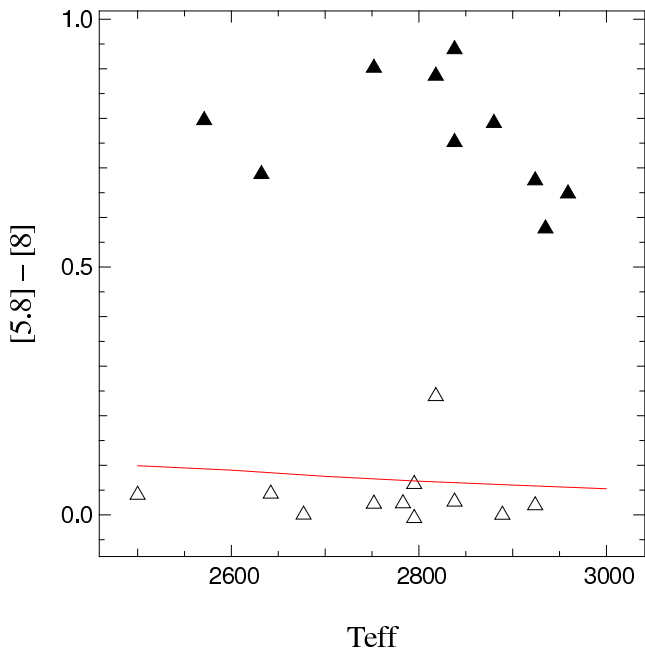


Fig. 4. $[5.8]-[8]$ μm color index of the disk emission versus effective temperature of the corresponding central object. The solid line delineates the model computed using the Allard et al. (2000) photosphere. Open / filled triangles denote BD without / with IR excess. The typical uncertainty on the Spitzer color indexes is 0.05.

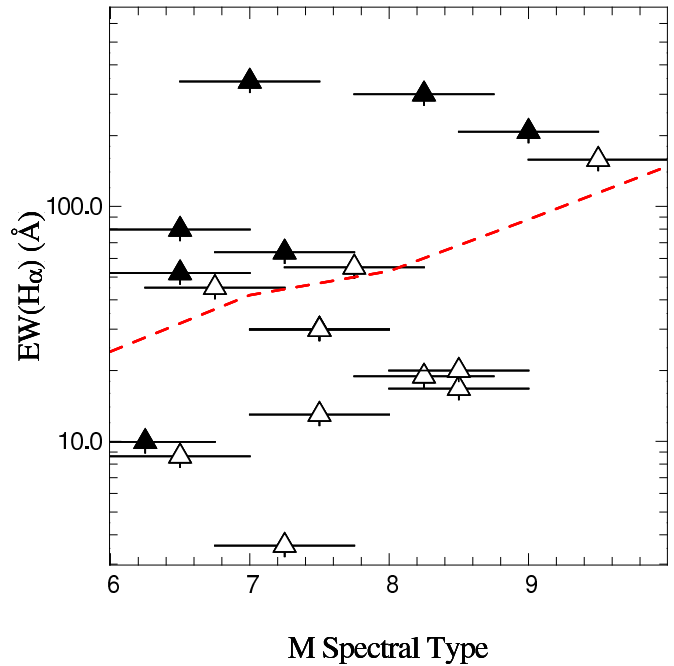


Fig. 5. $H\alpha$ equivalent width versus M 6-9 spectral type for all the BDs in our sample where data are available. Full triangle: BD with a disk; empty triangle: BD without a disk.

Rather than speculating about possible remnant accretion in BDs without strong disks, it could be possible that the extension in the BD domain of the boundary drawn by Barrado y Navascués and Martín (2003) has to be offset by $+20 - 30\%$ to fit our new data points. Indeed, if we raise their limit by this amount, it nicely follows our BDs without disks (open triangles) leaving all the low-accreting BDs with disks below the chromospheric activity limit.

2.5. Brown dwarfs spatial distribution

Figure 6 shows the spatial distribution of our objects, superimposed on the aggregates defined by Gomez et al. (1993) plotted as stellar isodensity peaks; we label them from III to V accordingly (the aggregate in the upper right part of the figure was not labeled by Gomez et al. 1993). We plot isodensity contours at 3, 6 and 12 stars per square degree. BDs with disks are plotted as filled triangles and BDs without disks are plotted as open triangles. We also show the positions of the class I+II and III (C/W) T Tauri stars of the Taurus population, as compiled from Kenyon and Hartmann (1995), White and Ghez (2001), Hartmann et al. (2005), and Andrews and William (2005). We find that, although globally, the fraction of BDs with disks is about 50%, BDs with and without disks are not distributed regularly. For instance, aggregate III has 7 out of 8 BDs with disks, while aggregate V has 4 out of 5 BDs without disks, the remaining one being BD CFHT-Tau 12, which has the lowest IR excess from all the sample at $24\mu\text{m}$. We have also counted the proportions of class I+II and III (C/W)TTs in the aggregates, inside the 3 star/deg^2 contour. The proportions of CTTS and BDs with disks in the various aggregates where this information is available are listed in Table 2. We have also listed the

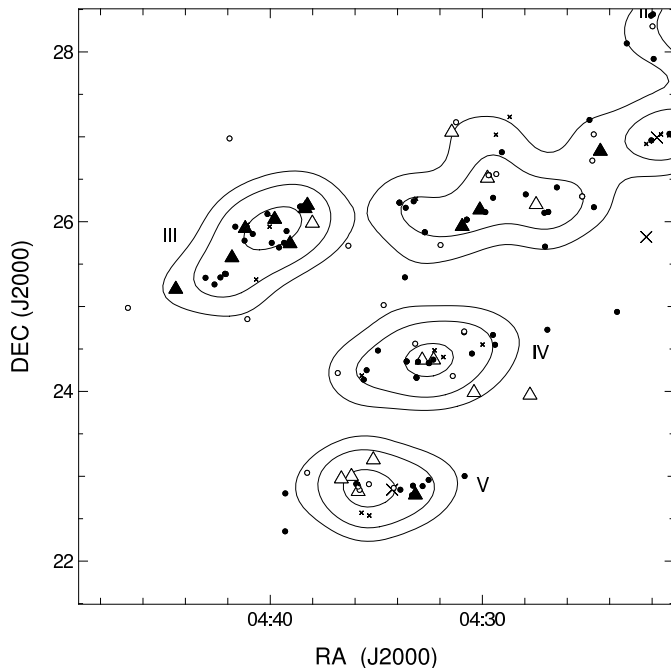


Fig. 6. Spatial distribution of Taurus BDs. Filled triangles are BDs with disks; open triangles are BDs without disks. Filled and open circles denote class I+II and III TTauri stars (TTS). The few crosses mark stars that could not be classified. The solid lines delineate the 3, 6, and 12 star/deg² isodensity contours.

(binomial) probability to get the aggregate BD disk proportion if a given BD has a 48% probability to get a disk. Given the uncertainty on the proportion of BDs with disks, the numbers listed in Table 2 are not absolutely inconsistent with an overall 50% disk frequency, although with rather low probability. Indeed, if the probability for a BD to have a disk falls down to its lowest value (34%), there is a 20% chance to find the repartition (0/4) in aggregate IV. However, this ensemble of results could be evidence of different physical conditions in the various aggregates. We come back to this point in Section 4.2.

In order to check if there is a difference of spatial position of the BDs with and without disks relative to the stellar aggregates, we have checked a series of estimators: *i*) We have computed the average distance to the nearest star for BDs with and without disks, and found no significant difference between the two. *ii*) The average distance from a BD with and without disk to its nearest aggregate center are similar. *iii*) We have also computed the weighted stellar density where each BD stands, using the Kernel method (Silverman 1986), and we find no significant difference between BDs with and without disks.

Table 2. CTTS and BDs with disk proportions in aggregates where the information is available. The number listed in the third line are the binomial probabilities to get the observed BD repartition, computed with $p_{\text{BD(disk)}} = 0.48$.

Aggregate	III	IV	V
CTTS	15/18	15/19	8/13
BD disks	7/8	0/4	0-1/5
Probability	2.4%	7%	3.8-17 %

3. Disk models

In order to estimate the distribution and the amount of material present in the disks around the BDs showing an IR excess, we have used a 3D Monte-Carlo continuum radiative transfer code (MCFOST, see Pinte et al. 2006), to model the SEDs of the BDs with IR excess. Our model includes multiple scattering with passive dust heating, assuming radiative equilibrium and continuum thermal re-emission.

3.1. Dust distribution in the disk

We use a density distribution with a Gaussian vertical profile $\rho(r, z) = \rho_0(r) \exp(-z^2/2h^2(r))$, assuming a vertically isothermal, hydrostatic, non self-gravitating disk. We use power-law distributions for the surface density $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^\alpha$ and the scale height $h(r) = h_0 (r/r_0)^\beta$ where r is the radial coordinate in the equatorial plane, h_0 the scale height at the radius $r_0 = r_{\text{in}}$. The disk extends from an inner radius r_{in} to an outer limit radius r_{out} . The central star is represented by a sphere radiating uniformly with photosphere parameters extracted from the literature (Guieu et al. 2006 and references therein) and the corresponding synthetic brown dwarf spectra of Allard et al. (2000) shown in Figure 1 and 2.

3.2. Dust properties

We consider homogeneous spherical grains and we use the dielectric constants described by Mathis & Whiffen (1989) in their model A, with typical interstellar medium values. The differential grain size distribution is given by $dn(a) \propto a^{-3.7} da$ with grain sizes between $a_{\text{min}} = 0.03 \mu\text{m}$ and $a_{\text{max}} = 1 \mu\text{m}$. The mean grain density is 0.5 g cm^{-3} to account for fluffiness. Extinction and scattering opacities, scattering phase functions and Mueller matrices are calculated using Mie theory. Dust and gas are assumed to be perfectly mixed and grain properties are taken to be independent of position within the disk. The total disk mass (gas+dust) is fixed at $1 M_J$, assuming a gas to dust mass ratio of 100.

3.3. Model fitting

The fits were performed using a grid of SED models built by variation of 5 free parameters whose values are listed in Table 3.

Table 3. Parameter range of the models computed in this paper.

Parameter	range values				
$r_{\text{in}}(\text{AU})$	0.015	0.032	0.067	0.14	0.3
β	0.0	1.0	1.125	1.25	
α	-0.5	-1	-1.5		
h_0/r_{in}	0.02	0.04	0.06	0.08	0.1
$\cos(i)$	from 0.05 to 0.95 by steps of 0.1				

For each object, the models are sorted following a pseudo- χ^2 minimisation. We decide that a parameter value is acceptable when the corresponding χ^2 value is less than twice the χ^2

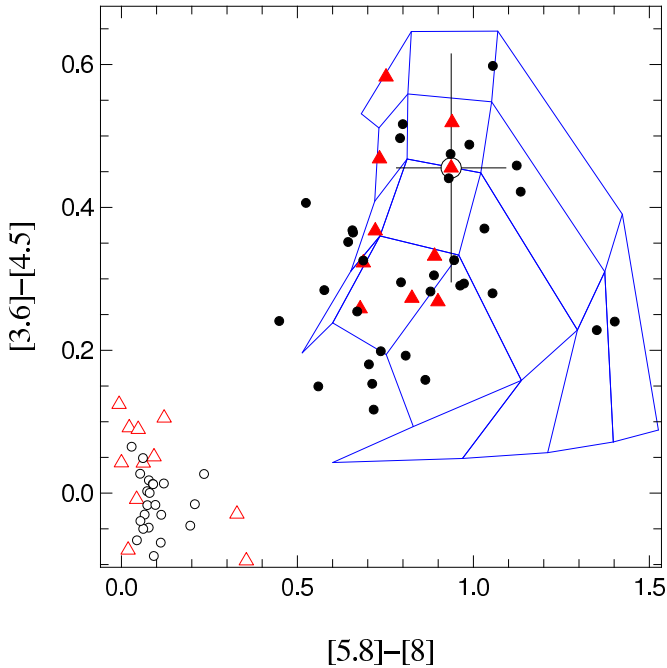


Fig. 7. Dereddened BD + TTS superimposed on disk models in a color-color diagram, with h_o and h_o/r_{in} taking the values listed in Table 3. Starting from the lower left point of the grid (0.5, 0.2), h_o/r_{in} varies from 0.02 to 0.1 upward, while r_{in} varies from 0.015 to 0.3 AU to the right.

of the best model. For each model SED, we compute its *Spitzer* colors in the 3.6, 4.5, 5.8 and 8 μm bands and we plot them in the [3.6]–[4.5] vs. [5.8]–[8] color color diagram. Using this diagram as a diagnostic tool, we find that when we vary β , α , and $\cos(i)$, the corresponding color points are spread randomly across the diagram. In contrast, the variation of r_{in} and h_o/r_{in} define a coherent grid across the diagram. Figure 7 shows the dereddened TTS and BD color points superimposed on such a model grid obtained for h_o/r_{in} varying in the range listed in Table 3 (5×5 values). Each point is computed for a given (h_o, r_{in}) couple, with all the results due to other parameters variations averaged. Of course, the result of a given model depends on the central object used to compute the surrounding disk parameters. In Figure 7, we show all the objects' color-color points but only one model grid, computed using the central object with corresponding color-color point encircled.

In regard to the flaring exponent, we find that none of our sources can be fitted convincingly by a flat disk model ($\beta = 0$) or by a highly flaring model ($\beta = 1.25$). In Table 4 we list the values obtained by our fitting procedure described above.

Our disk fitting procedure does not address the entire disk parameter space. Indeed, even the 24 μm *Spitzer* photometry only probes the inner part of the disk on a scale ~ 1 AU, so that most of the disk mass remains hidden in the outer parts of the disk. In our disk model, 75% of the disk energy comes from the inner 1 AU and 90% comes from the inner 3 AU. We stress that our model is able to compute the SED up to $\lambda \approx 1$ mm, where the disk is optically thin, so future mm measurements of the disks around our BD sample will be very valuable to estimate their mass. However, our results show that for all the

Table 4. Best fit results for all the BDs with IR excesses; the sources are listed in the same order as they are presented in Figure 2

Object	h_o/r_{in}	r_{in} (AU)	β
CFHT-Tau 9	0.02	0.032-0.067	1.125
KPNO-Tau 6	0.02	0.032	1.0-1.125
KPNO-Tau 7	0.04	0.015	1.0-1.125
GM Tau	0.06-0.1	0.015-0.067	1.0
CFHT-Tau 6	0.04	0.067-0.14	1.0-1.125
CFHT-Tau 4	0.04-0.06	0.14-0.3	1.0
CFHT-Tau 8	0.04-0.06	0.015-0.067	1.0-1.125
J04414825+2534304	0.06	0.015-0.032	1.125
J04442713+2512164	0.1	0.032-0.067	1.125

sources that we have fitted, we can rule out a disk structure without flaring, showing that in all the BD disks sampled in this study, the disk retains a significant amount of gas. This is consistent with the level of accretion observed in almost all BDs with infrared excess.

In our modeling, the disk structure is described by parametric laws. Nevertheless, the dust scale height inferred from the best models was compared with the hydrostatic scale height (computed from the disk temperature and corresponding to the gas scale height). The dust scale height is marginally smaller than, but compatible with, the hydrostatic scale height.

The fitted SEDs are superimposed on the objects' SEDs in Figure 2. Only 9 fits are displayed there because we could not find a satisfactory fit result either for CFHT-Tau 12 or for J0438+2611. For the former object, this is because of the lack of *Spitzer* photometry. For the latter, the SED of this object is the only one in the sample to show such a rise toward longer wavelengths. We interpret this behavior as being due to the peculiar orientation of the disk around the BD, close to edge-on (Luhman 2004). Moreover, if it were not for the higher emission in the 10 – 100 μm domain, this source is the weakest one of the sample, consistent with a thick disk occulting the central object.

3.4. Comparison with other models

Strictly speaking, our study concerns the proportion of BDs with *inner disks* only. Here, we compare our results with the ones of Scholz et al. (2006) who have surveyed the 1.3 mm emission of Taurus BDs to study the properties of their colder (hence farther) disks. Out of 12 objects in common between their study and ours, only two show NIR IRAC excess emission without outer cold mm emission. All the BD with cold outer mm emission have IRAC emission in excess over the photosphere model, hence were classified as "BD with disk" in our study. We have compared our disk parameters with the ones derived by Scholz et al. (2006) from their model of the objects CFHT-Tau 4, CFHT-Tau 6, and J044427+2512. When Scholz et al. (2006) detect a disk, they measure a disk mass between 0.4 and 1.2 M_J , i.e., a range of values consistent with our choice to fix the disk mass at 1 M_J (see section 3). Similarly, they use an index $\beta = 1.15$ when we find values ranging from 1.0 to 1.125. They use an external radius $R_D = 300$ AU when we use $R_D = 100$ AU, again a consistent value. If we compute

the disk scale height at the stellar radius, the relative difference with theirs is less than 25%. Finally, if we add the Scholz et al. mm point to our SED when it is available, we find that our model SED matches this new measurement to within a factor of 2. Given the remaining uncertainties, we estimate that our models are consistent with Scholz et al. results.

4. discussion

4.1. BD distribution relative to stars

In section 2.5, we found that there is no significant difference between BDs with and without disks relative to the stars. If BDs without disks are actually ejected objects, our data suggest that they have not had the time to travel away from their parent aggregate, or the aggregate stars have also been ejected with a similar velocity dispersion, as described in Bate & Bonnell (2005). It is also possible that for low density aggregates such as the one found in Taurus, the comparison of the BD spatial distribution relative to the surrounding stellar population is not always a discriminant diagnostic. Goodwin et al. (2005) have modeled the evolution of low density cores and find that in some cases, the differences between the two distributions (stars and BDs) can disappear.

4.2. Spatial distribution of BD with and without disk

We find that the global proportion of BDs with and without disks in Taurus is similar to the C/W TTS global proportion in the same region. If disks are a robust tracer of the main star formation route, this shows that the BD formation process has a lot in common with that of the stars, and thus ejection by itself cannot be invoked to explain a possible difference between BD and stellar formation. The fact that this global proportion is also very similar to the one found by Luhman et al. (2005) in IC348 and Cha I star forming regions with different stellar density and physical parameters but similar ages, shows that the resulting proportion of BD with disks in a given region does not depend directly on the local stellar density, hence on the local physical parameters, or on the outcome of possible ejections.

One of the most intriguing result of our study is the strong variation of the proportion of BD with disks among the Taurus aggregates, with a global proportion very close to 50% at large scale. If on average there is a 50% probability for a BD to harbor a disk, then the fact that the aggregate number III harbors 7 out of 8 BDs with disks is quite improbable (3%). On the other hand, in aggregate V, 4 out of 5 BDs are found without disks. Moreover the remaining BD in this latter aggregate is CFHT-Tau_12, which possesses the lowest IR excess of all the sample with disks.

In order to check if this difference could be an age effect, we have used an HR diagram to compute the age of the objects present in all the aggregates. The ages are spread between 1 and 10 Myr, but on the average, the objects in aggregate III do not appear significantly younger than the ones in aggregate IV. Thus the higher proportion of BDs with disks in aggregate III can not be explained by an time evolution effect alone.

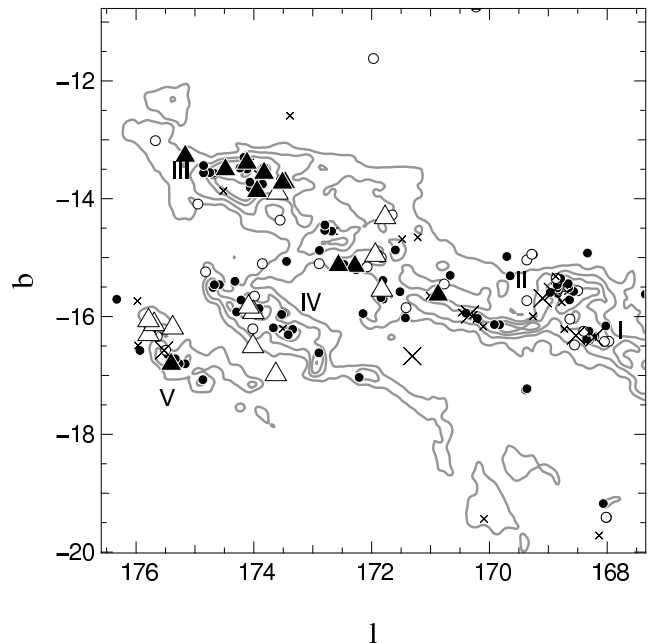


Fig. 8. BDs (with known *Spitzer* fluxes) and TTS superimposed on ^{13}CO emission, plotted in galactic coordinates. Contours are 2, 4, 6 & 8 K km s^{-1} integrated area.

On the other hand, aggregates III and IV have similar stellar densities and have opposite BDs repartitions with respect to the presence of a disk. This is another clue that similar stellar densities can result in different outcomes with respect to the proportion of BDs with disks. Either there can be large fluctuations in the ejection rate with such low stellar densities, or the ejection process itself can have large efficiency variations in removing BD disks.

Goodwin et al. (2005) have modeled the evolution of cores containing small numbers of stars and BDs, as they eject their lowest-mass members. Two of their findings appear to be relevant here: *i*) the spatial distribution differences between stars and BDs can disappear depending on the initial clustering conditions; *ii*) for clusters of young age such as Taurus, a significant difference in the spatial distributions of stars and BDs is seen in only 1 out of 5 simulations. Then we can speculate that numerical simulations of low density aggregates with a few tens of stars can produce situations where BDs may lose their disks in short times, but also can retain their disk for long times. In order to be compared to our results, such simulations should be able to follow the fate of very small disks.

4.3. Brown dwarfs and the molecular gas in Taurus

In order to study a possibly more discriminant diagnostic than the nearest neighbour distance for stars and BDs, we have considered the spatial distribution of BDs (with and without disks) relative to the underlying cluster gas. In Figure 8, we have plotted the ^{13}CO map adapted from Mizuno et al. (1995) superimposed on the BD and C/W-TTS populations in galactic coordinates. Three main filaments appear on this figure, showing that the odd BD repartition might in fact be related to their po-

sition relative to the filaments. Lepine & Duvert (1994) have proposed that the Taurus filaments result from a collision between a high velocity cloud and the galactic plane. If the corresponding wave proceeds from $b = 0$, then the leading southern filaments are somewhat older than the northern denser, trailing one where stellar formation would be more recent, consistent with a higher proportion of CTTs and BDs with infrared excess in this filament. Note that all the BDs found to have a mm disk by Scholtz et al. (2006) are also found in the northern filament, with a concentration of such BDs in aggregate III. However, the projected distance between the filaments corresponds to less than 10^6 yr for a wave traveling at a few km/s, a time difference possibly too short for significant evolution effects to take place. This evolution problem is even more crucial if one considers that the unnamed aggregate between II and III has a BD disk frequency of 50%. Once again, a time evolution effect by itself cannot be invoked to explain the repartition of BDs with and without disks in the Taurus filaments. We have compared the level of ^{13}CO emission at the position of the BDs with and without disks and we find that BDs with disks are placed at positions where the average ^{13}CO emission ($4.8 \pm 2.8 \text{ Kkms}^{-1}$) is almost two times larger than for the BDs without disks ($2.5 \pm 2.4 \text{ Kkms}^{-1}$), although with large uncertainties. This result mainly comes from the fact that the BDs with disks are almost all found in the northern filament where the ^{13}CO emission is the strongest. As ^{13}CO emission is optically thin, this could suggest that aggregates where the gas is denser have produced objects with larger disks.

Finally, if the three filaments yet correspond to a time evolution series from the supposedly youngest III to the oldest V, there is a possibility that we are witnessing a time evolution difference between BDs with disks and T Tauri stars with disks. The C/W-TTS proportion is high in filaments III and IV (consistent with them being younger) and similar to the one over the Taurus cloud ($\approx 50\%$) in filament V. However, the BDs in filament IV have already lost all their disks when TTS retain a significant amount of disks there. If this effect is real, this could be an evidence of a central object mass effect on its disk lifetime. A similar effect has been reported by Lada et al. (2006) in IC 348 where the disk fraction appears to be a function of spectral type and stellar mass. Although appealing, strong issues remain: *i*) we could not clearly find a significant age difference between the objects found in the three filament; *ii*) this result is in contradiction with a disk lifetime $\propto 1/M_*$ (e.g., Alexander & Armitage 2006). Clearly more observational and theoretical work is needed to conclude about the question of a different lifetime in BD disks relative to TTS disks.

5. Conclusions

Using 0.6-70 μm photometry, we have studied the disk properties around 23 young BDs in Taurus. Using optical to 2 μm data, we fit a photosphere model from Allard et al. (2000) to all our objects. From their SEDs, we distinguish BDs with IR excesses (strongly suspected to have a disk) from BDs with no excess (BDs without disks). For the BDs showing an IR excess longward of 3 μm , we have fit a disk model (Pinte et al. 2006) and derived the main disk parameters.

We find that $11/23 = 48\% \pm 14\%$ of Taurus BDs show a circumstellar disk signature. This ratio is similar to the one observed among CTTS/WTTS in Taurus (Hartmann et al. 2005), and to recent results on BDs from Luhman et al. (2005) who derived a disk fraction of $42\% \pm 13\%$ and $50\% \pm 17\%$ around BDs in IC 348 and Chamaeleon I respectively. With our model, we find that disks around BDs in Taurus are all significantly flaring, indicating that heating by the central object is efficient and that the disks we observe retain a significant amount of gas. Using $\text{H}\alpha$ EW measurements, we find that 6 out of 7 BD with disks (85%) are still significantly accreting.

We find that BDs with disks appear statistically more numerous in one of the Taurus filaments, specifically the northern one. As this filament also contains a very high proportion of CTTs relative to WTTs, this segregation could be due to a time evolution effect if the northern filament is the youngest one, a result pointing toward a similar formation & evolution process for stars and brown dwarfs + disks. However, the age difference between the different filaments appears too small to fully explain such a difference. Moreover, if the various aggregates are not exactly in the same evolutionary stage, our result could imply that the BDs belonging to an older aggregate have lost their circumstellar disk before the stars, implying that the disk lifetime depends on the mass of the central object, with BD disks having a shorter lifetime. This is in contradiction to a recent result from Alexander & Armitage (2006) who propose that BD disk lifetimes could be larger than the stellar ones. Alternatively, if all the Taurus aggregates have similar ages, and if ejection is the only process left to eliminate BD disks, then we are still to understand why ejection would result in so different outcomes in aggregates with similar stellar densities.

We also compared the underlying ^{13}CO emission for BDs with and without disks and found that BDs with disks appear to be found with stronger molecular emission than BDs without disk, showing that the presence and/or the size of a disk around a BD could be linked to the underlying parent core gas density. There is no such effect when we compare the BD positions with the underlying stellar density, but Goodwin et al. (2005) concluded that a lack of difference between stars and brown dwarfs spatial distribution does not necessarily exclude the ejection scenario. Our current study of the spatial distribution of BDs and their disks does not allow us to distinguish between the two main BD formation models, although it provides another piece of evidence that ejection cannot be the only BD formation process (see e.g., Luhman et al. 2006). Clearly more numerical simulations using initial physical parameters closely matched to the Taurus aggregates and more observations to provide unambiguous constraints to these simulations, are needed to explain the stars and brown dwarfs spatial distribution as well as the evolution of their circumstellar environment with time, at a scale significantly smaller than 10 AU.

Last but not least, a possible by-product of our study is to recalibrate the Barrado y Navascués and Martín (2003) WTTS/CTTS limit in the substellar domain. The global shape of the limit fits our data points if it is raised by a factor 1.3.

Acknowledgements. We thank Cathie Clarke and Anthony Whitworth for enlightening discussions about BD formation models, and an

anonymous referee for a detailed report that helped clarify many points in our paper. This research has made use of the CDS database. F. M. thanks the “Center for long Wavelength Astrophysics” for supporting a visit at JPL. We thank the “Programme National de Physique Stellaire (PNPS, CNRS/INSU, France) for financial support.

References

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Schweitzer, A. 2000, ApJ 539, 366
 Alexander, R. D., & Armitage, P. J. 2006, ApJ Letter, 639, L83
 Andrews, S.M., and Williams, J.P. 2006, ApJ 631, 1134
 Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, A&A 337, 403
 Barrado y Navascués, D., Martín, E. 2003, AJ 126, 2997
 Bate, M., Bonnell, I.A., & Bromm, V. 2002, MNRAS 336, 705
 Bate, M., Bonnell, I.A., & Bromm, V. 2003, MNRAS 339, 577
 Bate, M., and Bonnell, I.A., 2005, MNRAS 356, 1201
 Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I., Chini, R.S., & Guesten, R. 1990, AJ 99, 924
 Briceño, C., Hartmann, L., Stauffer, J., & Martín, E. 1998, AJ 115, 2074
 Briceño, C., Luhman, K.L., Hartmann, L., Stauffer, J., & Kirkpatrick, J.D. 2002, ApJ 580, 317
 Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, ApJ 542, 464
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., Dumas, C., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., Lowrance, P., and Bessell, M. S., 2005, A&A 438, L29
 Cohen, M., Wheaton, W.A., & Megeath, S.T., 2003, AJ 126, 1090
 Delgado-Donate, E.J., Clarke, C.J., & Bate, M.R. 2004, MNRAS 247, 759
 Draine, B.T., 2003a, ARAA 41, 241
 Draine, B.T., 2003b, ApJ 598, 1017
 Draine, B.T., 2003c, ApJ 598, 1026
 Duchêne, G. 1999, A&A 341, 547
 Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., Ashby, M. L. N., Barmby, P. et al. 2004, ApJS, 154, 10
 Gomez, M., Hartmann, L., Kenyon, S.J., & Hewett, R. 1993, AJ 105, 1927
 Goodwin, S. P., Hubber, D. A., Moraux, E. and Whitworth, A. P. 2005, A.N. 326, 1040
 Goodwin, S.P., Whitworth, A.P., & Ward-Thompson, D. 2004a, A&A 419, 543
 Goodwin, S.P., Whitworth, A.P., & Ward-Thompson, D. 2004b, A&A 423, 169
 Guedel et al. 2006, in Protostars and Planets V, in press.
 Guieu, S., Dougados, C., Monin, J.-L., Martín, E., and Magnier, E. 2006, A&A, 446, 485.
 Guieu, S., Monin, J.-L., Dougados, C., Magnier, E. and Martin E. 2006, AN, 326, 1068
 Hartmann, L., Megeath, S. T., Allen, L., Luhman, K., Calvet, N., et al. 2005, ApJ 629, 881.
 Jayawardhana, R., Mohanty, S., & Basri, G. 2002, ApJ 578, 141
 Jayawardhana, R., Mohanty, S., & Basri, G. 2003, ApJ 592, 282
 Kenyon, S.J., Hartmann, L. 1995, ApJS 101, 117
 Klein, R., Apai, D., Pascucci, I., Henning, Th., & Waters, L.B.F.M. 2003, ApJ 593, L57.
 Kroupa, P., Bouvier, J. 2003a, MNRAS 346, 369
 Kroupa, P., Bouvier, J. 2003b, MNRAS 346, 343
 Lada, C.J., Muench, A.A., Luhman, K.L., Allen, L., Hartmann, L., Megeath, T., Myers, P. and Fazio, G., 2006, AJ 131, 1574.
 Lépin, J., & Duvert, G. 1994, A&A 286, 60
 Liu, M.C., Najita, J., & Tokunaga, A.T. 2003, ApJ 585, 372
 Luhman, K.L. 2000, ApJ 544, 1044
 Luhman K.L. 2004, ApJ 617, 1216
 Luhman, K. L., Adame, L., D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Megeath, S. T., and Fazio, G. G. 2005, ApJ 635, L93
 Luhman, K. L., Joergens, V., Lada, C., Muzerolle, J., Pascucci, I., and White R., 2006, in *Protostars and Planets V*, in press.
 McCabe, C., Ghez, A.M., Prato, L., Duchene, G., Fisher, R.S., & Telesco, C. 2006, ApJ, in press.
 Martín, E.L., Dougados, C., Magnier, E., Menard, F., Magazzu, A., Cuillandre, J.C., & Delfosse, X. 2001, ApJ 561, 195
 Meyer, M.R., Calvet, N., & Hillenbrand, L.A. 1997, AJ 94, 288
 Mizuno, A., Onishi, T., Yonekura, Y., Nagahama, T., Ogawa, H., Fukui, Y. 1995, ApJ 445, L161
 Mohanty, S., Jayawardhana, R., & Basri, G. 2005, ApJ 626, 498
 Monin, J.-L., Dougados, C. and Guieu, S. 2005, A.N. 326, 996
 Muzerolle, J., Luhman, K.L., Briceno, C., Hartmann, L., & Calvet, N. 2005, ApJ 625, 906
 Muzerolle, J., Adame, L., D’Alessio, P., et al. 2006, ApJ, in press (astro-ph 0603104).
 Natta, A. and Testi, L. 2001, ApJ 376, L22
 Padoan, P., & Nordlund, A. 2004, ApJ 617, 559
 Pascucci, I., Apai, D., Henning, Th. & Dullemond, C.P. 2003, ApJ 590, L111
 Pinte, C. Ménard, F., Duchêne, G. and Bastien, P. 2006, A&A in press (astro-ph 0606550)
 Reach, W. T., Megeath, S. T., Cohen, M., Hora, J., Carey, S. et al. 2005, PASP, 117, 978
 Reipurth, B. and Clarke, C. J., 2001, A&A
 Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., Kelly, D. M., Low, F. J. et al. 2004, ApJS, 154, 25
 Silverman, B. W. 1986, *Density Estimation for Statistics and Data Analysis* (London: Chapman and Hall)
 Scholz, A., Jayawardhana, R., and Wood, K. 2006, ApJ 645, 1498
 Sterzik, M.F. and Durisen, R.H. 2003, A&A 400, 1031
 Werner, M., et al., 2004, ApJS, 154, 1
 Whelan, E.T., Ray, T.P., Bacciotti, F., Natta, A., Testi, L., and Randich, S. 2005, Nature 435, 652
 White, E.T., and Ghez, A.M. 2001, ApJ 556, 265
 Whitworth, A. P., and Goodwin, S. P. 2005, A.N. 326, No 10, 899-904.
 Whitworth, A. P., Bate, M. R., Nordlund, A., Reipurth, B. and Zinnecker, H. 2006, in *Protostars and Planets V*, in press.

6.2.3 Perspectives

L'étude des distributions spectrales d'énergie des naines brunes du Taureau montrent qu'elles sont très similaires à celles des étoiles T Tauri, ce qui pointe vers une structure de disque identique autour des deux types d'objets jeunes, au moins pour la partie centrale des disques sondée par *IRAC* et *MIPS*.

Le domaine infrarouge ne permet en effet de sonder les disques que sur les quelques unités astronomiques centrales. Pour obtenir une indication sur leur extension radiale, il faut se tourner vers des observations à plus grandes longueurs d'onde, dans le domaine millimétrique par exemple, qui sondent les parties externes plus froides des disques. Une campagne d'observations des naines brunes, pour lesquels un excès infrarouge a été détecté, est en cours de réalisation au télescope de 30 m de l'IRAM. Elle devrait nous fournir des informations importantes sur la masse des disques et nous aider à déterminer quel est le processus de formation dominant des naines brunes.

Le nuage du Taureau est une région de faible densité. L'étape suivante est la généralisation d'études similaires à celle que nous avons présentée à d'autres régions de formation stellaire, dont les propriétés (densité, niveau de turbulence, ...) sont différentes de celles du Taureau. Plusieurs programmes sont en cours de réalisation avec le CFHT et *Spitzer* dans les régions de ρ Oph, Serpens, Lupus et Persee. Cela permettra de comprendre dans quelle mesure les processus de formation des objets de faible masse sont dépendants des conditions initiales qui règnent dans le nuage et fournira des contraintes importantes aux modèles de formation stellaire.

Évolution des disques

Sommaire

7.1	D'un disque de gaz à un disque de débris	217
7.2	Modélisation des images en lumière diffusée et de la SED de HD 181327	218
7.3	Prochaines étapes	237

7.1 D'un disque de gaz à un disque de débris

La question de l'évolution temporelle des disques, de leur durée de vie est essentielle pour comprendre le processus de formation planétaire. Les modèles actuels de formation des planètes géantes indiquent que des planètes d'une masse de Jupiter en orbite entre 3 et 10 unités astronomiques se forment en quelques millions d'années (Lissauer & Stevenson 2006) et les indices isotopiques d'échantillons terrestres et lunaires suggèrent que le système Terre-Lune a été complet à 80-90 % en 30 millions d'années (Kleine et al. 2002).

L'étude de l'évolution des disques, en particulier la transition entre les disques gazeux optiquement épais de la phase T Tauri et les disques de débris optiquement minces, s'appuie sur des observations des étoiles de type solaire à une grande variété d'âges, afin de recréer l'histoire de ces étoiles, en faisant l'hypothèse, qu'en moyenne, une population jeune d'étoiles de masses similaires peut être supposée comme étant un précurseur d'une population plus âgée. Ce type d'étude est intrinsèquement limité par les incertitudes dans la détermination de l'âge d'une étoile à partir du diagramme HR (voir par exemple Stauffer 2004).

D'une manière générale, on observe une baisse du flux infrarouge et sub-millimétrique avec l'âge (Meyer & Beckwith 2000; Haisch et al. 2001; Mamajek et al. 2004; Andrews & Williams 2005; Carpenter et al. 2005). La classification des objets dans diagramme HR montre que la transition est rapide (voir par exemple Padgett et al. 2006). Duvert et al. (2000) ont par ailleurs montré que la disparition du disque de gaz dans les zones externes est simultanée à celle du disque interne de poussière, suggérant que l'ensemble du disque disparaît sur une échelle de temps très courte. La disparition du disque interne semble également corrélée avec la cessation de l'accrétion de gaz (mesurée à l'aide de la raie $H\alpha$, voir par exemple Gullbring et al. 1998 et Lada et al. 2006) même si une moitié des disques en transition présentent encore des signes d'accrétion (Muzerolle et al. 2006).

Les études avec le satellite IRAS ont permis de mettre en évidence l'existence de disques appelés de transition. Strom et al. (1989) ont ainsi découvert quelques objets du nuage du

Taureau qui ne présentent un excès qu'à des longueurs d'onde supérieure à $10 \mu\text{m}$. Skrutskie et al. (1990) montrent qu'approximativement 10 % des objets du Taureau sont optiquement minces à $10 \mu\text{m}$ alors qu'ils sont optiquement épais à $25 \mu\text{m}$, semblant indiquer la formation d'un trou dans les zones centrales des disques sur une échelle de temps de l'ordre de 10 millions d'années, suivie d'une disparition rapide des parties externes. La dissipation du disque interne a pu être observée autour d'étoiles de toutes masses, grâce au télescope *Spitzer*, depuis les naines brunes (IC 346 L316 : Muzerolle et al. 2006) aux étoiles T Tauri (TW Hydra : Calvet et al. 2002, GM Aur : Rice et al. 2003, Coku Tau/4 : D'Alessio et al. 2005). Ce type d'évolution peut être expliqué par les actions conjuguées de la photo-évaporation et de la viscosité (Clarke et al. 2001; Dullemond et al. 2006) mais il n'est pas encore très clair de savoir si tous les disques suivent ce mécanisme.

La dispersion du disque n'implique pas la disparition de toute la matière autour de l'objet stellaire jeune. En plus de former des planètes, la matière circumstellaire se transforme en ce qui est appelé un *disque de débris* ou de *seconde génération*, contenant de gros grains de poussière et planétésimaux. La présence de grains de poussière de l'ordre du micromètre implique que cette matière est continuellement renouvelée via des collisions entre particules plus grosses et planétésimaux, à l'origine de particules proches de celle que l'on observe dans la ceinture de Kuiper (Habing et al. 2001). L'étude des disques de débris a débuté avec les premières image de β Pictoris (Smith & Terrile 1984). L'âge typique de ces disques varie entre quelques dizaines de millions d'années et quelques milliards d'années, c'est-à-dire bien après que l'étoile centrale soit entrée sur la séquence principale (Meyer et al. 2006).

L'évolution de la poussière dans ces disques semble majoritairement dictée par des processus de cascades collisionnelles (Wyatt 2005), qui donnent des distributions en tailles de grains en $dn(a) \propto a^{-3.5} da$ où a représente la taille du grain (Dohnanyi 1969; Tanaka et al. 1996). Le maintien de ce processus de cascades collisionnelles pendant quelques centaines de millions d'années de la durée de vie de ces disques implique des masses minimales de l'ordre de $0.05 M_{\oplus}$ (Habing et al. 2001; Wyatt 2003; Kenyon & Bromley 2004)

Si les disques de débris contiennent essentiellement de la poussière, ils peuvent également présenter un peu de gaz, libéré par l'évaporation de comètes ou par des collisions destructives entre grains. Ainsi $7 \cdot 10^{-4} M_{\oplus}$ de gaz ont été mesurés dans le disque de β Pictoris avec une limite supérieure de $0.03 M_{\oplus}$ (Roberge et al. 2006).

Une caractéristique importante des disques de débris est la découverte de trous dans les régions internes de ces disques, observés à la fois en lumière diffusée (Kalas 2005 par exemple) et en émission thermique, dans les SEDs, qui pourraient être liés à la présence de planètes (Roques et al. 1994).

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier l'anneau de poussière qui entoure l'étoile HD 181327. Ces travaux n'entrent pas dans le cadre stricte de la thèse mais seront particulièrement utiles à long terme, lorsqu'un nombre important de disques auront été étudiés et que nous aurons la capacité de tracer un chemin évolutif entre les disques optiquement épais, que nous avons étudiés jusqu'à présent, et les disques de débris.

7.2 Modélisation des images en lumière diffusée et de la SED de HD 181327

Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astrophysical Journal*. Notre contribution concerne essentiellement les parties 7, 8 et 9.

DISCOVERY OF AN 86 AU RADIUS DEBRIS RING AROUND HD 181327

GLENN SCHNEIDER,¹ MURRAY D. SILVERSTONE,¹ DEAN C. HINES,² JEAN-CHARLES AUGEREAU,³ CHRISTOPHE PINTÉ,³
FRANÇOIS MÉNARD,³ JOHN KRIST,⁴ MARK CLAMPIN,⁵ CAROL GRADY,⁶ DAVID GOLIMOWSKI,⁷ DAVID ARDILA,⁸
THOMAS HENNING,⁹ SEBASTIAN WOLF,⁹ AND JENS RODMANN⁹

Received 2005 December 31; accepted 2006 June 6

ABSTRACT

HST NICMOS PSF-subtracted coronagraphic observations of HD 181327 have revealed the presence of a ringlike disk of circumstellar debris seen in 1.1 μm light scattered by the disk grains, surrounded by a diffuse outer region of lower surface brightness. The annular disk appears to be inclined by $31.7^\circ \pm 1.6^\circ$ from face-on, with the disk major-axis P.A. at $107^\circ \pm 2^\circ$. The total 1.1 μm flux density of the light scattered by the disk (at $1''.2 < r < 5''.0$) of 9.6 ± 0.8 mJy is $0.17\% \pm 0.015\%$ of the starlight. Seventy percent of the light from the scattering grains appears to be confined in a 36 AU wide annulus centered on the peak of the radial surface brightness (SB) profile 86.3 ± 3.9 AU from the star, well beyond the characteristic radius of thermal emission estimated from *IRAS* and *Spitzer* flux densities, assuming black-body grains (≈ 22 AU). The 1.1 μm light scattered by the ring (1) appears bilaterally symmetric, (2) exhibits directionally preferential scattering well represented by a Henyey-Greenstein scattering phase function with $g_{\text{HG}} = 0.30 \pm 0.03$, and (3) has a median SB (over all azimuth angles) at the 86.3 AU radius of peak SB of 1.00 ± 0.07 mJy arcsec⁻². No photocentric offset is seen in the ring relative to the position of the central star. A low SB diffuse halo is seen in the NICMOS image to a distance of $\sim 4''$. Deeper 0.6 μm *Hubble Space Telescope* (*HST*) ACS PSF-subtracted coronagraphic observations reveal a faint ($V \approx 21.5$ mag arcsec⁻²) outer nebosity at $4'' < r < 9''$, asymmetrically brighter to the north of the star. We discuss models of the disk and properties of its grains, from which we infer a maximum vertical scale height of 4–8 AU at the 87.6 AU radius of maximum surface density, and a total maximum dust mass of collisionally replenished grains with minimum grain sizes of ≈ 1 μm of $\approx 4M_{\text{Moon}}$.

Subject headings: circumstellar matter — infrared: stars — planetary systems: protoplanetary disks — stars: individual (HD 181327)

1. INTRODUCTION

Fifteen years elapsed between the acquisition of the prototypical scattered-light image of a debris disk around a young main-sequence star (β Pictoris; Smith & Terrile 1984), offering strong support to the conjecture of the “Vega phenomenon” (far-IR emission in excess of a stellar photosphere from orbiting thermally emitting dust; Backman & Paresce 1993), as suggested from earlier *IRAS* observations (Aumann et al. 1984), and the second example of a dusty circumstellar disk—in the form of a ring—seen by starlight illuminating its constituent grains (HR 4796A; Schneider et al. 1999). Advances in space- and ground-based high-contrast imaging capabilities have given rise to increasing, although still very small, numbers of scattered-light images of circumstellar debris systems. The very recent discoveries of a high surface brightness (SB) β Pictoris-like nearly edge-on disk around the A star HD 32297 (Schneider et al. 2005, hereafter SSH05), and the very low SB 140 AU ring around an A star much older than β Pictoris, i.e., Fomalhaut (Kalas et al. 2005), speak to the diversity in disk morphologies and scattering properties. While ringlike structures

are obscured in scattered-light images of nearly edge-on disks, their intrinsic morphologies may be inferred by inversion of their radial SB profiles (e.g., Buitrago & Mediavilla [1986], Pantin & Lagage [1996], and Augereau et al. [2001] for β Pictoris and models presented by Krist et al. [2005] and Metchev et al. [2005] for AU Microscopii). We now report the discovery of a ringlike disk of circumstellar debris seen about the star HD 181327. This new addition to the growing menagerie of circumstellar debris disks is, in many respects, similar to the HR 4796A star-disk system. The recent imagery of a broader ring about the older solar analog, HD 107146 (Ardila et al. 2004), suggests that such structures are a common (if not prevalent) outcome of the planet formation process.

HD 181327 (HIP 95270) is an F5/F6 V star ($T_{\text{eff}} \approx 6450$ K; Nordstrom et al. 2004; $\log g = 4.5$) at 50.6 ± 2.1 pc (Perryman et al. 1997) with a Vega-like far-IR excess noted by Backman & Paresce (1993). HD 181327 was identified as a main-sequence debris disk candidate by Mannings & Barlow (1998) with $L_{\text{IR}}/L_{\text{*}} = 0.2\%$. Kalas et al. (2002) favored the Vega phenomenon interpretation of its far-IR excess based on its youth and its gas-depleted environment. The star’s youth was first suggested from its potential membership in the ~ 40 Myr Tucanae association (Zuckerman & Webb 2000), but the star was later identified as a member of the younger (~ 12 Myr) β Pictoris moving group (Zuckerman & Song 2004; Mamajek et al. 2004).

The conjecture of a stellar age of $\sim 10^7$ yr is further supported by two independent observations. First, HD 181327 appears to exhibit common proper motion with the $7'$ (0.1 pc at 50 pc) distant HR 7329, also identified as a member of the β Pictoris moving group by Zuckerman et al. (2001). Both stars have statistically identical *Hipparcos* parallaxes and (long baseline) Tycho 2 proper motions. HR 7329 is a zero-age main-sequence (ZAMS) A star

¹ Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721.

² Space Science Institute, 4750 Walnut Street, Suite 205, Boulder, CO 80301.

³ Laboratoire d’Astrophysique de Grenoble, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.

⁴ Jet Propulsion Laboratory, 4800 Oak Grove Drive, Mail Stop 183-900, Pasadena, CA 91109.

⁵ NASA Goddard Space Flight Center, Code 680, Greenbelt, MD 20771.

⁶ Eureka Scientific, 10813 Graeloch Road, Laurel, MD 20723-1124.

⁷ Johns Hopkins University, 3400 North Charles Street, Baltimore, MD 20218.

⁸ Spitzer Science Center, Pasadena, CA 91125.

⁹ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany.

TABLE 1
NICMOS OBSERVATIONS OF HD 181327 AND PSF REFERENCE STARS

Visit ^a	Star ^b	Orientation ^c	Type ^d	Filter ^d	Readout Mode ^d	Exposure Time ^e (s)	Exposure ^f	Data Sets ^g
67.....	HD 181327	37.570	ACQ	F180M	ACQ (ACCUM)	0.243	2	N8ZU67010
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP14	224	3	
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP10	96	1	
			DIRECT	F110W	SCAMRR/NSAMP11	2.03	2	
68.....	HD 181327	66.970	ACQ	F180M	ACQ (ACCUM)	0.243	2	N8ZU68010
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP14	224	3	
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP10	96	1	
			DIRECT	F110W	SCAMRR/NSAMP11	2.23	2	
83.....	HD 4748	278.970	ACQ	F171M	ACQ (ACCUM)	0.309	2	N8ZU83010
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP12	160	1	
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP14	224	10	
			DIRECT	F110W	SCAMRR/NSAMP10	2.03	8	
84.....	HIP 7345	198.398	ACQ	F187N	ACQ (ACCUM)	0.763	2	N8ZU84010
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP10	96	1	
			CORON	F110W	STEP32/NSAMP14	224	10	
			DIRECT	F110W	SCAMRR/NSAMP10	2.03	8	

^a *HST* GO 10177 Visit ID number.

^b 2MASS magnitudes from Cutri et al. (2003). Spectral types from Perryman et al. (1997)—HD 181327: $V_T = 7.095 \pm 0.007$, $J = 6.20 \pm 0.02$, $H = 5.98 \pm 0.04$, $K = 5.91 \pm 0.04$, F5/F6 V; HR 4748: $J = 5.52 \pm 0.02$, $H = 5.58 \pm 0.03$, $K = 5.54 \pm 0.02$, B8 V; HIP 7345: $J = 5.49 \pm 0.02$, $H = 5.53 \pm 0.02$, $K = 5.46 \pm 0.02$, A1 V.

^c Position angle (degrees) of image Y -axis (east of north).

^d See Noll et al. (2004) for NICMOS image/readout modes and filters.

^e Exposure time for each exposure (before combining).

^f Number of exposures.

^g *HST* archive data set ID.

possessing a close substellar companion¹⁰ with an isochronal age of ~ 10 – 30 Myr (Lowrance et al. 2000). Second, HD 181327's *Hipparchos*-derived $B - V$ color index of $+0.480$ is completely consistent with an unreddened F5–F6 star.¹¹ This then is in agreement with HD 181327's $e(b - y) = 0.002$ mag (Nordstrom et al. 2004), and the stellar luminosity is then $3.1 \pm 0.3 L_{\odot}$, from which the stellar age estimated using evolutionary tracks by D'Antona & Mazzitelli (1997), Palla & Stahler (2001), and Baraffe et al. (1998) is consistent with ~ 20 Myr.

Assuming blackbody grains, Zuckerman & Song (2004) suggested a thermal equilibrium temperature of 65 K for the IR-emitting dust at a characteristic orbital radius of 35 AU from HD 181327. Neuhäuser et al. (2003), using *NNT*+*SHARP-I* and *SofI*, and Chauvin et al. (2003), with ESO 3.6 m AO+*ADONIS/SHARPII*, conducted searches for a companion candidate to HD 181327, but found none.

2. NICMOS OBSERVATIONS AND DATA PROCESSING

During *HST* Cycle 13 we conducted a NICMOS coronagraphic imaging survey (*HST* GO 10177; PI: Schneider) of 26 main-sequence stars, ~ 10 Myr and older, with strong far-IR excess emission, including HD 181327, to identify and provide spatially resolved scattered-light images of previously suspected, but unimaged, dusty circumstellar disks (SSH05). HD 181327 was observed at two field orientations in a single spacecraft orbit on 2005 May 2 UT using *HST* NICMOS camera 2 (scale: ~ 75.8 mas

pixel⁻¹) with F110W ($\lambda_{\text{eff}} = 1.104 \mu\text{m}$, FWHM = $0.5915 \mu\text{m}$) filter direct and coronagraphic imaging and supporting F180M ($\lambda_{\text{eff}} = 1.7968 \mu\text{m}$, FWHM = $0.0684 \mu\text{m}$) target acquisition exposures. Table 1 provides observational details for our program stars and for the point-spread function (PSF) reference stars that were used to construct the PSF-subtracted imagery discussed in § 2.1. Details of the observing strategy, data reduction and calibration methodologies, and image combination processes, which we apply to all debris disk candidate (and reference PSF) star observations in our *HST* GO 10177 survey are discussed by SSH05, to which we refer the reader for details.

2.1. NICMOS PSF Subtractions

To further reduce the level of the residual instrumentally diffracted and scattered circumstellar light, beyond the improvement in image contrast afforded by the coronagraph itself, we subtract astrometrically registered, flux-scaled images of coronagraphic reference PSFs of nondisk stars of similar spectral energy distributions (SED) from each of the two (one at each field orientation) calibrated combined images of HD 181327. We follow the precepts of the two-orientation coronagraphic PSF subtraction process described by SSH05. We selected 10 candidate PSF stars with near-IR colors similar to HD 181327. Two of these were specifically programmed very bright PSF calibration stars with no *IRAS*-detected excess emission, namely, HR 4748 ($J = 5.52$ mag) and HIP 7345 ($J = 5.49$ mag), each observed at a single field orientation using a full spacecraft orbit and yielding a very high signal-to-noise ratio (S/N). Eight other PSF template candidates were selected from GO 10177 survey targets that exhibited no evidence of scattered-light excesses from circumstellar dust. Each of these eight stars was observed at two field orientations (thus providing two PSF templates each), but was much less deeply exposed than our PSF calibration targets, due to their lesser brightness and the detailed nature of the observing/integration

¹⁰ The total mass of HD 181327 + HR 7329A/B is $\sim 3.8 M_{\odot}$, and stellar binaries with separations ~ 0.1 pc are not unheard of with similar systemic masses. Hence, in the light of recent discussion on brown dwarf formation and binary populations (e.g., see Close et al. 2003, Fig. 15; Burgasser et al. 2006) one might conjecturally consider HD 181327+HR 7329A/B to be a triple system.

¹¹ In the *Hipparcos* catalog, the F5 and F6 stars within 75 pc with parallaxes of $S/N \geq 8$ have median $B - V$ color indices of $+0.464$ and $+0.496$, respectively. Hence, there appears to be no evidence for reddening for HD 181327 (unsurprising, given its distance and environment).

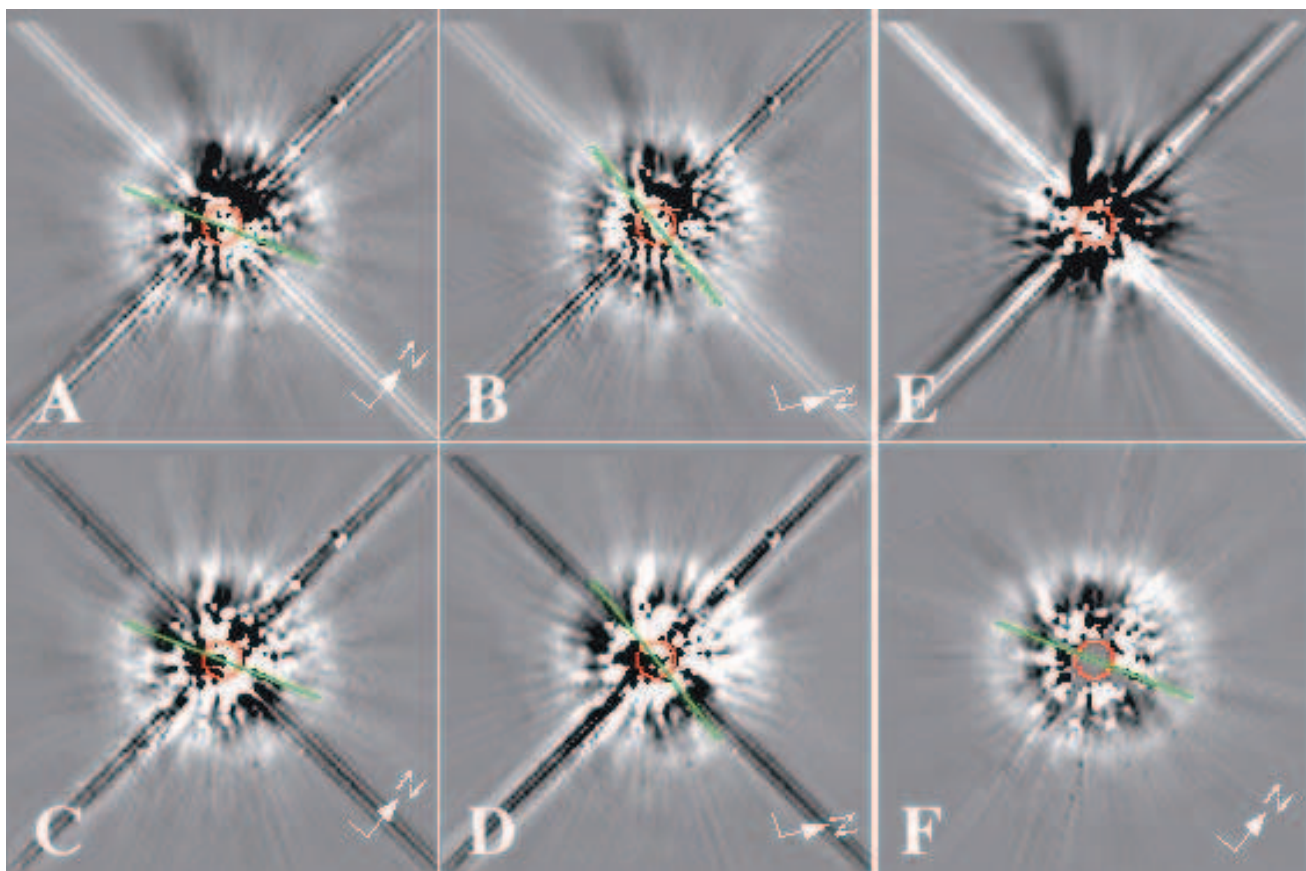


FIG. 1.—(a–d) Representative astrometrically registered, flux-scaled difference images, using two different PSF template stars [HIP 7345 in (a–b) and HIP 4748 in (c–d)], with HD 181327 observed at two field orientations differing by $29^{\circ}9$ (absolute orientations with respect to north as indicated), illustrating the robustness of NICMOS PSF-subtracted coronagraphy in revealing the HD 181327 circumstellar debris ring. (e) Same-scaled and registered PSF minus PSF subtraction of the two template stars. All images are shown with a symmetric bipolar stretch of ± 10 counts s^{-1} pixel $^{-1}$ (F110W SB of ± 2.19 mJy arcsec $^{-2}$) to show the nature (and intensity) of the PSF subtraction residuals. Differential diffractive and scattering artifacts remain spatially fixed on the detector with the spacecraft reorientation, but vary in intensity and phase primarily due to spacecraft “breathing” (Schneider et al. 2001). Note, for example, the diagonal diffraction spikes from the *HST* secondary mirror support and a commonly occurring diffuse coronagraphic scattering feature (known as “the smokestack,” slightly curving to the upper left, dark in [a], [b] and [e]), which appears in conjunction with a more intense “finger” closer to and above the coronagraphic hole (red circles), particularly bright in (c) and (d). (f) Combination of images in (a–d), medianed with equal weight after masking the diffraction spike artifacts in the individual images and rotating all to the same celestial orientation. All panels are $7'' \times 7''$. Green lines indicate the disk major axis.

time strategy for these targets. All 36 HD 181327 minus PSF template subtractions revealed an elliptical ringlike disk that rotated in the celestial frame, following the $29^{\circ}9$ difference in target orientation between the two HD 181327 observational visits (e.g., Figs. 1a–1d). PSF minus PSF subtractions exhibited no such structure (e.g., Fig. 1e), while in all cases rotationally invariant features due to instrumental scattering and diffraction remained fixed in the frame of the detector.

The four images resulting from subtracting the HR 4748 and HIP 4375 high S/N reference PSFs from each of the two images of HD 181327 (differing in orientation $29^{\circ}9$) were of higher photometric efficacy than those obtained using the serendipitous ensemble of PSFs derived from the GO 10177 survey targets and generally were more devoid of azimuthally anisotropic high- and midspatial frequency artifacts arising from aliasing in imperfect PSF subtractions. The HD 181327 debris disk image, which we discuss in this paper, was created using these four PSF-subtracted images. The four images were median-combined with equal weight after alignment, rotation to a common orientation, and masking regions in individual images affected by diffraction spikes from the *HST* secondary mirror support structure (see Fig. 1f). The final NICMOS image, shown in Figure 1f (and Fig. 2a) and dis-

cussed in §§ 5 and 6, has a total integration time of 1536 s in most pixels.

3. ACS OBSERVATIONS

HD 181327 was observed earlier in *HST* GTO program 9987 (PI: Ford) on 2003 November 2 UT using the *HST* Advanced Camera for Surveys High Resolution Camera (ACS HRC; scale ~ 25 mas pixel $^{-1}$) in direct and coronagraphic imaging modes. Two 5 s exposures were taken without the coronagraph in the F606W (“wide” *V* band) filter. After a 0.5 s F502N acquisition exposure, the star was placed behind the $0''.9$ radius coronagraphic occulting spot, and two 1235 s F606W exposures were taken. The ACS images were calibrated by the *HST* OPUS¹² pipeline, and the two coronagraphic exposures were combined with cosmic-ray rejection.

3.1. ACS Coronagraphy and PSF Subtraction

By suppressing the diffraction pattern of the occulted star, the ACS coronagraph reduces the SB of the wings of the stellar PSF by about a factor of 7–10. As with NICMOS, an additional gain

¹² See http://www.stsci.edu/resources/software_hardware/opus.

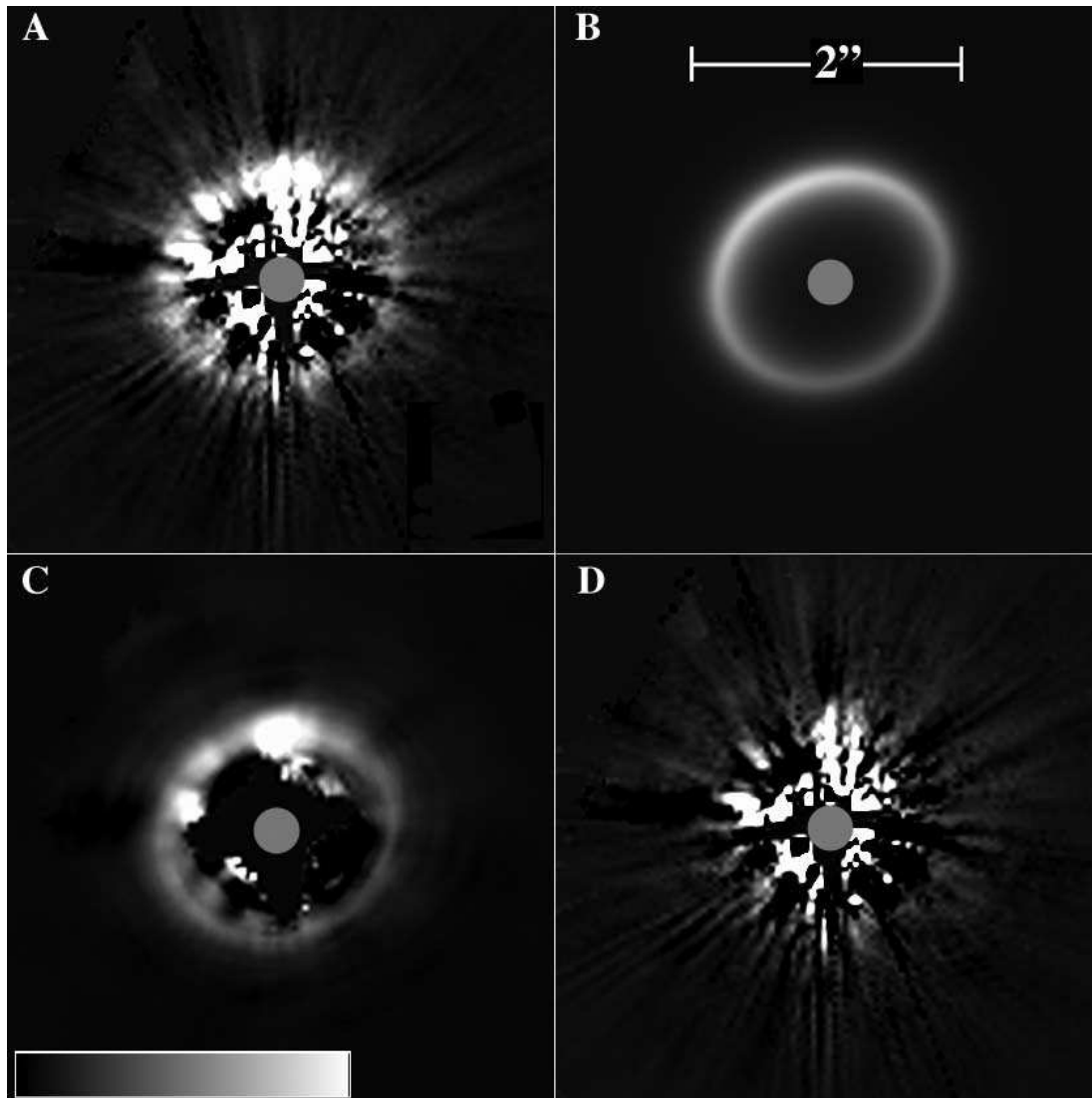


FIG. 2.—(a) NICMOS 1.1 μm two-orientation combined PSF-subtracted coronagraphic image of the HD 181327 debris ring (same image data as Fig. 1f). (b) Best-fit photometric model, as discussed in § 5.4 of the text. (c) Observed image (from [a]) after low-pass filtering with a 9° elliptical boxcar kernel. (d) Residuals after subtracting (b) from (a). All panels are shown at the same linear display stretch, -0.5 (black) to $+10$ (white) counts $\text{s}^{-1} \text{pixel}^{-1}$ (-0.11 to $+2.19$ mJy arcsec^{-2}), and scale (as indicated). Small ($r = 0''.3$) gray circles are centered on the location of the star.

in image contrast can be achieved by subtracting the underlying stellar PSF using a coronagraphic image of another occulted star of similar color, reducing the remaining “background” by factors of 10–100. Additional information on ACS coronagraphic performance is presented in § 6.2 of Gonzaga et al. (2005).

In the case of HD 181327, observations of the F5 V star HD 191089 were used to create a template PSF image for subtraction. HD 191089 was imaged in a single spacecraft orbit immediately following the observations of HD 181327, and a very similar imaging and data-processing strategy was employed. Two 6 s direct and two 1005 s coronagraphic ($r = 0''.9$ occulting spot) exposures were obtained with the F606W filter. The HD 191089 PSF template was scaled to the flux density of HD 181327.¹³ After

¹³ To establish the flux density scaling, for both stars the number of saturated pixels in the PSF core was multiplied by $165,000 e^- \text{pixel}^{-1}$ (full-well depth of an HRC CCD pixel) and added to the flux density measured within a $1''$ radius aperture. Charge in excess of 1 pixel full-well is transferred, without significant inefficiency, to neighboring nonsaturated pixels. For additional information see §§ 4.2.6 and 4.3.1 of Gonzaga et al. (2005), Gilliland (2004), and Bohlin et al. (2003).

finite-aperture photometric and geometric distortion corrections, the target-to-PSF scaling obtained agreed within 2% of the expected value based on the V -band magnitudes of the stars. The subtraction of HD 181327 was optimized by iteratively shifting and subtracting the flux-scaled HD 191089 image until residuals induced by misregistration, beyond $2''$ from the occulted star, were minimized and spatially symmetric. This process coregisters the stars to ~ 0.05 HRC pixels (1.25 mas). The final subtracted image (shown in Fig. 3 at three different image scales and display stretches) was corrected for the well-characterized geometric distortion in the HRC.

3.2. ACS Image Data and Caveats

Near the coronagraphic obscuration, a residual halo of starlight unsuppressed by the ACS coronagraph arises from instrumental scattering (seen as radial streaks) and diffraction by the occulter itself (seen as concentric rings centered on the occulter). The scattered-light streaks are relatively insensitive to star-to-occulter positioning, but the ringlike diffracted light distribution

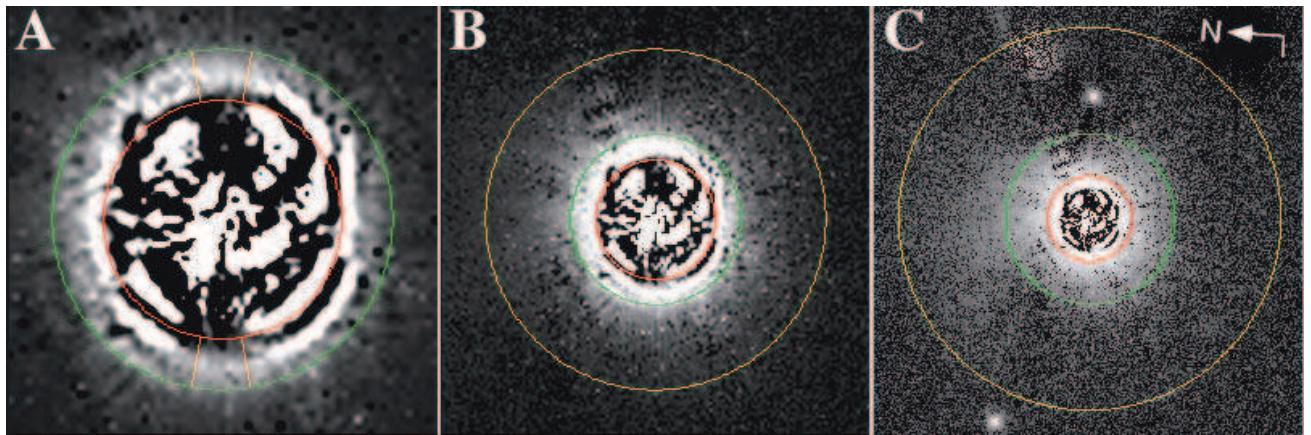


FIG. 3.—ACS $0.6\ \mu\text{m}$ PSF-subtracted coronagraphic image of HD 181327. (a) $2.5'' \times 2.5''$ field, $r = 1.4''$ (red), $r = 2.0''$ (green), -0.1 to $+1.5\ e^- s^{-1}\ \text{pixel}^{-1}$ linear display. The disk is reliably seen only within $\pm 10^\circ$ of the image $+Y$ -axis (P.A. = 274.9° ; arcs bounded in orange). (b) $5'' \times 5''$ field, $r = 1.4''$ (red), $r = 2''$ (green), $r = 4''$ (yellow), 0 – $1\ e^- s^{-1}\ \text{pixel}^{-1}$ square root display. (c) $10'' \times 10''$ field, $r = 2''$ (red), $r = 4''$ (green), $r = 9''$ (yellow), $[-3.3]$ to $[+0.0]\ e^- s^{-1}\ \text{pixel}^{-1}$ logarithmic display. Within $\pm 45^\circ$ of north and $4''$ – $9''$ from the star a faint nebulosity can be seen, with some suggestion of curvature toward the east.

is sensitive to the location of the star within the footprint of the occulter. The ACS PSF-subtracted image of HD 181327 minus HD 191089 (after flux-scaling and image registration) shows instrumentally induced residuals beyond the edge of the occulting spot. The residuals are dominated by diffraction rings predominantly arising from differences in the positioning of the two stars behind the occulter. The registration of the HD 181327 and HD 191089 images required a larger than typical translation (30.1 mas) of the reference PSF, indicative of a target centration error in the acquisition process (assuming that the position of the occulting spot remained stable over the short period of the two-orbit sequential observations of both stars). The position error was much greater along the image horizontal (with respect to the detector), so the PSF subtraction residuals are also larger along that direction. Due to the asymmetry of the PSF subtraction residuals near the edge of the spot, (1) the HD 181327 disk can be detected reliably from $1.4'' < r < 2.0''$ from the star only within $\sim \pm 10^\circ$ arcs centered on the image Y -axis on opposite sides of the star (Fig. 3a) and (2) from $2'' < r < 4''$ a diffuse halo is seen (Fig. 3b), although its nearly circular symmetry and ringlike substructures might implicate a residual contribution of instrumental origin (from imperfect PSF subtraction) that is somewhat difficult to quantify.

Further from the coronagraphic occulting spot, from $4'' < r < 9''$ (well beyond the distance leading to PSF subtraction artifacts discussed in items 1 and 2 above), within $\pm 45^\circ$ of north, a faint nebulosity with a mean SB of $V \approx 21.5\ \text{mag arcsec}^{-2}$ is seen (Fig. 3c).

4. SPITZER MIPS AND IRAS PHOTOMETRY

New 24, 70, and 160 μm imaging photometric observations of HD 181327 were obtained with the MIPS instrument on the *Spitzer* Space Telescope on 2004 April 6 in GTO program 72 (PI: F. Low). We use the photometric measures derived from these observations, along with *IRAS* Faint Source Catalog (FSC) 25, 60, and 100 μm photometry, to better define the thermal SED of the HD 181327 disk (see Fig. 4; Table 2). With these data we find a slightly larger thermal IR excess, $L_{\text{IR}}/L_* = 0.25\%$, than Mannings & Barlow (1998) and a somewhat warmer blackbody equilibrium temperature for the disk grains than the 65 K suggested by Zuckerman & Song (2004). A least-squares blackbody fit to the 24 μm and longer wavelength flux densities indicates an equilibrium temperature of $77 \pm 5\ \text{K}$ for the thermally emitting

grains (after subtracting the small underlying contribution from the stellar photosphere). Following Zuckerman & Song (2004), the warmer grain temperature would also suggest—for grains emitting as blackbodies—a smaller characteristic orbital radius of $\approx 22\ \text{AU}$. The 12 μm emission detected by *IRAS* is not in excess of the stellar photospheric level (see Fig. 4), as confirmed from a recent *Spitzer* IRS spectrum of HD 181327 (Chen et al. 2006).

5. THE HD 181327 RINGLIKE DISK

The NICMOS 1.1 μm PSF-subtracted image of the HD 181327 disk probes closer to the star than the ACS $0.6\ \mu\text{m}$ imagery at all azimuth angles (θ , with $\theta = 0^\circ$ at the position angle closest to the line of sight toward the Earth; see § 5.1). Because the effective inner radius of the ACS image was beyond the peak of the radial SB distribution at most azimuth angles (as revealed by the

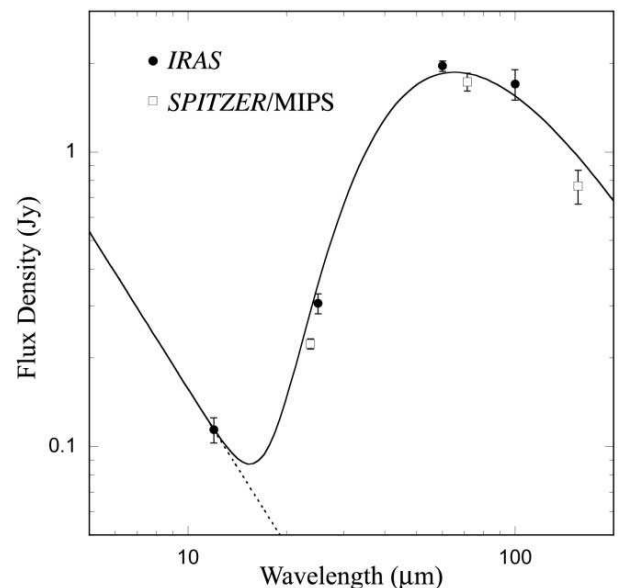


FIG. 4.—HD 181327 spectral energy distribution (SED) from color-corrected *Spitzer* MIPS and *IRAS* photometry (see Table 2). A least-squares blackbody fit to the photometric data indicates a grain equilibrium temperature of $77 \pm 5\ \text{K}$. The black line is the sum of the 77 K fit and a blackbody of $T_{\text{eff}} = 6450\ \text{K}$ for the stellar photosphere (dotted line).

TABLE 2
Spitzer MIPS AND *IRAS* THERMAL IR FLUX DENSITIES

Wavelength ^a (μm)	Source	Flux Density ^b (Jy)	Uncertainty (%)	Color-corrected ^c (Jy)
12.....	<i>IRAS</i>	0.164	10	0.114 ± 0.011
23.68.....	MIPS	0.220	4	0.223 ± 0.009
25.....	<i>IRAS</i>	0.248	8	0.306 ± 0.024
60.....	<i>IRAS</i>	1.86	4	1.96 ± 0.08
71.42.....	MIPS	1.58	7	1.73 ± 0.12
100.....	<i>IRAS</i>	1.72	12	1.70 ± 0.20
155.9.....	MIPS	0.75	12	0.77 ± 0.09

^a Weighted average wavelengths for MIPS; see <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mips/dh>.

^b *IRAS* flux densities from the FSC.

^c *IRAS* 12 μm flux density for 6450 K stellar photosphere. Flux densities for all other bands presume 70 K blackbody circumstellar grains. See <http://irsa.ipac.caltech.edu/IRASdocs/exp.sup/ch6/tabsupC6.html> and <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mips/dh/mipsdatahandbook3.2.pdf>.

NICMOS image), we determined the systemic geometric and overall photometric properties of the HD 181327 disk from the NICMOS image alone.

The HD 181327 debris disk seen in the NICMOS 1.1 μm image is in the form of an inclined ring (Fig. 2*a*). The radial SB of the ring declines monotonically from the (deprojected) radius of its peak brightness, R_{peak} , both inward (appearing cleared toward the center) and outward (appearing bounded or truncated) from R_{peak} .

To establish the geometry of the distribution of debris-scattered light in the HD 181327 ring, we fit image isophotes to nested ellipses and simultaneously solved for the ring axial lengths, major-axis orientation, and photocenter by iterative χ^2 minimization to the NICMOS image. The location of the star (occulted by the coronagraph) was determined using acquisition offset slew vectors downlinked in the engineering telemetry applied to the star's position measured from the well-exposed and critically sampled, pre-slew target acquisition images with a precision of $\lesssim 1/20$ pixel (~ 4 mas; 0.2 AU at 50 pc).

5.1. Geometry of the Ring

Ring geometry.—Assuming intrinsic circular symmetry, we found the ring inclination, $i = 31.7^\circ \pm 1.6^\circ$, from a face-on view-

ing geometry, with the disk major axis oriented at a P.A. of $107^\circ \pm 2^\circ$ east of north. The best elliptical fits find the radial peak in SB at a semimajor-axis length of 22.5 ± 0.3 pixels ($1''.706 \pm 0''.023$). Given HD 181327's annual parallax of 19.77 ± 0.81 mas, we find the radius of the debris ring, $R_{\text{peak}} = 86.3 \pm 3.7$ AU.

Bilateral symmetry.—Figure 5 shows the disk deprojected from the plane of the sky with the major axis on the image horizontal and the location of the occulted star marked. The HD 181327 ring SB appears to be bilaterally symmetric, and the disk SB peaks radially at the same distance at all azimuths. The absence of any significant departure from circular symmetry is illustrated in a low-pass filtered image (Fig. 5*b*) and the corresponding isophotal map of the deprojected disk (Fig. 5*c*). The ring appears to be centered on the star to within a measurement uncertainty of ~ 0.25 pixels (1 AU at 50 pc).

5.2. Photometry of the Disk

The 1.1 μm flux density.—Because of residual “noise” in the PSF subtraction close to the star, there is little useful information at $r < 1''.2$ from the star. The flux density from the ring dominates the subtraction residuals at larger radii. We measured the total 1.1 μm flux density of the disk at $1''.2 < r < 5''.0$ as 9.6 ± 0.8 mJy. The main contributor to the $\sim 8\%$ measurement error arises from imperfect removal of the underlying stellar PSF by under- or over-subtraction due to uncertainties in flux scaling. We assess the magnitude of this error from null PSF-PSF subtractions of the reference stars, scaled to the flux density of HD 181327 (e.g., see Schneider et al. 2001; SSH05). There may be more dust-scattered light interior to this radius. However, as shown below, the radial SB of the disk declines steeply inward from the brightest part of the ring at $1''.71$ (deprojected). The small area interior to $1''.2$ is likely to contribute only weakly to the total light-scattered disk flux density.

The 1.1 μm scattering fraction.—Our direct (noncoronagraphic) images of HD 181327 were saturated in their PSF cores (as expected). Hence, we transform the 2MASS $J = 6.20$ magnitude of HD 181327 to the NICMOS F110W band using the CALCPHOT task in the STSDAS/SYNPHOT synthetic photometry package.¹⁴ Using an F6 V input spectrum, we find that the

¹⁴ See http://www.stsci.edu/resources/software_hardware/stsdas/synphot.

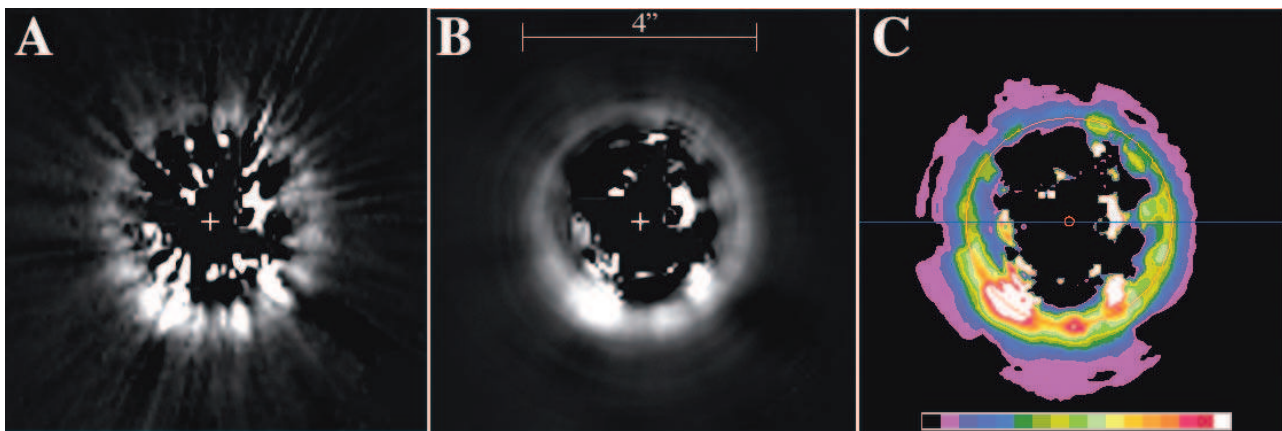


FIG. 5.—HD 181327 debris ring projected to a face-on geometry, while conserving the total flux density. In this figure (a–b) correspond to (a) and (c) in Fig. 2, but with the disk rotated to place the disk major axis (as seen on the sky) along the image horizontal before projection. (c) Linear isophotal contour map of the image in (b) with 6.25% SB contour intervals from +0.1 to +2.19 mJy arcsec⁻². Regions shown as hard white (SB ≥ 2.2 mJy arcsec⁻²) are strongly affected by PSF subtraction artifacts and should be ignored. The plus signs and small red circle mark the location of the star determined from the target acquisition images. The large red circle indicates the distance at which the SB peaks radially, and the blue line indicates the major axis of the ring projected onto the sky.

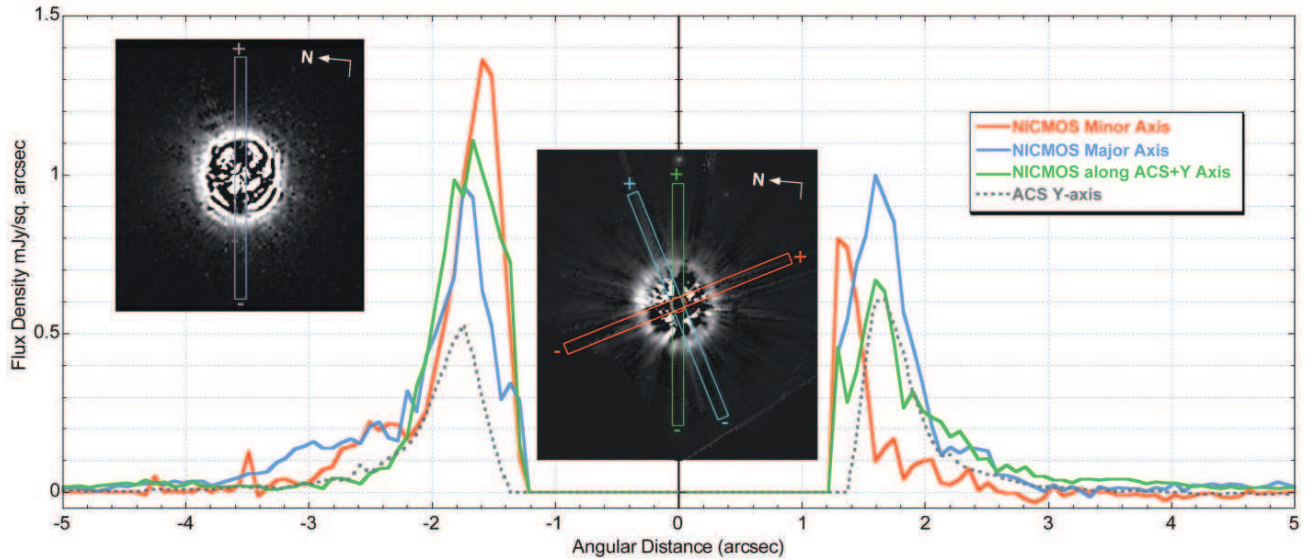


FIG. 6.—Radial SB profiles of the HD 181327 circumstellar ring, NICMOS measures along the disk minor and major axes and in the direction of the ACS image +Y-axis, in $0''.5$ wide strips in radial increments of 1 pixel (~ 75.8 mas). ACS measures are made identically along the HRC image +Y-axis (NICMOS and ACS images are displayed at the same spatial scale and celestial orientation). Uncertainties in the NICMOS measures may be estimated from the 1σ errors shown in Fig. 8. Deriving the ACS measurement uncertainties accurately is problematic due to the very strong azimuthal dependence of the residuals. Based on the profile asymmetries, we estimate the uncertainties in the ACS measures in the $1''.5$ – $2''.2$ radial region to be $<\pm 30\%$ of the SB.

stellar flux density in the NICMOS F110W band is 5.9 Jy; hence, the fraction of starlight scattered by the disk, f_{scat} , at $r > 1''.2$ is $0.170\% \pm 0.015\%$ of the total stellar light. We include in our error estimation the uncertainty in our flux density measurement, and the absolute photometric calibration and transfer of the stellar flux density from 2MASS/*J* to NICMOS/F110W. This $1.1\ \mu\text{m}$ scattering fraction is roughly comparable to the 0.25% thermal IR excess found from the $\geq 24\ \mu\text{m}$ color-corrected *IRAS* and *Spitzer* flux densities (§ 4).

The $1.1\ \mu\text{m}$ axial radial SB.—The SB was measured in radial strips along the disk major and minor axes, as well as in the direction along the image Y-axis in the orientation of the ACS HRC image (see Fig. 6) with radial increments of 75.8 mas (1 NICMOS camera 2 pixel) in both outward directions from the occulted star. At each radial increment the SB was determined from the median flux density measured in regions 1 pixel (along the radial) by $0''.5$ (6.5 pixels, corresponding to a $\pm 10^\circ$ sector perpendicular to the radial at R_{peak}). The major-axis SB profile is symmetric about the star with a peak SB of ~ 0.97 mJy arcsec $^{-2}$ at $r = 1''.71$. In comparison, the asymmetric SB peaks along the minor axis on opposite sides of the star (~ 1.37 and 0.79 mJy arcsec $^{-2}$) are strongly indicative of directionally preferential scattering along the line of sight.

The $1.1\ \mu\text{m}$ deprojected azimuthal-median radial SB.—We measured the disk’s $1.1\ \mu\text{m}$ SB profile as a function of distance from the star with elliptical aperture photometry. In doing so we assumed intrinsic circular symmetry and a disk inclination of $31''.7$ from a face-on geometry. The measurement apertures were elliptical annuli of the same aspect ratio as the apparent disk ellipse ($1:0.851$) and co-aligned with the disk axes. The elliptical annuli were 75.8 mas wide on the major axis and were incremented in semimajor-axis length by the same amount. The deprojected radial SB profile medianed over all azimuth angles is shown in Figure 7. The radial SB was found to peak at all azimuths at isophotal radii of 86.3 AU from the star (i.e., $1''.706$ if deprojected). The SB of the ring medianed over all azimuths

at this peak radius was found to be 1.00 ± 0.07 mJy (F110W = 15.62 ± 0.07 mag) arcsec $^{-2}$ (see Fig. 7), corresponding very closely to the ansal brightness of the ring on the major axis.

Ring width.—On the azimuthal median, the measured FWHM of the deprojected ring (see Fig. 7) is $0''.538$ (~ 29 AU). At all azimuth angles the SB of the ring declines from the $1''.706$

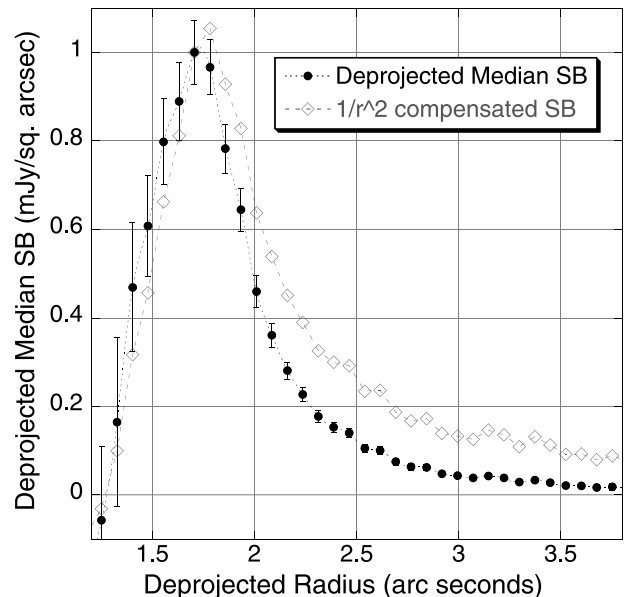


FIG. 7.—Azimuthally medianed $1.1\ \mu\text{m}$ radial SB profile of the HD 181327 ring (deprojected from an inclination angle of $31''.7$ from face-on) and the 1σ uncertainties in each 75.8 pixel wide annular zone measured. The 1σ error bars indicate the dispersion in the NICMOS SB measures around the ring at each elliptical annulus and do not include the $\sim 9\%$ uncertainty in the absolute calibration of the SB. An adjusted profile compensating for the dilution of starlight with distance from the central star normalized to the radius of peak brightness is also shown.

(deprojected) radius of peak brightness more steeply toward the interior. The e^{-1} SB falloff from the azimuthally medianed peak is $0''.334$ (16.9 AU) inwardly and $0''.380$ (19.2 AU) outwardly. In the region $1''.2 < r < 5''.0$ approximately 70% of the 9.6 ± 0.8 mJy scattered-light flux density at $1.1 \mu\text{m}$ is contained within an annulus ± 18 AU in width centered on the brightest zone at $r = 86$ AU from the star.

The 0.6 μm SB.—Because of the strong azimuthal and radial dependencies in the ACS PSF subtraction residuals, SB profiles in the region of the ring were measured from the ACS HRC $0.6 \mu\text{m}$ image only at $r > 1''.4$ in azimuthal sectors within $\pm 10^\circ$ of the image Y -axis. For reasons discussed in § 3.2, these are the only sectors in this annular zone where the flux density of the disk could be measured with reliable error estimates against the azimuthally anisotropic background of diffractive PSF residuals. To permit a direct comparison to the NICMOS $1.1 \mu\text{m}$ image, the ACS image was resampled to the NICMOS camera 2 pixel scale. The SB was measured in both directions from the occulted star along the ACS HRC image Y -axis in a manner identical to the equivalent NICMOS measures. The ACS HRC image Y -axis intersected the HD 181327 ring at 22° from the disk major axis, as determined from the NICMOS image (see Fig. 6). The $0.6 \mu\text{m}$ radial SB profile peaks at $\sim 1''.74$ (at P.A. = 95°) and $1''.66$ (at P.A. = 275°), with a mean SB of $0.57 \pm \leq 0.17$ mJy arcsec $^{-2}$ ($F606W = 16.9 \pm \leq 0.3$ mag arcsec $^{-2}$), declining in intensity more rapidly inward than outward.

5.3. Photometric Model of the $1.1 \mu\text{m}$ Ringlike Disk

Without consideration of the physical properties of the disk grains, we constructed a photometric model of the disk, predicated on the NICMOS $1.1 \mu\text{m}$ image, to determine the width of the ring and the grain scattering efficiency as a function of azimuth angle (i.e., its scattering “phase function” in projection) and to test the measurement of its isophotal radius.

Form of the model.—We built a photometric model of the disk, assuming an inclined, intrinsically circularly symmetric ring.¹⁵ Based on the results of the isophotal ellipse fitting (§ 5.1), we fixed the disk inclination to 31.7° and the orientation to 107° . Allowing for the r^{-2} dilution of the central starlight, the SB of the ring was then parameterized by a set of four free parameters: g_{HG} , R_{peak} , $\text{SB}(\theta = 0^\circ, R_{\text{peak}})$, and W , as follows.

Azimuthal dependence.—We assumed a sky-plane-projected azimuthal angular (θ , measured in the plane of the disk) dependence in the scattering efficiency (g_{HG}) of the disk grains with the line of sight to the scattering phase illumination angle, $\varphi = \cos^{-1}(\sin i \cos \theta)$. The spatially resolved deprojected surface brightness, $\text{SB}(\theta, r)$, with r measured in the plane of the inclined disk, is represented by a scattering phase function of the type suggested by Henyey & Greenstein (1941):

$$\text{SB}(\theta, r) = \text{SB}(0^\circ, R_{\text{peak}}) \left(\frac{1 + g_{\text{HG}}^2 - 2g_{\text{HG}} \sin i}{1 + g_{\text{HG}}^2 - 2g_{\text{HG}} \cos \varphi} \right)^{1.5}. \quad (1)$$

¹⁵ We tested other functional forms, including model disks with uniform and radial power-law SB dependencies, but only the ring model provided a meaningful fit to the observational data. Both the uniform and radial power-law SB models “predicted” excessive levels of scattered light interior to the peak radius of the ring that was recovered with equal fidelity after model implantation into the target minus PSF and PSF minus PSF images; i.e., if the HD 181327 scattered-light ring exhibited such a form, dust-scattered light interior to the ring in excess of the declining levels actually detected (e.g., see Fig. 7) would have been observable (and to even smaller radii, due to more favorable image contrast) with statistical significance.

For the inclination of the HD 181327 disk, scattering phase angles in the range 58.3° – 121.7° are explored.

Radial dependence.—We modeled a radial SB dependence with inward and outward exponential decays in SB from R_{peak} . We characterize the ring width, W , as the distance between the radial points where the SB at any azimuth, $\text{SB}(\theta, r)$ declines to $\text{SB}(\theta, R_{\text{peak}}) e^{-1}$, i.e., 36.8% of the peak SB at the same azimuth.

Convolution.—The disk models were convolved with the NICMOS camera 2 F110W point-source PSF for the SED of an F6 star using a noiseless, high-fidelity, model PSF generated with the *HST* TinyTim optical model¹⁶ (ver. 6.3) described by Krist & Hook (1997).

Fitting process and region.—The set of parameters that best fits the observation for $i = 31.7^\circ$, P.A. = 107° , was found by iterative χ^2 minimization in observed minus model subtractions in the radial zone $1''.2 < r < 3''.0$. The PSF subtraction residuals in the final image have complex spatial characteristics that increase in intensity with decreasing angular distance from the coronagraphically occulted star. Their amplitudes set the inner distance into which these observations can effectively probe. In the fitting process we exclude data for which $r < 1''.2$, as this region conveys little (or no) meaningful information.

At angular distances $> 1''.2$, the instrumentally induced PSF subtraction residuals are typically about a pixel in azimuthal extent, but are correlated on much larger spatial scales radially. These PSF “tendrils” impede the visibility of azimuthal variations in the ring SB on comparable spatial scales. To illustrate the underlying form of the ring, we removed these PSF subtraction residuals by applying an elliptical low-pass filter to the image of the ring (Fig. 2c). We used a $\pm 9^\circ$ rotational boxcar kernel of width 3.5 pixels (i.e., 2.5 resolution elements at the radius suggested by isophote fitting), so only structures with approximately half that width are passed. Any “real” features of comparable azimuthal spatial frequencies are indistinguishable from PSF subtraction artifacts and also smoothed in this process. These high angular spatial frequency features are removed from the filtered disk image at the expense of a degradation in azimuthal spatial resolution. The two bright spots in the northeastern sector of the ring (displayed as “hard white” in Fig. 2c) coincide with the location of the wider *HST*+NICMOS diffraction spikes in two of the four original (precombined) PSF-subtracted images. These regions of enhanced brightness likely arise from larger spatial scale, but localized, imperfections in the PSF subtractions and are not intrinsic to the disk. For this reason, in the fitting process we also exclude these two regions in the northeastern quadrant of the ring, due to the likelihood of their arising from large spatial scale artifacts in the PSF-subtracted image.

5.4. Model-fitting Results

Peak radius.—The peak radius R_{peak} was found to be 22.5 ± 0.4 pixels, in agreement with the radius found from fitting ring isophotes. This corresponds to a physical radius of 86.3 ± 3.9 AU.

Characteristic width.—The characteristic width W was found to be 8.26 ± 0.9 pixels. In this characterization, 69.2% of the light scattered by the dust originates in a 35.8 ± 4.0 AU wide annulus centered 86.3 ± 3.9 AU from the star. (The 4.1% uncertainty in the distance to HD 181327 from its parallax measure has been added in quadrature to the formal fitting error in expressing the uncertainty in R_{peak} and W in AU.)

The $W = 35.8 \pm 4.0$ AU fit to the ring width (as characterized) is in very good agreement with the estimate derived from

¹⁶ See <http://www.stsci.edu/software/tinytim/tinytim.html>.

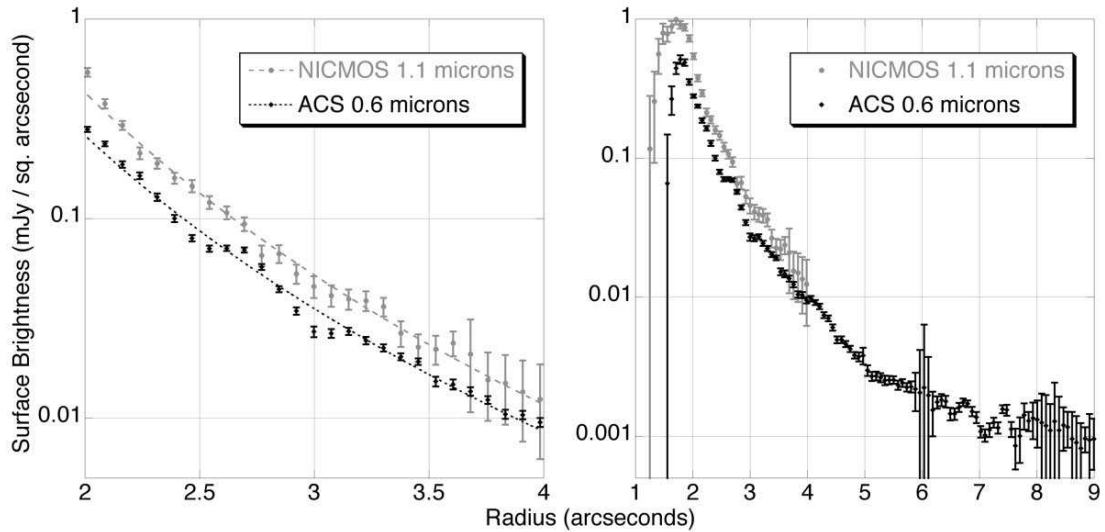


FIG. 8.—NICMOS and ACS deprojected SB profiles of the HD 181327 circumstellar disk from (left) $2''$ – $4''$ (~ 100 – 200 AU) and (right) inner detection radii to $9''$ (~ 450 AU). NICMOS profile is limited to $r < 4''$ due to field of view truncation (see Fig. 9) and integration depth. The 1σ error bars are the standard deviations of the measured SB in each 1 pixel wide radial zone about the zonal median and do not include uncertainties in the absolute calibration of the disk flux densities. The ACS profile was measured after resampling the image to the NICMOS pixel scale (effectively smoothing the image with an ≈ 3 pixel \times 3 pixel kernel).

the direct measures of the median radial profile of the deprojected disk. Neither changes significantly with azimuth when measured in 9° wide azimuthal sectors (in the absence of subtraction artifacts) around the ring. The large-scale azimuthal uniformity of the $\text{FWHM}_{\text{ring}}$ suggests a constant product of the optical depth and grain albedo ($\tau\omega$) with azimuth, and perhaps then azimuthally undifferentiated grains.

Scattering phase function.—The HD 181327 ring exhibits strong directionally preferential scattering with maxima and minima along the line of sight, i.e., in the direction of the ring minor axis, with $g_{\text{HG}} = 0.30 \pm 0.03$, as found in the fitting process. (Discrete SB measurements along small azimuthal sectors at constant deprojected radii depart from this fit due to biasing by local PSF subtraction residuals.¹⁷) A photometric model of the disk, convolved with the NICMOS camera 2 PSF, $g_{\text{HG}} = 0.30$, and $i = 31.7^\circ$ from face-on (shown in Fig. 2*b*), predicts ansal SBs of $0.863 \text{ mJy arcsec}^{-2}$ and minor-axis SB peaks of 1.37 and $0.56 \text{ mJy arcsec}^{-2}$, each in agreement with the photometric measures (Fig. 6) within the 1σ measurement uncertainties assessed with respect to the azimuthal median.

6. NICMOS+ACS

The NICMOS and ACS instruments each better probed a different spatial regime of the HD 181327 circumstellar disk (for a comparative overview of the *HST* coronagraphs, see Schneider et al. 2003).¹⁸ While the spatial domain of overlap with high

¹⁷ The SB of the disk at R_{peak} was also discretely measured as a function of elliptical azimuth around the ring. Measurements were made in “face-on projection,” with the disk SB preserved in the geometric transformation. Circular photometric apertures of both 3.5 and 7 pixel diameters (1 and 2 times the FWHM of the SB peak) were used to measure the SB every 9° (40 measurements), and every 18° (20 measurements) around the ring, respectively. Aperture dilution of the non-uniform flux density distribution is less severe in discrete measurements with the smaller aperture, but these individual measures are more influenced by local subtraction residuals than the larger aperture. The SB measures using both apertures were in agreement with a $g_{\text{HG}} = 0.30 \pm 0.03$ scattering phase function.

¹⁸ See http://nicmosis.as.arizona.edu:8000/POSTERS/AAS_JAN2004_CORON.jpg.

photometric fidelity in the radial region of the debris ring is small, for the reasons noted in § 3.2, the NICMOS and ACS observations together inform us further on the global structure and properties of the disk and its environment. The NICMOS imagery reveals the detailed structure of the disk and the region interior to $\sim 3''$, whereas the larger ACS field and deeper integrations reveal the faint outer nebulosity surrounding the ring at $r > 4''$. In the regions commonly sampled the nearly factor of 2 wavelength coverage afforded by the ACS/F606W ($0.6 \mu\text{m}$) and NICMOS/F110W ($1.1 \mu\text{m}$) filters provide rudimentary color information on the disk grains.

6.1. [F606W] – [F110W] Color of the Disk at R_{peak}

HD 181327 has a V – J (similar to [F606W] – [F110W] for an F5/F6 V star) color index of $\sim +0.80$. As noted in § 5.2, the $0.6 \mu\text{m}$ SB of the disk could be measured reliably only in small regions along the debris ring between $1''.4$ and $2''.0$ flanking the ACS HRC image Y -axis (indicated in Fig. 3*a*) at celestial position angles of 95° and 275° , 22° from the disk major axis (as shown in Fig. 6). Identical measures from the best-fit $1.1 \mu\text{m}$ scattered-light model of the ring based on the NICMOS image found SBs of 1.30 and $0.72 \text{ mJy arcsec}^{-2}$ at the same position angles, respectively. The mean $1.1 \mu\text{m}$ SB in these regions corresponds to 15.61 ± 0.08 ($\text{F110W}_{\text{mag}} \text{ arcsec}^{-2}$). Hence, in these regions where the disk-scattered light peaks radially, the disk grains appear significantly red, with a [F606W] – [F110W] color index of $+1.32 \pm 0.3$. Correcting for the color of the star, the disk grains in this region have an intrinsic [F606W] – [F110W] color index of $+0.5 \pm 0.3$.

6.2. The Outer Regions of the Disk

Beyond R_{peak} , in the region of high photometric reliability of 100 – 200 AU ($r \lesssim 4''$ in the deprojected NICMOS image), the $1.1 \mu\text{m}$ SB declines as $15.75r^{-5.2} \text{ mJy arcsec}^{-2}$ on the azimuthal median (see Fig. 8). Using the ring inclination and orientation derived from the NICMOS image, we similarly deproject the ACS

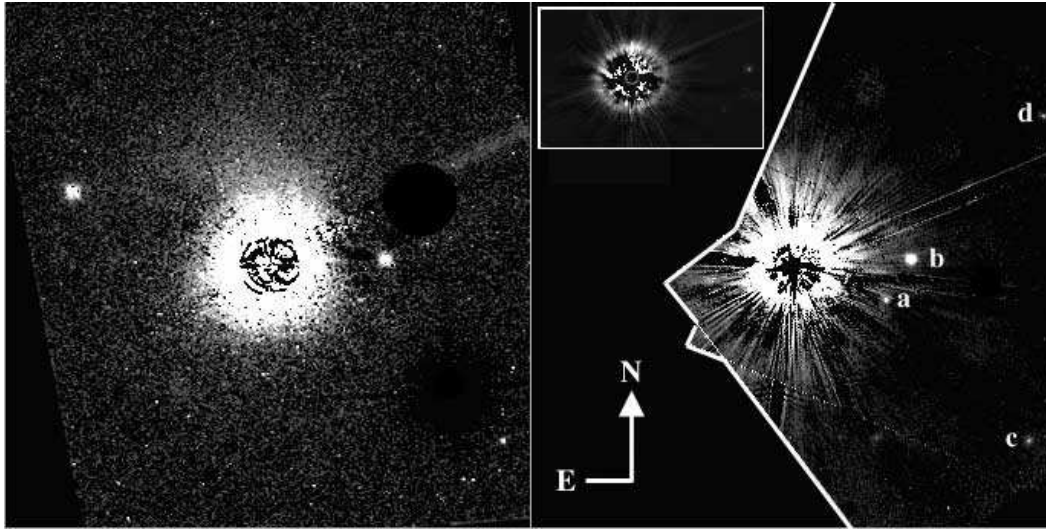


FIG. 9.—Outer regions of the HD 181327 disk in (left) the ACS and (right) the NICMOS PSF-subtracted images within $\pm 12''.5$ of the central star. Both images are square root displays with maximum intensities (hard white) corresponding to 1.4 instrumental counts $\text{s}^{-1} \text{pixel}^{-1}$. Four stars common to both fields are noted (denoted a–d). Inset: Debris ring revealed in the NICMOS image, shown at the same spatial scale and image orientation (linear display from -0.25 to $+10$ counts $\text{s}^{-1} \text{pixel}^{-1}$).

image and find a very similar power-law index with a monotonic decline in the $0.6 \mu\text{m}$ SB of $7.98r^{-4.9} \text{ mJy arcsec}^{-2}$ in the same region (also shown in Fig. 8). The azimuthally medianed $[\text{F606W}] - [\text{F110W}]$ color index of the disk throughout the 100–200 AU region is statistically identical to that found at the two measurable locations at 86 AU (§ 5.2). Hence, from these limited data we see no evidence of radial differentiation in the color of the disk grains.

The ACS image reveals a diffuse low-SB nebulosity to a distance of $\lesssim 9''$ from the star (Fig. 9, left), the inner portion (beyond $\sim 4''$) of which is only hinted at in the NICMOS image (Fig. 9, right). The nebulosity seen in the ACS image, with a mean $0.6 \mu\text{m}$ SB in the $4'' < r < 9''$ region of ≈ 21.5 ($\text{F606W}_{\text{mag}}$) arcsec^{-2} , is azimuthally asymmetric, with the brightest part in an $\sim 90^\circ$ sector to the north of the star and “curving” in the outer regions toward the east. *HST* coronagraphic observations have revealed spiral structures in the circumstellar disks of the Herbig Ae/Be stars HD 100546 (Grady et al. 2001) and HD 141569A (Clampin et al. 2003). In the latter case, Clampin et al. postulated that HD 141569’s outer “arms” might have arisen from tidal interactions from a passing star, which could also be the causal mechanism for both the disk’s stellar photocentric offset and its large azimuthal surface density variations. Neither of these phenomena is seen in the HD 181327 disk. The southwest arm of the HD 141569A disk seems to be associated with its M-star companions, but no tidally interacting companions have been found for HD 181327 (see § 6.3). Kalas et al. (2002) have reported on the existence of Pleiades-like reflection nebulosities in the environments of Vega-like stars of spectral types K2 V–B9.5 V (i.e., similar to HD 181327), although an examination of *Spitzer* 24 and $70 \mu\text{m}$ images of the field around HD 181327 (§ 4) does not reveal any emission structure that could be identified with the low-SB feature seen in the ACS $0.6 \mu\text{m}$ image. Hence, the observations we report here, unfortunately, do not inform us on the physical nature of the axially asymmetric nebular structure in proximity to HD 181327 that may or may not be physically associated with its disk.

6.3. Tests for Companionship

In § 1 we suggest that HD 181327 and the 10–30 Myr star HR 7329 (Lowrance et al. 2000) are a common proper motion (PM) pair, strengthening the argument for HD 181327’s youth. Four pointlike objects (stars) are seen in the more immediate vicinity of HD 181327 in both the NICMOS and ACS images (denoted a–d in Fig. 9). Although stars a and b were within the $12''.6 \times 12''.6$ SHARP-I (Neuhäuser et al. 2003) and $12''.7 \times 12''.7$ SHARP-II (Chauvin et al. 2003) survey fields, neither was detected in either study. We also searched for low-luminosity (substellar) companion candidates in close angular proximity to HD 181327 using the NICMOS coronagraphic images. Following Schneider & Silverstone (2003b) and Lowrance et al. (2005), we implanted model “PSF stars” (using noiseless TinyTim 6.3 PSFs; Krist & Hook 1997) into a difference image made of the two differentially oriented coronagraphic images of HD 181327. Even in the presence of the HD 181327 disk, at and interior to the radius of peak SB, we found (similar to Weinberger et al. [1999] in the case of HD 141569A) that at this approximate age brown dwarf or giant-planet companions with masses $\geq 10M_{\text{Jup}}$ would be detectable to an interior radius of $\approx 1''$. To these approximate sensitivity limits, no close-proximity substellar companion candidates were found.

The age of HD 181327, presumed ~ 12 Myr as a member of the β Pictoris moving group, could be further constrained by estimating the age of a low-mass (stellar) companion (e.g., by the presence of Li, the $\text{H}\alpha$ equivalent width, X-ray activity, etc.). We tested the possibility of companionship of the four stellar-like objects appearing in the NICMOS and ACS images through differential PM measures over the 1.5 yr between observations. On the aggregate, the four had measured differential PMs of $(\Delta R.A., \Delta \text{decl.}) = (-42.3, +83.9) \text{ mas yr}^{-1}$ with a 1σ dispersion of $\pm(3.3, 16.0) \text{ mas yr}^{-1}$ with respect to HD 181327, suggestively indicating the reflective motion of HD 181327 [the largest outlier, star c, was discrepant from the ensemble mean by $(4.8, 23.6) \text{ mas yr}^{-1}$]. The PM of HD 181327 itself is given as $(+24, -82) \text{ mas yr}^{-1}$ by Perryman et al. (1997). Given the very good internal agreement in the measured PM of the four stars, the

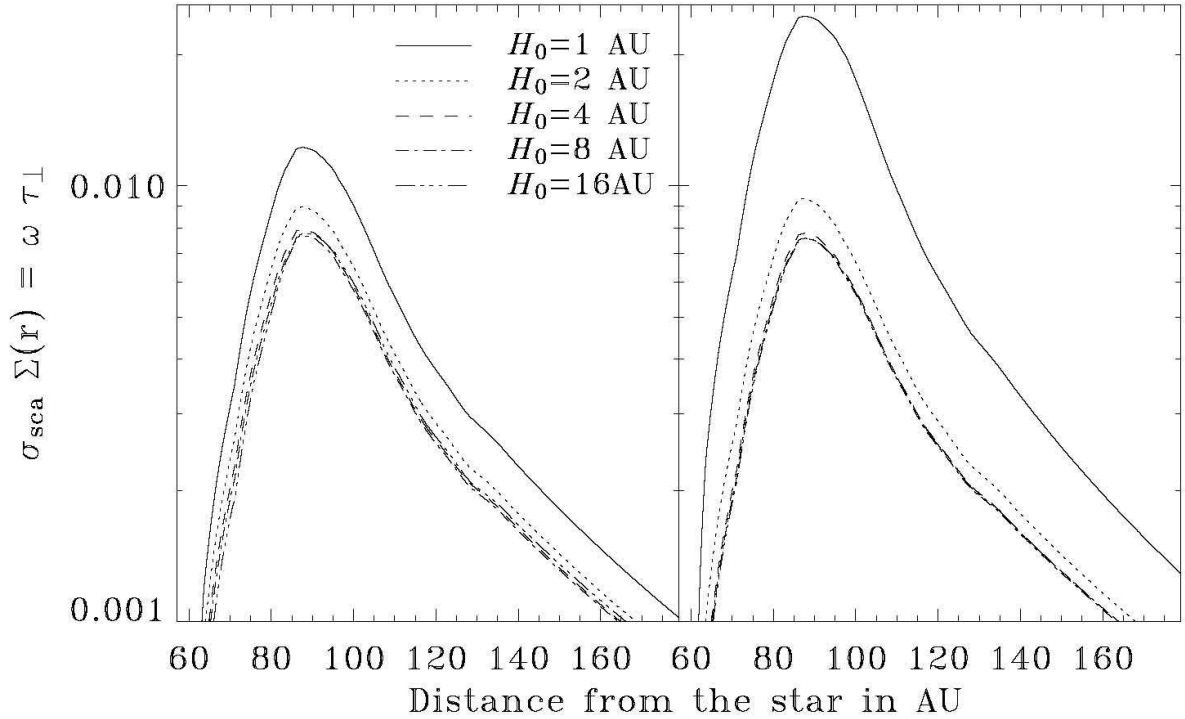


FIG. 10.—Surface density profiles multiplied by the mean scattering cross section at $1.1 \mu\text{m}$, assuming different vertical scale heights (H_0). *Left*, exponential vertical profile ($\gamma = 1$); *right*, Gaussian profile ($\gamma = 2$).

dispersion being $<(0.14, 0.20) \sigma$ of the PM of HD 181327, all four, unfortunately, are very likely background stars.¹⁹

7. DISK/GRAIN PROPERTIES

7.1. Inversion of the Scattered-Light SB Profile: Approach

We modeled the scattered-light surface brightness, $\text{SB}(x)$, of an axisymmetric, inclined, and optically thin disk, measured at a projected distance x from the star along the apparent major axis, following the methodology described by Augereau & Beust (2006) such that

$$\frac{\text{SB}(x)}{\Phi^*} = \int_x^{r_{\text{max}}} \sigma_{\text{sca}} \rho(r, z) \frac{f(\varphi) + f(\pi - \varphi)}{r^2 - x^2 \cos^2 i} \frac{\sin i}{\sqrt{r^2 - x^2}} r dr, \quad (2)$$

where i is the disk inclination from pole-on, $\rho(r, z)$ is the disk number density in the cylindrical frame centered on the star and attached to the disk, r_{max} is the outer disk radius, Φ^* is the stellar flux at the Earth at the wavelength considered, and σ_{sca} and $f(\varphi)$ are the scattering cross section of the grains and the anisotropic

¹⁹ The magnitude of the apparent discrepancy in the reflective PM in right ascension of HD 181327 over the 1.5 yr between the observations, assessed from the four star ensemble compared to its a priori measured value, is ~ 28 mas (approximately 1/3 of a NICMOS camera 2 pixel). We attribute this discrepancy to an (unresolved) intercamera differential astrometric systematic uncertainty, likely due to differential camera distortion corrections and/or occulted target centration errors (as previously noted in § 3.2 for the ACS observation). We note that all four “reference stars” were spatially distributed within a single quadrant (to the west of HD 181327) due, in part, to the intersecting areas of the two camera fields. A more isotropic distribution of reference stars (or a two-epoch observation with the same instrument) would have provided a better absolute astrometric solution. A fifth, brighter, star appears in the ACS field (to the east of HD 181327) only, so its differential PM could not be measured.

scattering phase function at phase angle φ , respectively, both averaged over the grain size distribution.

In the case of HD 181327, the mean phase function $f(\varphi)$ is observationally constrained and can be approximated by a Henyey-Greenstein type phase function with $g_{\text{HG}} = 0.3 \pm 0.03$ at $1.1 \mu\text{m}$, as noted in § 5.4. We also presume an axisymmetric disk predicated on the observed bilateral symmetry of the scattered-light ring in the NICMOS image. Therefore, for a given vertical dust distribution, $Z(r, z)$, the product of the midplane number density, $\rho(r, 0) = \rho(r, z)/Z(r, z)$, and the mean scattering cross section, σ_{sca} , can be obtained by directly inverting the observed SB profile $\text{SB}(x)$. We do so using the technique detailed in Augereau & Beust (2006) and discuss the properties of the dust ring as a function of $Z(r, z)$.

We characterize the vertical distribution with a three-parameter function $Z(r, z) = \exp\{-[|z|/H(r)]^\gamma\}$, where $H = H_0(r/r_0)^\beta$ is the vertical scale height and r_0 is the observed radius of the ring (86.3 AU). We calculated the midplane number density for both exponential ($\gamma = 1$) and Gaussian ($\gamma = 2$) profiles, assuming either a linearly flaring ($\beta = 1$) or nearly flat ($\beta = 0.1$) disk. In each case, 20 scale heights, $1 \text{ AU} \leq H_0 \leq 20 \text{ AU}$, were considered, corresponding to $0.012 \lesssim H_0/r_0 \lesssim 0.23$ (see § 7.3).

To compare the profiles, we introduce the disk surface density, $\Sigma(r)$, which can be written

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{sca}} \Sigma(r) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{\text{sca}} \rho(r, z) dz \\ &= C_\gamma H(r) \sigma_{\text{sca}} \rho(r, 0) = \omega \tau_\perp(r), \end{aligned} \quad (3)$$

where $\tau_\perp(r)$ is the vertical optical thickness at $1.1 \mu\text{m}$, ω is the mean albedo in the NICMOS F110W passband averaged over the grain size distribution, and C_γ is a constant value depending on γ ($C_1 = 2$ and $C_2 = \sqrt{\pi}$).

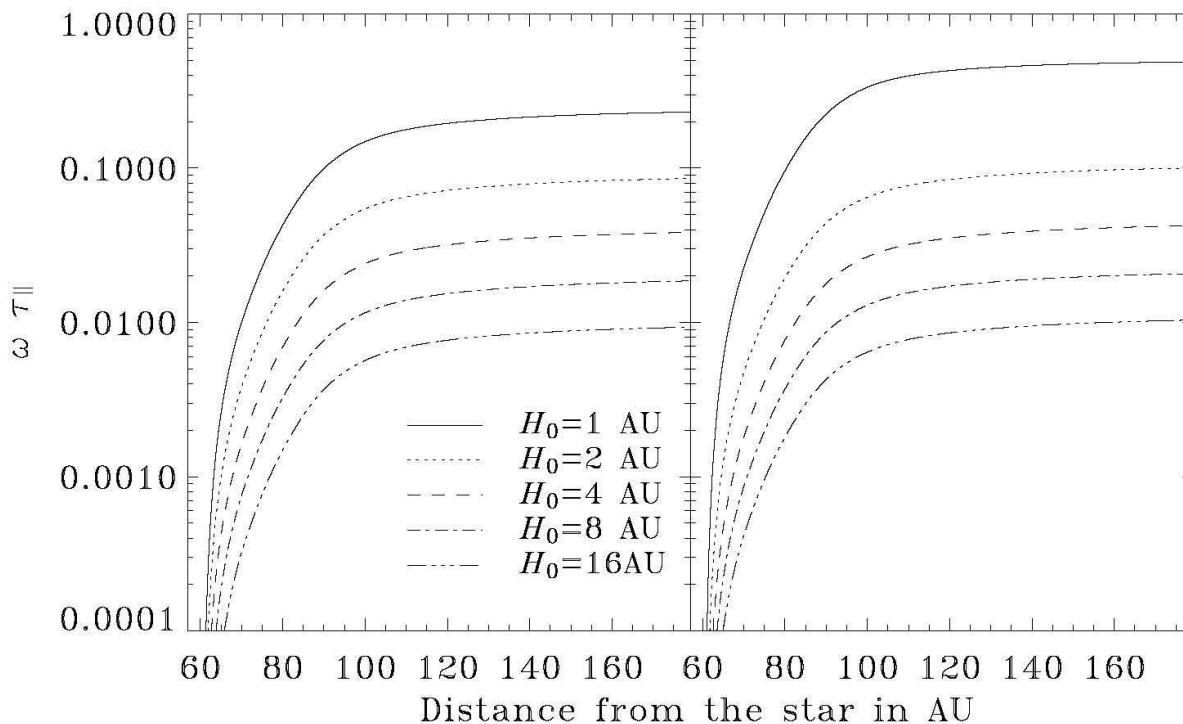


FIG. 11.— Midplane disk thickness in the NICMOS F110W band as a function of the distance from the star for different vertical scale heights (H_0). *Left*, Exponential vertical profile ($\gamma = 1$); *right*, Gaussian profile ($\gamma = 2$).

7.2. Inversion of the Scattered-Light SB Profile: Results

Figure 10 shows several $\sigma_{\text{sca}}\Sigma(r) = \omega\tau_{\perp}(r)$ profiles obtained by directly inverting the averaged NICMOS F110W SB profile. For sufficiently large values of H_0 , the vertical optical thickness at $1.1 \mu\text{m}$ is independent of the shape of $Z(r, z)$, while the width of the ring²⁰ of $43 \pm 1 \text{ AU}$ (FWHM $\simeq 32.5 \pm 0.5 \text{ AU}$) depends slightly on the vertical profile. At large distances, the surface density profile falls off as $\sim r^{-3}$, in agreement with the observed r^{-5} SB profile. A surface density profile $\Sigma(r) \propto r^{-3}$ is fully consistent with dust grains supplied by parent bodies on circular orbits and placed in orbits of high eccentricity by a drag force $\propto a^2/(r^2 + z^2)$, where a is the grain size (e.g., see eq. [3] and Fig. 1 of Lecavelier des Étangs et al. 1996). This model also requires a differential grain size distribution that does not depart too much from a $a^{-3.5}$ power law and is in good agreement with the conclusions from the SED fitting (see § 8). Moreover, because the model needs the dust dynamics to be largely unaffected by gas, the shape of the observed dust profile may indicate low gas density, as it has been similarly shown for β Pictoris (Thébaud & Augereau 2005).

As HD 181327 is a star of spectral type F5/F6 V, radiation pressure contributes at least partly to the total drag force on the grains. In that picture, the dust particles observed at distances larger than $\sim 100 \text{ AU}$ most likely originate from a belt of large solid bodies peaking close to 87.6 AU .

The midplane optical thickness, τ_{\parallel} , in the NICMOS F110W passband is related to the vertical thickness through

$$\omega\tau_{\parallel}(r) = \int_0^r \sigma_{\text{sca}}\rho(R, 0) dR = \int_0^r \frac{\omega\tau_{\perp}(R)}{C_{\gamma}H(R)} dR, \quad (4)$$

where τ_{\parallel} is the $1.1 \mu\text{m}$ optical thickness calculated from the region between the inner edge of the disk and a distance r . As shown in Figure 11, with H_0 too small the disk appears marginally optically thick in the midplane. Using the constraints on the grains for astronomical silicates (Weingartner & Draine 2001; § 8), we estimate the mean albedo, ω , to be ≈ 0.6 . Although the albedo is not well constrained, we can safely conclude that H_0 must be $\geq 4 \text{ AU}$ ($H_0/r_0 > 0.05$), to ensure that the disk is optically thin in all directions at $1.1 \mu\text{m}$. When this condition is fulfilled, the ring vertical thickness, $\tau_{\perp}(r)$, reaches a maximum of ~ 0.01 (assuming $\omega \approx 0.6$) at 87.6 AU (Fig. 10). Assuming a grain mass density of 3.5 g cm^{-3} and a $a^{-3.7}$ differential grain size distribution between $1 \mu\text{m}$ and 1 mm , we infer a total dust mass of $\approx 4.1 M_{\text{Moon}}$ ($\approx 0.05 M_{\oplus}$).

The collision timescale may be estimated as suggested by Backman & Paresce (1993),

$$t_{\text{coll}} \simeq \frac{\sigma_{\text{sca}}}{\pi\langle a^2 \rangle} \frac{r^{1.5}}{2\omega\tau_{\perp}(r)\sqrt{GM}}, \quad (5)$$

where $\pi\langle a^2 \rangle$ is the mean geometric cross section of the grains averaged over the grain size distribution, G is the gravitational constant, and M is the stellar mass ($\sim 1.35 M_{\odot}$ for an F5/F6 V star). The size distribution derived in § 8 gives $\sigma_{\text{sca}}/\pi\langle a^2 \rangle \simeq 1.4$. For such grains located within 150 AU of the star, the collision timescale is $< 10^5 \text{ yr}$, except very close to the inner ring edge, where the density is extremely low. At the position of the peak surface density, $t_{\text{coll}} \approx 10^4 \text{ yr}$ (hence about 3 orders of magnitude smaller than the star's age). The ring is then collision dominated, and the smallest of the released grains can populate the outer disk, thanks to radiation pressure commensurate with the r^{-3} surface density profile at large distances. The short collision timescale implies that any dynamical process for the dust grains lasting longer than 10^4 – 10^5 yr can thus be neglected. This is the

²⁰ Full width at e^{-1} of the maximum.

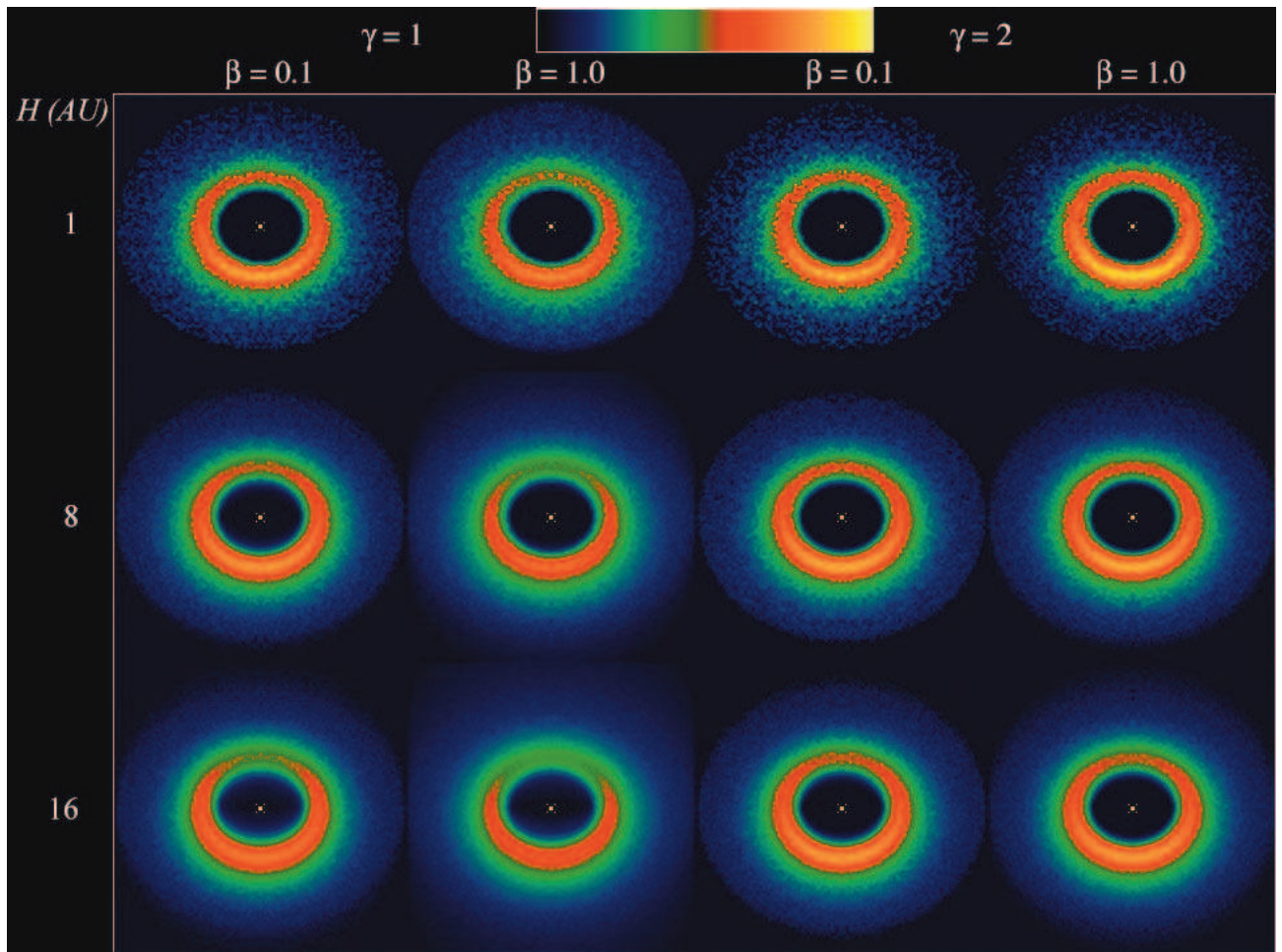


FIG. 12.— Scattered-light patterns from representative nearly flat ($\beta = 0.1$) and linearly flaring ($\beta = 1$) model disks with both exponential ($\gamma = 1$) and Gaussian ($\gamma = 2$) midplane number density profiles for disks with vertical scale heights, H_0 , of 1, 8, and 16 AU at r_0 ($r_0 = 86.3$ AU for HD 181327). Square root stretched image displays are normalized to the peak intensity of the ($\beta = 1, \gamma = 2, H_0 = 1$ AU) model disk (upper right panel).

case of Poynting-Robertson drag for which the depletion timescale at 87.6 AU for just-bound grains compares to the stellar age (i.e., ~ 10 Myr); i.e., dust cannot populate the disk interior to the ring due to Poynting-Robertson drag.

7.3. Scattered-Light Models and Fits

Synthetic scattered-light images of the HD 181327 circumstellar disk were generated employing the three-dimensional radiative transfer code, MCFOST, described by Pinte et al. (2006). The product of density, $\rho(r, z)$, and scattering cross section, σ_{sca} , resulting from the inversion of the SB profiles (§§ 7.1 and 7.2) were used assuming a Henyey-Greenstein scattering phase function with $g_{\text{HG}} = 0.3$ (§ 5.4). Photon packages escaping the system with inclination angles between $30^\circ.5$ and $32^\circ.5$ were recorded in the synthetic images. Representative model disks for a subset of characterizing parameters α , β , and H_0 , corresponding to several of the profiles discussed in § 7.2 (and presented in Figs. 10 and 11), are shown in Figure 12.

The spatially resolved flux densities predicted by the MCFOST scattered-light models were fit to the NICMOS image in the annulus of high S/N ($r \approx 1''.3$ – $2''.3$) enclosing the observed scattered-light ring. Each of the previously discussed models, tiling the parameter spaces illustrated in Figure 12, were fit to the NICMOS image by χ^2 minimization, scaling the intensities of the predicted

scattered-light patterns to the observed spatially resolved flux densities. A representative example (the $\beta = 1, \gamma = 2, H_0 = 1$ AU case) and its fit to the NICMOS image after χ^2 minimization are shown in Figure 13. Within each (β, γ) family of models, the reduced χ^2 estimation was relatively flat for $H_0 < 8$ AU. In § 7.2 we separately concluded that H_0 must be ≥ 4 AU ($H_0/r_0 > 0.05$); hence we suggest $4 \text{ AU} \lesssim H_0 \lesssim 8 \text{ AU}$.

8. GRAIN SIZE DISTRIBUTION

Both the ACS ($0.6 \mu\text{m}$)–NICMOS ($1.1 \mu\text{m}$) color of the HD 181327 disk and the measured scattering asymmetry factor ($g_{\text{HG}} = 0.3$ at $1.1 \mu\text{m}$) indicate that the scattered-light images are dominated by submicron grains. The grain properties that may explain the scattered-light observations should also be consistent with other independent constraints for the grains. In particular, grains at the observed radius of 86.3 AU should produce an infrared signature consistent with the measured long-wavelength excesses, and the grain properties should be consistent with basic dynamical considerations. Because HD 181327 is an F5–F6 type star, the radiation pressure force on the grains is expected to be significant and can expel sufficiently small grains from the disk on very short timescales.

We have assumed a unity-normalized differential grain size distribution [$\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} dn(a) = 1$] of the form $dn(a) \propto a^\alpha da$ between a

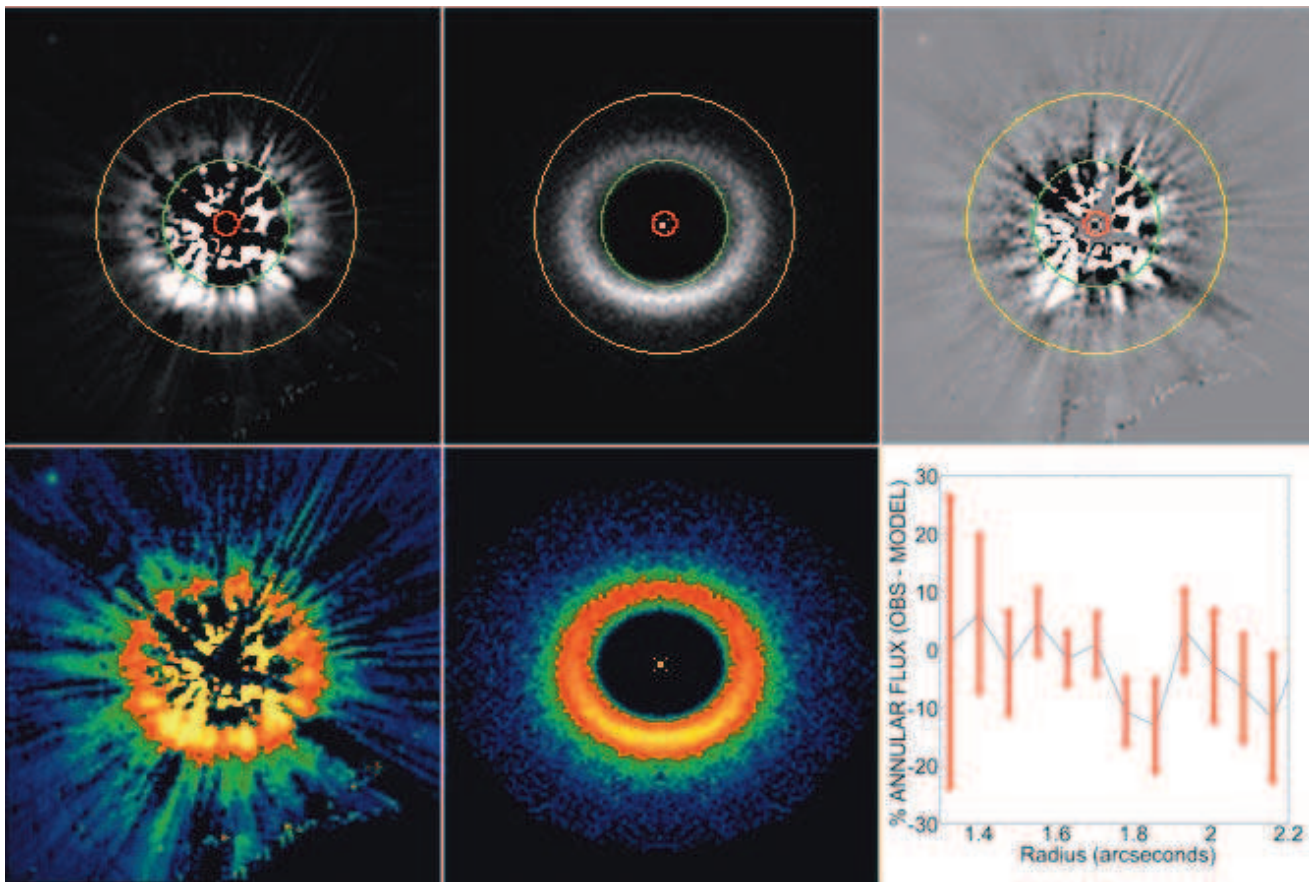


FIG. 13.—Representative χ^2 (convergent minimization) fit of one of the MCFOST disk models (*middle panels*; the $\beta = 1$, $\gamma = 2$, $H_0 = 1$ AU case, as shown in Fig. 12) to the NICMOS observation of HD 181327 (*left panels*). The fitting region (in the $r \approx 1''.3$ – $2''.3$ annular zone) is bounded by the green and yellow circles overlaid in the top panels. *Top*, Linear displays (0 – 1.5 mJy arcsec $^{-2}$; *black to white*) closely corresponding to the peak SB of the HD 181327 disk; *bottom*, same data displayed over the same dynamic range, but with a square root stretch (same color intensity scale, as shown in Fig. 12). *Top right*, Residuals remaining after subtracting the model image, shown in the linear (± 1.5 mJy arcsec $^{-2}$) display; *bottom right*, residual flux densities and their 1σ deviations about their respective medians in each 1 pixel (75.8 mas) wide annular zone, as a percentage of the predicted flux densities ($\sim 10\%$ over the region of the scattered-light ring).

minimum grain size, a_{\min} , and a maximum grain size, a_{\max} . We thus search for (a_{\min}, κ) pairs consistent with the four constraints of color, g_{HG} , IR excess, and blowout size limit (thus corresponding to the depletion timescale) identified above. In the following, the maximum grain size is assumed to be large enough that the results are not affected. The grain optical properties are calculated with the Mie theory valid for hard spheres and for astronomical silicates (optical constants from Weingartner & Draine 2001).

The measured mean scattering asymmetry factor, $g_{\text{HG}} = 0.3 \pm 0.03$, in the F110W passband then reads

$$g_{\text{HG}}(a_{\min}, \kappa) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} g(a) \pi a^2 Q_{\text{sca}} dn(a) / \sigma_{\text{sca}}, \quad (6)$$

where Q_{sca} is the dimensionless scattering efficiency, $\sigma_{\text{sca}} = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 Q_{\text{sca}} dn(a)$, and $g(a)$ is the grain-size-dependent scattering asymmetry factor at $1.1 \mu\text{m}$. As the disk is optically thin, the measured disk color depends on the ratio of scattering cross sections and phase functions at the two observed wavelengths. The mean scattering asymmetry factor at $0.6 \mu\text{m}$, unfortunately, could not be measured from the ACS image. We therefore made the rough assumption that the phase function in the ACS passband is comparable to that found from the NICMOS ($1.1 \mu\text{m}$) observations. In that case, the measured color corresponds directly

to the mean scattering cross section ratio, $[F606W] - [F110W] = 2.5 \log(\sigma_{\text{sca}}[F606W]/\sigma_{\text{sca}}[F110W]) = +0.5 \pm 0.3$.

To further constrain the grain size, we used the surface density profile obtained in § 7 to calculate infrared flux densities in the $\lambda > 12 \mu\text{m}$ *IRAS*²¹ and *Spitzer* MIPS bands (Table 2) as functions of a_{\min} and κ using the Augereau et al. (1999b) model. Fitting the SED leads to reduced χ^2 contours in the (a_{\min}, κ) parameter space, as illustrated in Figure 14. The best fit is obtained for minimum grain sizes close to $1 \mu\text{m}$, in very good agreement with the radiation-pressure-induced minimum grain size. The SED fitting also reduces the range of possible κ values, the best fit being obtained for a power-law index of ≈ -3.7 , quite close to the theoretical -3.5 power-law index, which holds for systems in collisional equilibrium (Dohnanyi 1969; Fig. 14, *dashed line*).

The ACS-NICMOS disk color is reproduced with only slightly smaller ($0.4 \mu\text{m} \lesssim a_{\min} \lesssim 0.6 \mu\text{m}$) grains than those with sizes that best fit the thermal SED ($1 \mu\text{m} \lesssim a_{\min} \lesssim 2 \mu\text{m}$). Nevertheless, these grains remain too large to reproduce the measured asymmetry factor g_{HG} (requiring $a_{\min} \lesssim 0.1 \mu\text{m}$ grains in our formulation). In the frame of the Mie theory, the observed mean asymmetry factor can indeed be reproduced only when scattering

²¹ The $12 \mu\text{m}$ emission detected by *IRAS* arises from the stellar photosphere, not the disk.

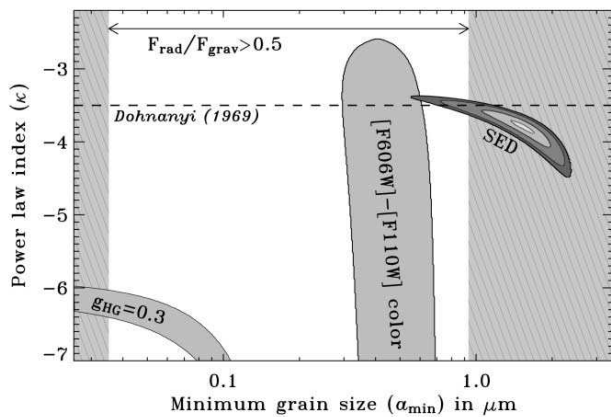


FIG. 14.— Minimum grain sizes and power-law indices suggested, separately, by the observed scattered-light disk asymmetry factor (§ 5.3), the $[0.6] - [1.1] \mu\text{m}$ color index of the grains (§ 6.1), the thermal IR SED (§ 4), and a theoretical radiation force blowout size limit (§ 8) presuming a single population of hard spherical silicate grains with $dn(a) \propto a^\kappa da$. Optical constants from Weingartner & Draine (2001) are adopted for Mie scattering by the grains. The radiation force and grain temperatures have been calculated with a NextGen atmosphere model spectrum ($T_{\text{eff}} = 6450 \text{ K}$, $\log g = 4.5$; Hauschildt et al. 1999) scaled to match the observed V -band magnitude. SED fits corresponding to a reduced χ^2 of 0.25, 1, 2.5, and 3.5 (with corresponding probabilities of 78%, 37%, 8%, and 3%) are shown.

is dominated by very small grains, which is achieved when both a_{min} and κ are extremely small. This inconsistency may relate to the fact that while we have calculated the asymmetry factor for hard silicate spheres (a simplifying assumption inappropriate for grains with more complex structures), the scattering phase function is very sensitive to the shape and structure of the grains. In addition, the HD 181327 disk may possess disk grains that (1) originate in more than a single population, (2) are radially segregated in distance from the star, and (3) have a grain size distribution not well represented by a single power law.

The grains that are predominantly responsible for HD 181327's thermal infrared excess may not be those that give rise to the circumstellar light scattered at 0.6 to $1.1 \mu\text{m}$. In the case of the debris system circumscribing HR 4796A (Schneider et al. 1999), Augereau et al. (1999b) suggested a two-component dust population with large grains of ISM-like composition (moderate-

porosity amorphous silicates) at the radius of the scattered-light disk and high-porosity crystalline grains close to the star. The thermal emission from HD 141569's circumstellar disk was shown by Marsh et al. (2002) to arise from within $1''$ (100 AU) of the star from 12 to $21 \mu\text{m}$ imaging, while light scattered by the star at 1.1 and $1.6 \mu\text{m}$ (Weinberger et al. 1999; Augereau et al. 1999a) originates (and extends) significantly farther out. While HD 181327's thermal SED is not inconsistent with the possibility of ISM-like grains (e.g., $\kappa \approx -3.5$, with $a_{\text{min}} < 1 \mu\text{m}$; Mathis et al. 1977) in the scattered-light debris ring, the presumption of a single population of hard, spherical, silicate grains would be inapplicable for grains that have grown (evolved) from ISM-like structures and may be spatially (radially) segregated in distance from the star.

9. DISCUSSION

The inferred spatial distribution of dust detected about stars, from thermal infrared excesses (as measured from *IRAS* and *Spitzer*), often predicts central clearings or “holes” to explain the observed SEDs. Scattered-light imagery of circumstellar debris directly provides constraints on the spatial distribution of dust that are independent of the dust grain temperature in regions sufficiently far from the central star to be instrumentally probed with high spatial resolution. The central regions of dusty circumstellar disks that are nearly edge-on to the line of sight (e.g., β Pictoris, AU Microscopii, and HD 32297) remain hidden at optical and near-IR wavelengths, due to the opacity of the dust. The inner regions of debris disk systems that are more inclined to the line of sight, such as HD 181327, are revealed directly and give support to the interpretation of inner holes from analyses of debris disk SEDs. While only a very small number of light-scattered images of circumstellar debris disks exist, the growing number allows intercomparison of the disk characteristics with stellar type and age (when sufficiently constrained; see Table 3; Fig. 15). With the notable exception of α PsA, which thus far has only been observed in scattered light with *HST* ACS, all of the debris disks listed in Table 3 have been observed with scattered-light imagery in the optical and the near-infrared. Very recently, two newly discovered, scattered-light disks around older (0.3 – 1 Gyr) stars, HD 53143 and HD 139664 (Kalas et al. 2006), have been reported, significantly adding to this still very limited sample.

TABLE 3
CIRCUMSTELLAR DEBRIS SYSTEMS IMAGED IN SCATTERED LIGHT

Star	Spectral Type	Age (Myr)	r^a (AU)	$f_{\text{NIR}}(r > 0''.3)$	L_{IR}/L_*	Asymmetry	Image
AU Mic ^b	M0	12–20	210	...	0.0004	Wing tilt	Fig. 15a
β Pic ^c	A5	12–20	1600	0.003	0.0015	Many	Fig. 15b
HD 32297 ^d	A0	$\leq 10?$	> 400	0.0033	0.0027	SB/W. tilt	Fig. 15c
HR 4796A ^e	A0	8	70	0.0024	0.005	Azimuthal	Fig. 15d
HD 181327	F5/6	12	86	0.0017	0.0025	No, $g \approx 0.3$	Fig. 15e
HD 141569A ^f	HAeBe/B9.5	5	400	0.0025	0.0084	Yes	Fig. 15f
HD 107146 ^g	G2	30–250	170	1.4×10^{-4}	0.001	No, $g \approx 0.2$	Fig. 15g
α PsA ^h	A3	200	140	10^{-6}	5×10^{-5}	Offset, $g \approx 0.3$	Fig. 15h

^a The r_{AU} value reported is the scattered-light maximum extent detected for nearly edge-on disks (and HD 141569A), the radius of peak SB for ringlike disks (HR 4796A, HD 181327, and α PsA).

^b AU Mic: Kalas et al. (2004).

^c β Pic: Kalas & Jewitt (1995); f_{NIR} estimated from Kalas et al. (2000); L_{IR}/L_* from Decin et al. (2003).

^d HD 32297: Schneider et al. (2005).

^e HR 4796A: Schneider et al. (1999).

^f HD 141569A: Weinberger et al. (1999); for anisotropies, see Mouillet et al. (2001) and Clampin et al. (2003).

^g HD 107146: Ardila et al. (2004); g at $0.8 \mu\text{m}$.

^h α PsA: Kalas et al. (2005); L_{IR}/L_* from Decin et al. (2003).

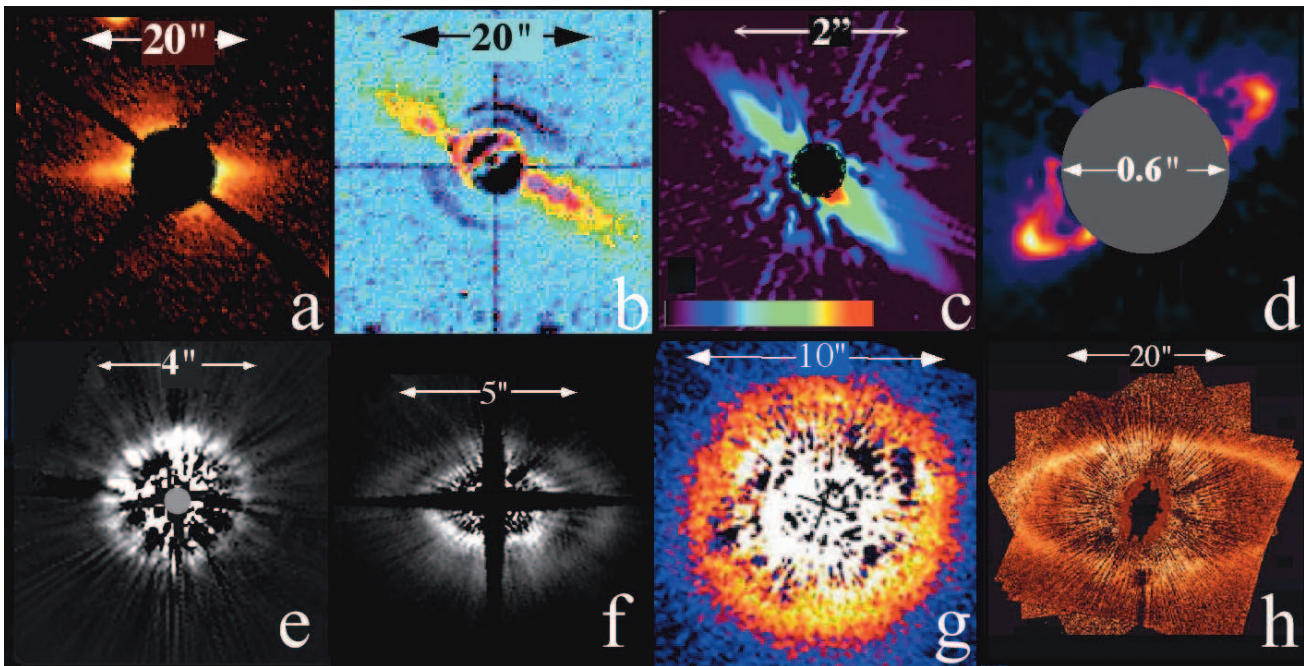


FIG. 15.—Circumstellar debris systems imaged in scattered light. (a) AU Mic; (b) β Pic; (c) HD 32297; (d) HR 4796A; (e) HD 181327; (f) HD 141569; (g) HD 107146; (h) α PsA. See Table 3 for details. Fig. 15a reprinted with permission from Kalas et al., 2004, *Science*, 303, 1990; © 2004 AAAS. Fig. 15b reprinted with permission from Smith & Terrile, 1984, *Science*, 226, 1421; © 1984 AAAS.

Of the debris disks imaged to date, the HR 4796A ringlike disk is, in many respects, the most morphologically similar to HD 181327's. Both scattered-light disks appear as relatively narrow annuli, have similar near-IR scattering fractions and thermal IR excesses, and are of similar physical size (70 and 86 AU in radii, respectively). Both stars, while not coeval (HR 4796A is a member of the TW Hya association, and HD 181327 is in the β Pictoris moving group), are of similar ages (~ 10 Myr) and spectral types.

Directionally preferential scattering, symmetric about the disk minor axis (i.e., with respect to the line of sight) is seen in the HD 181327 disk. Such nonisotropic scattering might be expected from circumstellar particles evolved from a primordial ISM-like population (comparable in size to, or larger than, the $1.1 \mu\text{m}$ wavelength of the observation), and similar behavior is seen in the HR 4796A debris ring and in those of α PsA and HD 107146 as well.

These four ringlike debris disks vary by factors of ~ 2 in radius [from the already noted smaller HR 4796A and HD 181327 to the larger HD 107146 (133 AU; Ardila et al. 2004) and α PsA (145 AU; Kalas et al. 2005)] and ~ 4 in ring width-to-radius ratio ($w:r$; from ~ 0.17 , for both HR 4796A [Schneider et al. 2004] and α PsA, to 0.64 for the very broad HD 107146 ring, and, in between, HD 181327, at 0.38). The disks about HR 4796A and α PsA, both early A stars, are most disparate in radius, but most similar in $w:r$ ratios, suggesting a lack of simple scalability in ring geometries conflated (if not determined) instead by dynamical and kinematic processes in play. For example, in the case of HR 4796A, the outer radius of its disk may be truncated by the dynamical influence of its M-star companion (e.g., Artymowicz & Lubow 1994). The sharp inner and more shallow outer edges of the illumination-corrected scattered-light radial profiles of HD 181327 (Fig. 7) and α PsA (Fig. 3 of Kalas et al. 2005) are remarkably similar, suggesting similar clearing and/or confinement mechanisms for the disk grains.

The photocenter of the α PsA dust ring is asymmetrically offset from the position of the central star. As suggested by Kalas et al. (2005), such an asymmetry may implicate the existence of one (or more) planetary perturbers. The HR 4796A debris ring exhibits an $\sim 20\%$ SB asymmetry at the ring ansae at near-IR and optical wavelengths (Schneider & Silverstone [2003a]; also seen in its mid-IR thermal emission, as reported by Telesco et al. 2000), with no photocentric offset in the position of the star relative to the ring ansae detectable in the scattered-light observations. Such a nonaxisymmetric SB asymmetry about the ring minor axis could also arise from a local enhancement (or depletion) in the dust density distribution due to perturbations from unseen, co-orbital, planetary-mass bodies (e.g., Ozernoy et al. 2000). However, alternative mechanisms, depending on the amount of residual gas in the system, could account for the ring structure itself (e.g., Klahr & Lin 2005; Takeuchi & Artymowicz 2001) without invoking planetary-mass companions.

The HD 181327 ring morphology is biaxially symmetric, centered on the star, and devoid of any readily apparent azimuthal SB anisotropies aside from those dependent on scattering phase angle. Such a ring structure could arise from gas drag in the absence of planets, although the gas-to-dust ratio in the HD 181327 disk is currently unknown.

10. SUMMARY

We have imaged a circumstellar debris disk about the ~ 12 Myr old F5/F6 V star and β Pictoris moving group member HD 181327 in $1.1 \mu\text{m}$ and $0.6 \mu\text{m}$ light scattered by the disk grains. Our $1.1 \mu\text{m}$ PSF-subtracted NICMOS coronagraphic observations reveal a bilaterally symmetric ringlike structure, 31.7 ± 1.6 from face-on, with a major-axis P.A. of $107^\circ \pm 2^\circ$ east of north. We estimate the $1.1 \mu\text{m}$ disk flux density in the region $1''.2 < r < 5''.0$ to be 9.6 ± 0.8 mJy (0.17% of the total stellar light), with $\sim 70\%$ of the disk flux density contained within a 36 AU

wide annulus centered on the brightest zone at $r = 86$ AU from the star, well beyond the blackbody-characterized 22 AU radius of the thermally emitting dust detected in the *IRAS* and *Spitzer* MIPS bands. The scattered-light disk appears to be centrally cleared (to within $1''$ of the star, the limiting region that can be effectively probed with our NICMOS observations) and centered on the star.

The SB of the ring of debris-scattered light is well represented by a Henyey & Greenstein (1941) type scattering phase function with $g_{\text{HG}} = 0.3$. Modeling the disk, we find a vertical scale height $H_0 = 5\%–10\%$ of the 87.6 AU radius of the maximum surface density at that radius. The observed dust ring explains the thermal IR excess emission above the stellar photospheric level measured by *IRAS* and *Spitzer*, provided that $a_{\text{min}} \gtrsim 1 \mu\text{m}$ with a grain size distribution $\propto a^{-3.7}$, presuming hard, spherical, silicate grains. With these grain parameters and the surface density profiles derived by direct inversion of the SB profiles obtained from the NICMOS imagery, we infer a total dust mass of $\approx 4M_{\text{Moon}}$ ($\approx 0.05 M_{\oplus}$) in the collision-dominated ring. Such grains, however, fail to reproduce the $g_{\text{HG}} = 0.3$ scattered-light asymmetry factor, suggesting a more complex (possibly mixed) population of disk grains. To better constrain the possible grain sizes and their radial distributions, in *HST* Cycle 15 we will obtain $2 \mu\text{m}$ coronagraphic imaging polarimetry observations with NICMOS (a new, recently enabled, observing mode; Hines & Schneider 2004) of the HD 181327 disk (GO program 10847).

Additional circumstellar light is seen from $2''$ to $4''$ (100–200 AU) in both $1.1 \mu\text{m}$ NICMOS and $0.6 \mu\text{m}$ ACS imagery, declining in SB as $\sim r^{-5}$ in both bands. The SB profile beyond 100 AU is consistent with the blowout timescale for grains in the

inner disk by radiation pressure, collisional grains with a size distribution as discussed, and low gas pressure in the disk. A low-SB diffuse outer halo ($V \approx 21.5$ mag arcsec $^{-2}$) is seen in the ACS image extending as far as $\sim 9''$ (450 AU) to the north of the star.

We are grateful to F. J. Low and P. S. Smith of the *Spitzer* GTO (PID 72) team for providing MIPS imaging photometry of HD 181327. We thank Elizabeth Stobie (NICMOS Project, University of Arizona) for her significant contributions to this program through her development, implementation, enhancement, and support of analysis software used throughout the course of this study. We appreciate the commentary received from Eric Mamajek, particularly in regard to the age estimation for HD 181327 beyond its “guilt by association” as a presumed member of the β Pictoris moving group, as reflected in our discussion in §§ 1 and 6.3 of this paper. This investigation was based on observations made with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained at the Space Telescope Science Institute (STScI), which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. These observations are associated with programs GO 10177 and GTO/9987. Support for program GO 10177 was provided by NASA through a grant from STScI. S. Wolf was supported by the German Research Foundation (DFG) through the Emmy Noether grant WO 857/2-1. J.-C. Augereau, C. Pinte, and F. Ménard acknowledge financial support from the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of CNRS/INSU, France. We acknowledge the use of the SIMBAD database.

REFERENCES

- Ardila, D. R., et al. 2004, *ApJ*, 617, L147
 Artymowicz, P., & Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
 Augereau, J. C., & Beust, H. 2006, *A&A*, 455, 987
 Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Menard, F. 1999a, *A&A*, 350, L51
 Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999b, *A&A*, 348, 557
 Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, *A&A*, 370, 447
 Aumann, H. H., et al. 1984, *ApJ*, 278, L23
 Backman, D. E., & Paresce, F. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tucson: Univ. Arizona Press), 1253
 Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, *A&A*, 337, 403
 Bohlin, R., Hartig, G., & Sparks, W. 2003, STScI Instrument Science Report ACS 02-03 (Baltimore: STScI), <http://www.stsci.edu/hst/acs/documents/isrs/isr0203.pdf>
 Buitrago, J., & Mediavilla, E. 1986, *A&A*, 162, 95
 Burgasser, A. J., Reid, I. N., Siegler, S., Close, L., Allen, P., Lowrance, P., & Gizis, J. 2006, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press), in press
 Chauvin, G., et al. 2003, *A&A*, 404, 157
 Chen, C., et al. 2006, *ApJS*, 166, 351
 Clampin, M., et al. 2003, *AJ*, 126, 385
 Close, L. M., Siegler, N., Freed, M., & Biller, B. 2003, *ApJ*, 587, 407
 Cutri, R. M., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0
 D’Antona, F., & Mazzitelli, I. 1997, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 68, 807
 Decin, G., Dominik, C., Waters, L. B. F. M., & Waelkens, C. 2003, *ApJ*, 598, 636
 Dohnanyi, J. W. 1969, *J. Geophys. Res.*, 74, 2531
 Gilliland, R. 2004, STScI Instrument Science Report ACS 04-01 (Baltimore: STScI), <http://www.stsci.edu/hst/acs/documents/isrs/isr0401.pdf>
 Gonzaga, S., et al. 2005, ACS Instrument Handbook, Version 6.0 (Baltimore: STScI)
 Grady, C. A., et al. 2001, *AJ*, 122, 3396
 Hauschildt, P. H., Allard, F., & Baron, E. 1999, *ApJ*, 512, 377
 Henyey, L. G., & Greenstein, J. L. 1941, *ApJ*, 93, 70
 Hines, D. C., & Schneider, G. 2004, *BAAS*, 205.0504
 Kalas, P., Graham, J. R., Beckwith, S. V. W., Jewitt, D. C., & Lloyd, J. P. 2002, *ApJ*, 567, 999
 Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
 Kalas, P., Graham, J. R., Clampin, M. C., & Fitzgerald, M. P. 2006, *ApJ*, 637, L57
 Kalas, P., & Jewitt, D. 1995, *AJ*, 110, 794
 Kalas, P., Larwood, J., Smith, B. A., & Schultz, A. 2000, *ApJ*, 530, L133
 Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
 Klahr, H., & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 632, 1113
 Krist, J., & Hook, R. N. 1997, in *The 1997 HST Calibration Workshop with a New Generation of Instruments*, ed. S. Casertano, R. Jędrzejewski, & T. Keyes (Baltimore: STScI), 192
 Krist, J., et al. 2005, *AJ*, 129, 1008
 Lecavelier des Étangs, A., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1996, *A&A*, 307, 542
 Lowrance, P. J., et al. 2000, *ApJ*, 541, 390
 ———. 2005, *AJ*, 130, 1845
 Mamajek, E., et al. 2004, *ApJ*, 612, 496
 Mannings, V., & Barlow, M. J. 1998, *ApJ*, 497, 330
 Marsh, K. A., Silverstone, M. D., Becklin, E. E., Koerner, D. W., Werner, M. W., Weinberger, A. J., & Ressler, M. E. 2002, *ApJ*, 573, 425
 Mathis, J., Rumpl, W., & Nordsieck, K. 1977, *ApJ*, 217, 425
 Metchev, S. A., et al. 2005, *ApJ*, 622, 451
 Mouillet, D., Lagrange, A. M., Augereau, J. C., & Ménard, F. 2001, *A&A*, 372, L61
 Neuhäuser, et al. 2003, *Astron. Nachr.*, 324, 535
 Noll, K., et al. 2004, NICMOS Instrument Handbook, Version 7.0 (Baltimore: STScI)
 Nordstrom, B., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
 Ozernoy, L. M., Gorkavyi, N. N., Mather, J. C., & Taidakova, T. A. 2000, *ApJ*, 537, L147
 Palla, F., & Stahler, S. W. 2001, *ApJ*, 553, 299
 Pantin, E., & Lagage, P.-O. 1996, in *The Role of Dust in the Formation of Stars*, ed. H. U. Käufl & R. Siebenmorgen (Berlin: Springer)
 Perryman, M. A. C., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
 Pinte, C., et al. 2006, *A&A*, in press (astro-ph/0606550)
 Schneider, G., Becklin, E. E., Smith, B. A., Weinberger, A. J., Silverstone, M., & Hines, D. C. 2001, *AJ*, 121, 525
 Schneider, G., Cotera, A. S., Silverstone, M. D., & Weinberger, A. J. 2004, in *ASP Conf. Ser. 324, Debris Disks and the Formation of Planets* (San Francisco: ASP), 247

- Schneider, G., & Silverstone, M. 2003a, in ASP Conf. Ser. 291, Hubble's Science Legacy: Future Optical/Ultraviolet Astronomy from Space, ed. K. R. Sembach, et al. (San Francisco: ASP), 69
- Schneider, G., Silverstone, M., & Hines, D. C. 2003, BAAS, 203, 4602S
- Schneider, G., & Silverstone, M. D. 2003b, Proc. SPIE, 4860, 1
- . 2005, ApJ, 629, L117 (SSH05)
- Schneider, G., et al. 1999, ApJ, 513, L127
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1984, Science, 226, 1421
- Takeuchi, T., & Artymowicz, P. 2001, ApJ, 557, 990
- Telesco, C., et al. 2000, ApJ, 530, 329
- Thébaud, P., & Augereau, J.-C. 2005, A&A, 437, 141
- Weinberger, A., et al. 1999, ApJ, 525, L53
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, ApJ, 548, 296
- Zuckerman, B., & Song, I. 2004, ApJ, 603, 738
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001, ApJ, 562, L87
- Zuckerman, B., & Webb, R. A. 2000, ApJ, 535, 959

7.3 Prochaines étapes

La modélisation simultanée des images en lumière diffusée et de la SED de HD 181327 s'est avérée impossible à l'aide d'une distribution composée de grains sphériques et homogènes. L'émission thermique du disque requiert des grains de taille supérieure au micromètre, sensiblement plus grande que la taille sous-micronique indiquée par la répartition angulaire du rayonnement.

Plusieurs hypothèses peuvent expliquer cette différence :

- l'émission thermique et la lumière diffusée peuvent sonder deux populations de grains différents, dans le cas d'une distribution en taille qui s'éloigne fortement d'une loi de puissance,
- l'hypothèse de grains sphériques et homogènes n'est pas valide. Il est en effet possible que les grains aient des formes complexes, comme par exemple celles d'agrégats composés de sphères individuelles. De telles particules pourraient reproduire le comportement observé dans HD 181327. La lumière diffusée peut n'être sensible qu'à une petite fraction de l'agrégat, auquel cas la fonction de phase serait proche de celle d'une petite particule, alors que l'émission thermique va dépendre principalement de la masse totale de l'agrégat et va donc correspondre à l'émission d'une sphère de volume équivalent à celui de l'agrégat.

La figure 7.1 présente les résultats de calcul des propriétés de diffusion d'agrégats plus ou moins compacts, de masses égales. On peut voir que dans le régime d'angles de diffusion compris entre 60° et 120° , qui correspondent aux angles sondés par les observations de HD 181327, la pente de la fonction de phase dépend fortement de la géométrie du grain. Elle est quasiment plate pour un grain compact (courbe noir), et présente un g proche de la valeur de 0.3 observée pour un agrégats moyennement floconneux (courbe rose). Quelque soit la géométrie de l'agrégat, il présente une fonction de phase plus plate que celle de la sphère de masse équivalente (courbe). De tels grains pourraient donc expliquer les propriétés de diffusion et d'émission thermique observées dans le disque de HD 181327.

Les disques optiquement minces offrent ainsi une opportunité unique d'étudier les propriétés des grains. Parce qu'ils sont optiquement minces, les effets de transfert radiatif sont beaucoup plus aisés à comprendre : nous avons un accès direct aux propriétés de diffusion, les diffusion multiples étant extrêmement rares, et nous avons la possibilité d'étudier une même population dans différents régimes de longueurs d'onde. Nous avons dans ce cas la possibilité de déterminer de manière relativement précise quel type de famille de grains peuvent être à l'origine des images observées, même si la détermination exacte de la forme des grains restent hors de notre portée.

La suite de ces travaux s'organise autour de trois axes principaux. D'abord, l'obtention de nouvelles données par des campagnes d'observation des disques. Deuxièmement, la modélisation intensive des propriétés des grains, pour étudier les effets de la forme des grains, de leur porosité, de la rugosité de surface, ... sur les propriétés de diffusion et d'émission thermique. Finalement, un ajustement global des modèles sur les données observationnelles sera réalisé, en interprétant simultanément la lumière diffusée et l'émission thermique pour déduire des indices de la non sphéricité des grains et déterminer plus précisément les limites d'applicabilité de la théorie de Mie.

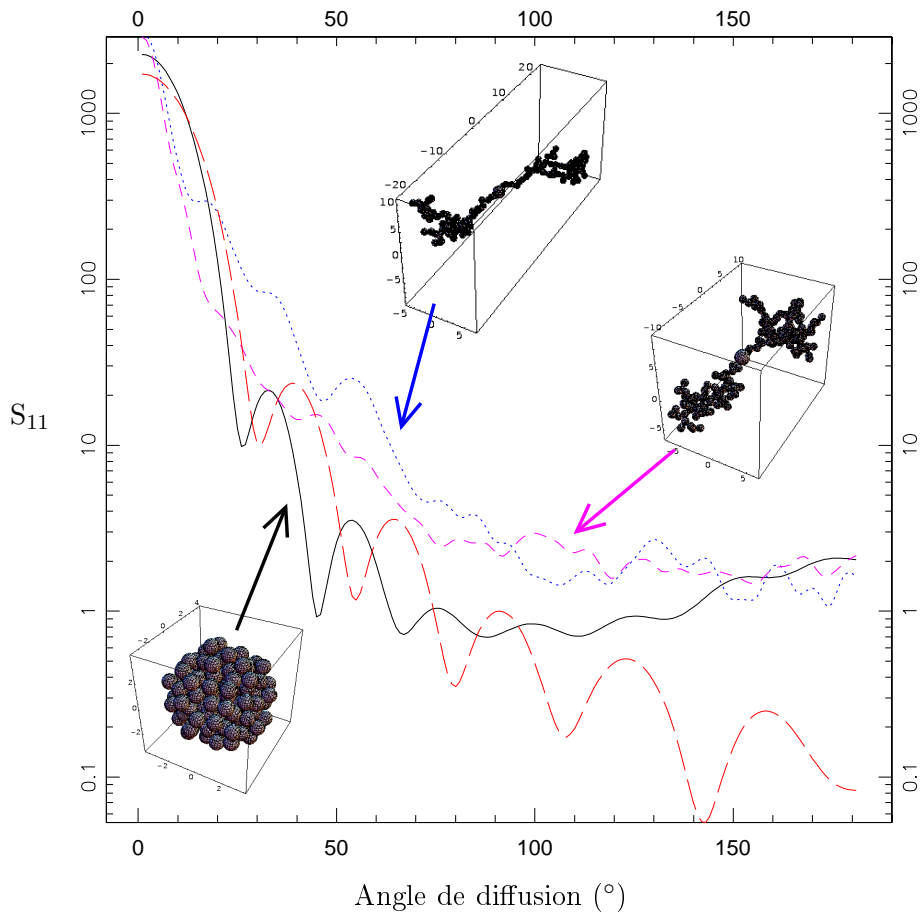


Figure 7.1 – Fonction de phase d'agrégats plus ou moins compacts. Les trois agrégats sont composés d'une sphère centrale de $1\ \mu\text{m}$ et entourés de 150 billes de $0.5\ \mu\text{m}$. La courbe noire (trait plein) correspond à l'agrégat le plus compact possible (obtenu en lançant et en retirant 100 fois chaque bille et en la plaçant finalement à la position la plus proche du centre), la courbe rose (tirets courts) à un agrégat moyennement floconneux (obtenu en lançant 1 fois chaque bille et en la laissant à sa place) et la courbe bleue (points) à un agrégat très floconneux (obtenu en lançant et en retirant 100 fois chaque bille et en la plaçant finalement à la position la plus éloignée du centre). La courbe rouge (tirets longs) représente la fonction de phase d'une sphère de volume équivalent. Les angles de diffusion sondés dans le disque de HD 181327 sont compris entre 60 et 120° .

Conclusions et perspectives

Il est maintenant établi assez fermement que les disques circumstellaires sont les précurseurs des systèmes planétaires tels que le nôtre autour du Soleil ou ceux qui sont découverts autour d'étoiles voisines de manière ininterrompue depuis une dizaine d'années. Cependant, les détails de l'évolution de ces disques, et donc du processus de formation planétaire à proprement parler, restent mal contraints et suscitent d'intenses recherches.

La qualité et la multiplication des observations des disques protoplanétaires offrent l'opportunité de mieux appréhender ces disques, de mieux comprendre comment l'on passe de grains sous-microniques à des planétésimaux de quelques kilomètres, par exemple, une première étape nécessaire pour la formation des planètes.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons initié une étude multi-longueurs d'onde et multi-techniques des disques protoplanétaires. L'objectif était d'exploiter la complémentarité des différentes observations, sur de larges gammes de longueurs d'onde, afin d'obtenir une vision la plus complète possible des propriétés des disques.

Pour parvenir à ce but, nous avons développé un code de transfert radiatif puissant et versatile afin de produire de manière cohérente des images en lumière diffusée et en émission thermique, des cartes de polarisation et des distributions spectrales d'énergie. Plusieurs processus ont été implémentés dans le code, parmi lesquels le chauffage des grains dans le disque, un traitement différentiel de chaque grain dans les cas optiquement minces et la possibilité d'inclure des propriétés de poussière qui dépendent de la position dans le disque. La vitesse d'exécution du code a été fortement optimisée et un ensemble d'outils d'analyse a été mis au point, nous autorisant le calcul et la comparaison automatique avec les observations de plusieurs dizaines de milliers de modèles. Ces outils permettent d'étudier de manière plus quantitative les modèles d'évolution des disques et de formation des planètes.

Dans une seconde étape, nous avons débuté l'application de ces outils pour modéliser les données multi-longueurs d'onde de plusieurs disques : IM Lup, IRAS 04158 et GG Tau. Après avoir déterminé quelles quantités observables étaient les plus significatives, nous avons adopté une approche multi-paramétrique à partir de laquelle nous ajustons les modèles aux observations.

Pour le disque d'IRAS 04158, nous avons mis en évidence que l'ensemble des observations s'interprètent par un modèle de disque unique dans lequel la poussière est répartie unifor-

mément. Cette étude a ouvert la voie vers de nouveaux diagnostics des disques vus sous de fortes inclinaisons : (i) la mesure du rapport gaz sur poussière par comparaison des colonnes de densité du gaz, estimée à l'aide des spectres X, et de la poussière extraite de la structure du disque contrainte par notre modélisation et (ii) l'analyse des raies de glaces en absorption qui nous donneront accès aux propriétés physico-chimiques dans les zones externes, froides, des disques.

La modélisation du disque d'IM Lup a mis en évidence une structure stratifiée, avec des grains microniques proches de la surface et des grains millimétriques plus enfouis dans le disque, ainsi qu'une échelle de hauteur réduite par rapport à l'échelle hydrostatique, ce qui semble indiquer que les processus de sédimentation des grains sont déjà à l'œuvre au sein du disque.

Pour l'anneau circumbinaire de GG Tau, nous confirmons qu'une structure stratifiée, suggérée par Duchêne et al. (2004), est en très bon accord avec les observations et, même si la solution n'est pas unique, ce modèle semble le plus probable car il permet d'interpréter de manière naturelle les différentes observations. Parce que la géométrie de l'anneau est bien connue, GG Tau apparaît comme un excellent laboratoire pour tester les modèles de sédimentation, ainsi que les processus physiques sous-jacents.

Dans les trois cas, une modélisation cohérente du domaine visible au régime millimétrique nous a permis d'obtenir de fortes contraintes sur les paramètres des modèles et d'estimer leur domaine de validité. Des hypothèses simples ont été utilisées (une description paramétrique de la géométrie du disque, des grains considérés comme des sphères homogènes) afin de se concentrer sur les caractéristiques principales des disques. Nous avons été en mesure de reproduire une majorité des observations et n'avons pas trouvé d'indice suggérant que ces hypothèses étaient pénalisantes pour l'analyse de ces disques.

Ces résultats nous ont poussé à nous intéresser plus en détail aux processus de sédimentation et de migration radiale des grains, attendus durant l'évolution des disques. Pour cela, le code de transfert a été couplé avec un code SPH, dont il utilise les résultats pour produire différentes quantités observables. Cette étude montre que la sédimentation prédite par les modèles hydrodynamiques peut être mise en évidence de manière observationnelle mais que cela nécessite des observations à plusieurs longueurs d'onde, confirmant l'intérêt de la démarche que nous avons adoptée. Cette piste nous apparaît comme très prometteuse pour la suite.

L'environnement scientifique du laboratoire d'astrophysique de Grenoble nous a offert l'opportunité d'établir des ponts avec différents domaines de la formation stellaire : les disques des débris, l'étude des disques internes par interférométrie infrarouge, la chimie dans les disques, l'environnement des naines brunes, l'accrétion magnétosphérique.

Nous nous sommes par exemple intéressés aux propriétés des parties les plus internes du disque, de la zone d'accrétion magnétosphérique. AA Tau, par son inclinaison très particulière, nous donne une ligne de visée directe au travers de la zone d'accrétion et nous offre l'opportunité de mieux contraindre les mécanismes qui ont lieu à l'échelle du bord interne. L'interprétation simultanée des courbes de lumière photométrique et polarimétrique et des couleurs complète les études spectroscopiques de Bouvier et al. (2003) et nous a permis de contraindre de façon quantitative les propriétés du gauchissement qui se développe au bord interne et qui donne très probablement naissance aux colonnes d'accrétion.

Développé initialement pour étudier les disques riches en gaz autour des étoiles T Tauri, le code est devenu suffisamment versatile pour que nous puissions étendre ses champs d'application : vers les étoiles plus massives (étoiles Herbig Ae/Be) et moins massives (naines brunes), vers les disques plus évolués (disques de débris autour des étoiles A). Ces travaux offrent des perspectives intéressantes pour l'étude des propriétés des disques en fonction de la masse

de l'objet central, sur l'influence de cette dernière sur les processus de formation planétaire, sur l'évolution des disques et la transition des disques riches en gaz, optiquement épais, vers les disques de poussière, optiquement minces, ainsi que sur l'analyse des propriétés optiques de grains éventuellement non sphériques, présents dans au moins une partie de ces disques. Ces thématiques devront être exploitées dans les années à venir pour espérer avoir une vision complète de l'évolution des disques protoplanétaires.

Les résultats présentés dans cette thèse tentent d'apporter quelques éléments de réponse sur les propriétés des disques, sur leur structure globale et leur géométrie, ainsi que sur celles des grains qu'ils contiennent, sur leur taille caractéristique et leur répartition spatiale. Cependant, ces travaux ne marquent que le début de l'exploitation scientifique du code. Ils s'inscrivent dans une thématique plus générale de caractérisation des premières étapes de la formation planétaire, à partir des données observationnelles.

Dans cette thèse, nous avons montré la puissance des outils et l'aspect prometteur des analyses multi-techniques. Il nous faut maintenant généraliser ce type d'études à un nombre important de disques, afin de commencer à réaliser des études statistiques de leurs propriétés et de discriminer entre les propriétés individuelles des objets et leurs caractéristiques communes. Certains jeux de données sont déjà disponibles (HK Tau B, HV Tau, LkH α 263, ...) et vont permettre de débiter rapidement ces études. Des programmes d'observation variés vont bientôt les compléter, dans différents régimes de longueurs d'onde : visible (HST), infrarouge (Spitzer, VISIR), millimétrique (IRAM, SMA), X (Chandra, XMM) et pour une large gamme d'objets stellaires jeunes : étoiles T Tauri, de Herbig, naines brunes, disques de débris. La prise en compte de nouvelles méthodes observationnelles dans nos modélisations, comme les cartes en émission thermique, obtenues dans les régimes sub-millimétrique et millimétrique, et les mesures interférométriques dans l'infrarouge, permettront d'élargir la couverture en longueurs d'onde et en échelles spatiales sondées. Les premiers essais sont prometteurs. Les observations millimétriques permettent de sonder les propriétés de la poussière proche du plan médian et offriront des contraintes complémentaires à celles obtenues à partir des images en lumière diffusée et SEDs. Ainsi, elles donnent accès au produit de la densité de surface par la température. À partir de la structure en température calculée dans nos modélisations, nous devrions alors être en mesure de remonter au profil de densité de surface, qui reste peu contraint par les données que nous avons utilisées jusqu'ici. La montée en puissance de l'interférométrie infrarouge, en particulier au VLTI, permettra d'observer un nombre croissant d'étoiles T Tauri et devrait nous aider à mieux comprendre la structure des disques à l'échelle de quelques unités astronomiques, c'est-à-dire dans les régions où se forment les planètes. La prise en compte de manière précise des effets de transfert radiatif, en particulier la contribution de la lumière diffusée, sera cruciale pour une analyse quantitative des propriétés des régions internes de ces objets, dont la luminosité relative dans le domaine infrarouge proche est importante. Ces analyses, qui s'appuieront sur l'expertise interférométrique du laboratoire d'astrophysique de Grenoble, viendront compléter notre connaissance de la structure externe des disques, extraite des images à haute résolution angulaire et SEDs, et devraient permettre d'obtenir une vision continue du disque, depuis les parties centrales, siège des processus de formation planétaire, jusqu'à quelques dizaines d'unités astronomiques.

Cette généralisation à un plus grand nombre de techniques observationnelles a aussi pour objectif, à long terme, d'obtenir une séquence évolutive des disques, depuis les disques «jeunes» jusqu'aux disques de débris et de déterminer quels sont les facteurs principaux qui influent sur cette évolution.

Parallèlement, la caractérisation des propriétés des disques par comparaisons fines entre observations et modèles, nécessitera de nouveaux développements numériques. Deux voies principales semblent se dégager. D'une part, la modélisation de la structure du disque pour mieux cerner les processus physiques à l'origine des structures observées et que nous commençons à contraindre de manière significative, mais pour l'instant paramétrique. Un pas a été franchi dans ce sens, en liant le code de transfert au code hydrodynamique de L. Fouchet et J.F. Gonzalez et nous souhaitons poursuivre dans cette voie. Plusieurs ingrédients physiques sont en cours d'implémentation dans le code hydrodynamique, comme la prise en compte de la turbulence qui s'oppose à la sédimentation en mélangeant les grains, et l'évolution de la taille des grains par coagulation et destruction. La modélisation des quantités observables issues de ces modèles devrait nous aider à mettre des contraintes sur les processus physiques dominants au sein des disques.

D'autre part, la prise en compte du transfert radiatif dans les raies permettra d'étudier simultanément la phase gazeuse et la phase de poussière et constituera une partie importante de nos futurs travaux. La compréhension de la haute variabilité des profils d'émission des raies de l'hydrogène des étoiles T Tauri est l'étape suivante dans la validation du modèle d'accrétion magnétosphérique. La modélisation de manière cohérente des raies de CO, ou de l'émission étendue dans les raies infrarouges de l'hydrogène comme Br γ , et de l'émission de la poussière à partir d'une même structure en température devrait nous aider à avoir une meilleure vision des processus de chauffage et de refroidissement qui règnent dans les disques.

Ces développements représentent évidemment une étape nécessaire vers la préparation des instruments futurs, *SPHERE*, *Herschel* et *ALMA*, qui vont poursuivre l'augmentation de la sensibilité et de la couverture en longueur d'onde et viendront s'intégrer naturellement dans notre approche multi-techniques des disques protoplanétaires. Cependant, ces développements n'indiquent que quelques pistes à suivre dans le futur. Nul doute que les prochaines années seront riches en découvertes, que de nouvelles idées émergeront et que ces pistes seront amenées à évoluer pour compléter notre vision des disques circumstellaires et de la formation planétaire.

Références bibliographiques

- Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, *A&A*, 426, 151
- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788
- Akeson, R. L., Boden, A. F., Monnier, J. D., et al. 2005, *ApJ*, 635, 1173
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., van Belle, G. T., & Creech-Eakman, M. J. 2002, *ApJ*, 566, 1124
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., van Belle, G. T., Creech-Eakman, M. J., & Lada, E. A. 2000, *ApJ*, 543, 313
- Alencar, S. H. P. & Batalha, C. 2002, *ApJ*, 571, 378
- Allamandola, L. J., Tielens, G. G. M., & Barker, J. R. 1989, *ApJS*, 71, 733
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., & Starrfield, S. 1997, *ARA&A*, 35, 137
- Ambartsumian, J. A. 1947, *Stellar Evolution and Astrophysics* (Ecrevan : Acad. Sci. Armen. SSR)
- Andre, P., Montmerle, T., & Feigelson, E. D. 1987, *AJ*, 93, 1182
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, *ApJ*, 631, 1134
- Apai, D., Pascucci, I., Bouwman, J., et al. 2005, *Science*, 310, 834
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Ardila, D. R. & Basri, G. 2000, *ApJ*, 539, 834
- Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1994, in *Circumstellar Dust Disks and Planet Formation*, ed. R. Ferlet & A. Vidal-Madjar, 339–+
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 2001, *A&A*, 365, 78
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
- Baes, M., Davies, J. I., Dejonghe, H., et al. 2003, *MNRAS*, 343, 1081
- Baes, M. & Dejonghe, H. 2002, *MNRAS*, 335, 441
- Baes, M., Stamatellos, D., Davies, J. I., et al. 2005, *New Astronomy*, 10, 523

- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Bally, J., Reipurth, B., & Davis, C. 2006
- Barge, P. & Sommeria, J. 1995, *A&A*, 295, L1
- Barrière-Fouchet, L. 2005, PhD thesis, École Normale Supérieure de Lyon
- Barrière-Fouchet, L., Gonzalez, J.-F., Murray, J. R., Humble, R. J., & Maddison, S. T. 2005, *A&A*, 443, 185
- Basri, G. & Bertout, C. 1989, *ApJ*, 341, 340
- Bastien, P. 1985, *ApJS*, 59, 277
- Batalha, C. C. & Basri, G. 1993, *ApJ*, 412, 363
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2002a, *MNRAS*, 332, L65
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2002b, *MNRAS*, 336, 705
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2003, *MNRAS*, 339, 577
- Beckwith, S. V. W., Henning, T., & Nakagawa, Y. 2000, Protostars and Planets IV, 533
- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. 1991, *ApJ*, 381, 250
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924
- Bell, K. R. 1999, *ApJ*, 526, 411
- Bell, K. R., Cassen, P. M., Klahr, H. H., & Henning, T. 1997, *ApJ*, 486, 372
- Bell, K. R. & Lin, D. N. C. 1994, *ApJ*, 427, 987
- Benz, W. 1990, in Numerical Modelling of Nonlinear Stellar Pulsations Problems and Prospects, ed. J. R. Buchler, 269–+
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Bertout, C. 1989, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 27, 351
- Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, *ApJ*, 330, 350
- Beust, H. & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 439, 585
- Beuther, H., Hunter, T. R., Zhang, Q., et al. 2004, *ApJ*, 616, L23
- Bianchi, S., Davies, J. I., & Alton, P. B. 2000, *A&A*, 359, 65
- Bianchi, S., Ferrara, A., & Giovanardi, C. 1996, *ApJ*, 465, 127
- Bianchi, S., Gonçalves, J., Albrecht, M., et al. 2003, *A&A*, 399, L43
- Bjorkman, J. E. & Wood, K. 2001, *ApJ*, 554, 615
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blum, J. 2004, in ASP Conf. Ser. 309 : Astrophysics of Dust, ed. A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, 369–+
- Blum, J. & Wurm, G. 2000, *Icarus*, 143, 138
- Blum, J., Wurm, G., Kempf, S., et al. 2000, Physical Review Letters, 85, 2426

- Blum, J., Wurm, G., Poppe, T., & Heim, L.-O. 1999, *Earth Moon and Planets*, 80, 285
- Bodenheimer, P. 1965, *ApJ*, 142, 451
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, *Absorption and scattering of light by small particles* (New York : Wiley, 1983)
- Boisse, P. 1990, *A&A*, 228, 483
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Bouvier, J. & Bertout, C. 1989, *A&A*, 211, 99
- Bouvier, J., Bertout, C., & Bouchet, P. 1988, *A&AS*, 75, 1
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Matthews, J. M. 1993, *A&A*, 272, 176
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *A&A*, 349, 619
- Bouvier, J., Covino, E., Kovo, O., et al. 1995, *A&A*, 299, 89
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *A&A*, 409, 169
- Brucato, J. R., Mennella, V., Colangeli, L., Rotundi, A., & Palumbo, P. 2002, *Planet. Space Sci.*, 50, 829
- Burke, J. R. & Hollenbach, D. J. 1983, *ApJ*, 265, 223
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1990, *ApJ*, 354, 687
- Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., et al. 2002, *ApJ*, 568, 1008
- Calvet, N. & Gullbring, E. 1998, *ApJ*, 509, 802
- Calvet, N., Magris, G. C., Patino, A., & D'Alessio, P. 1992, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 24, 27
- Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D'Alessio, P. 1991, *ApJ*, 380, 617
- Camenzind, M. 1990, *Reviews in Modern Astronomy*, 3, 234
- Carballo, R., Wesselius, P. R., & Whittet, D. C. B. 1992, *A&A*, 262, 106
- Carpenter, J. M., Wolf, S., Schreyer, K., Launhardt, R., & Henning, T. 2005, *AJ*, 129, 1049
- Cashwell, E. & Everett, C. 1959, *A practical manual on the Monte Carlo Method for random walk problem* (Pergamon Press, New York)
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *ApJ*, 542, 464
- Champney, J. M., Dobrovolskis, A. R., & Cuzzi, J. N. 1995, *Physics of Fluids*, 7, 1703
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Clarke, C. J., Gendrin, A., & Sotomayor, M. 2001, *MNRAS*, 328, 485
- Code, A. D. & Whitney, B. A. 1995, *ApJ*, 441, 400
- Cohen, M. 1973, *MNRAS*, 164, 395
- Cohen, M. & Kuhl, L. V. 1979, *ApJS*, 41, 743

- Colavita, M., Akeson, R., Wizinowich, P., et al. 2003, *ApJ*, 592, L83
- Collison, A. J. & Fix, J. D. 1991, *BAAS*, 23, 1410
- Cotera, A. S., Whitney, B. A., Young, E., et al. 2001, *ApJ*, 556, 958
- Cuzzi, J. N., Dobrovolskis, A. R., & Champney, J. M. 1993, *Icarus*, 106, 102
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *ApJ*, 500, 411
- D'Alessio, P., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2005, *ApJ*, 621, 461
- Davis, C. J., Berndsen, A., Smith, M. D., Chrysostomou, A., & Hobson, J. 2000, *MNRAS*, 314, 241
- Delgado-Donate, E. J., Clarke, C. J., Bate, M. R., & Hodgkin, S. T. 2004, *MNRAS*, 351, 617
- Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Dobrovolskis, A. R., Dacles-Mariani, J. S., & Cuzzi, J. N. 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 30805
- Dohnanyi, J. W. 1969, *J. Geophys. Res.*, 74, 2531
- Dominik, C., Blum, J., Cuzzi, J., & Wurm, G. 2006
- Dominik, C., Jones, A. P., & Tielens, A. G. G. M. 1995, *Ap&SS*, 233, 155
- Dominik, C. & Tielens, A. G. G. M. 1997, *ApJ*, 480, 647
- Dorschner, J. 2003, LNP Vol. 609 : Astromineralogy, 609, 1
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, *A&A*, 300, 503
- Draine, B. T. 1985, *ApJS*, 57, 587
- Draine, B. T. 2003a, *ARA&A*, 41, 241
- Draine, B. T. 2003b, *ApJ*, 598, 1017
- Draine, B. T. 2006, *ApJ*, 636, 1114
- Draine, B. T. & Flatau, P. J. 1994, *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science (ISSN 0740-3232)*, vol. 11, no. 4, p. 1491-1499, 11, 1491
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Dubrulle, B., Morfill, G., & Sterzik, M. 1995, *Icarus*, 114, 237
- Duchêne, G., McCabe, C., Ghez, A. M., & Macintosh, B. A. 2004, *ApJ*, 606, 969
- Duchêne, G. 1999, *A&A*, 341, 547
- Duchêne, G. 2000, PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble
- Duchene, G., Delgado-Donate, E., Haisch, K., Loinard, L., & Rodríguez, L. 2006
- Duchêne, G., Ménard, F., Stapelfeldt, K., & Duvert, G. 2003, *A&A*, 400, 559
- Dullemond, C. P. 2002, *A&A*, 395, 853
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004a, *A&A*, 417, 159
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004b, *A&A*, 421, 1075
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957

- Dullemond, C. P. & Natta, A. 2003, *A&A*, 408, 161
- Dullemond, C. P., Natta, A., & Testi, L. 2006, *ApJ*, 645, L69
- Dullemond, C. P., van Zadelhoff, G. J., & Natta, A. 2002, *A&A*, 389, 464
- Duquennoy, A., Mayor, M., & Halbwachs, J.-L. 1991, *A&AS*, 88, 281
- Durisen, R. H., Sterzik, M. F., & Pickett, B. K. 2001, *A&A*, 371, 952
- Duvert, G., Guilloteau, S., Ménard, F., Simon, M., & Dutrey, A. 2000, *A&A*, 355, 165
- Edwards, S., Hartigan, P., Ghandour, L., & Andrulis, C. 1994, *AJ*, 108, 1056
- Edwards, S., Strom, S. E., Hartigan, P., et al. 1993, *AJ*, 106, 372
- Efstathiou, A. & Rowan-Robinson, M. 1990, *MNRAS*, 245, 275
- Efstathiou, A. & Rowan-Robinson, M. 1991, *MNRAS*, 252, 528
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2005, *ApJ*, 623, 952
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Akeson, R. L., Hillenbrand, L. A., & Sargent, A. I. 2003, *ApJ*, 588, 360
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Ercolano, B., Barlow, M. J., & Storey, P. J. 2005, *MNRAS*, 362, 1038
- Ferreira, J. & Pelletier, G. 1993, *A&A*, 276, 625
- Finkbeiner, D. P., Davis, M., & Schlegel, D. J. 1999, *ApJ*, 524, 867
- Finkenzeller, U. & Basri, G. 1987, *ApJ*, 318, 823
- Fischer, D. A. & Marcy, G. W. 1992, *ApJ*, 396, 178
- Fischer, O., Henning, T., & Yorke, H. W. 1994, *A&A*, 284, 187
- Friesen, R. K., Johnstone, D., Naylor, D. A., & Davis, G. R. 2005, *MNRAS*, 361, 460
- Fromang, S., de Villiers, J. P., & Balbus, S. A. 2004, *Ap&SS*, 292, 439
- Fromang, S. & Papaloizou, J. 2006, *A&A*, 452, 751
- Gail, H.-P. 2001, *A&A*, 378, 192
- Garaud, P., Barrière-Fouchet, L., & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 603, 292
- Geers, V. C., Augereau, J. ., Pontoppidan, K. M., et al. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Ghez, A. M., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1993, *AJ*, 106, 2005
- Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1979, *ApJ*, 232, 259
- Gillett, F. C., Low, F. J., & Stein, W. A. 1968, *ApJ*, 154, 677
- Glauser, A., Ménard, F., Pinte, C., et al. 2006, *A&A*, submitted
- Goldreich, P. & Ward, W. R. 1973, *ApJ*, 183, 1051
- Goldsmith, P. F., Bergin, E. A., & Lis, D. C. 1997, *ApJ*, 491, 615
- Goodwin, S., Kroupa, P., Goodman, A., & Burkert, A. 2006
- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2004a, *A&A*, 419, 543

- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2004b, *A&A*, 414, 633
- Goodwin, S. P., Whitworth, A. P., & Ward-Thompson, D. 2004c, *A&A*, 414, 633
- Gouttebroze, P. 2005, *A&A*, 434, 1165
- Guenther, E. W., Lehmann, H., Emerson, J. P., & Staude, J. 1999, *A&A*, 341, 768
- Guhathakurta, P. & Draine, B. T. 1989, *ApJ*, 345, 230
- Guieu, S., Dougados, C., Monin, J.-L., Magnier, E., & Martín, E. L. 2006, *A&A*, 446, 485
- Guilloteau, S., Dutrey, A., & Simon, M. 1999, *A&A*, 348, 570
- Gullbring, E., Barwig, H., Chen, P. S., Gahm, G. F., & Bao, M. X. 1996, *A&A*, 307, 791
- Gullbring, E., Calvet, N., Muzerolle, J., & Hartmann, L. 2000, *ApJ*, 544, 927
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceno, C., & Calvet, N. 1998, *ApJ*, 492, 323
- Habart, E., Natta, A., & Krügel, E. 2004a, *A&A*, 427, 179
- Habart, E., Natta, A., Testi, L., & Carbillet, M. 2006, *A&A*, 449, 1067
- Habart, E., Testi, L., Natta, A., & Carbillet, M. 2004b, *ApJ*, 614, L129
- Habing, H. J., Dominik, C., Jourdain de Muizon, M., et al. 2001, *A&A*, 365, 545
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Hallenbeck, S. L., Nuth, J. A., & Daukantas, P. L. 1998, *Icarus*, 131, 198
- Harries, T. J. 2000, *MNRAS*, 315, 722
- Harries, T. J., Monnier, J. D., Symington, N. H., & Kurosawa, R. 2004, *MNRAS*, 350, 565
- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, *ApJ*, 452, 736
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
- Hayashi, C. 1961, *PASJ*, 13, 450
- Heney, L. C. & Greenstein, J. L. 1941, *ApJ*, 93, 70
- Herbig, G. H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- Herbig, G. H. 1962, *Advances in Astronomy and Astrophysics*, 1, 47
- Herbig, G. H. 1989, in *Low Mass Star Formation and Pre-main Sequence Objects*, ed. B. Reipurth, 233–+
- Hogerheijde, M. R. & van der Tak, F. F. S. 2000, *A&A*, 362, 697
- Hong, S. S. 1985, *A&A*, 146, 67
- Hubeny, I. 1990, *ApJ*, 351, 632
- Hughes, J., Hartigan, P., Krautter, J., & Kelemen, J. 1994, *AJ*, 108, 1071
- Huré, J.-M. 2000, *A&A*, 358, 378
- Ishitsu, N. & Sekiya, M. 2002, *Earth, Planets, and Space*, 54, 917
- Ishitsu, N. & Sekiya, M. 2003, *Icarus*, 165, 181

- Itoh, Y., Tamura, M., Hayashi, S. S., et al. 2002, *PASJ*, 54, 963
- Jeans, J. 1902, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 199, 1
- Jeffreys, H. 1918, *MNRAS*, 78, 424
- Jessberger, E. K., Stephan, T., Rost, D., et al. 2001, in *Interplanetary Dust*, ed. E. Grün, B. Gustafson, S. Dermott, & H. Fechtig (Springer-Verlag), 253–294
- Johansen, A., Henning, T., & Klahr, H. 2006, *ApJ*, 643, 1219
- Johns, C. M. & Basri, G. 1995, *AJ*, 109, 2800
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., & Koresko, C. 1999, *ApJ*, 516, 900
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., Saar, S. H., & Hatzes, A. P. 2001, in *ASP Conf. Ser. 223 : 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, 521–+
- Jones, A. P., Duley, W. W., & Williams, D. A. 1990, *QJRAS*, 31, 567
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 740
- Jonkheid, B., Faas, F. G. A., van Zadelhoff, G.-J., & van Dishoeck, E. F. 2004, *A&A*, 428, 511
- Joy, A. H. 1942, *PASP*, 54, 15
- Joy, A. H. 1945, *ApJ*, 102, 168
- Joy, A. H. 1949, *ApJ*, 110, 424
- Juvela, M. 1997, *A&A*, 322, 943
- Juvela, M. 2005, *A&A*, 440, 531
- Kalas, P. 2005, *ApJ*, 635, L169
- Kamp, I. & Dullemond, C. P. 2004, *ApJ*, 615, 991
- Kant, E. 1755, *General History of Nature and Theory of the Heavens*
- Kattawar, G. W. & Eisner, M. 1970, *Appl. Opt.*, 9, 2685
- Kemper, F., Vriend, W. J., & Tielens, A. G. G. M. 2004, *ApJ*, 609, 826
- Kenyon, S. J. & Bromley, B. C. 2004, *AJ*, 127, 513
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714
- Kessler-Silacci, J., Augereau, J.-C., Dullemond, C. P., et al. 2006, *ApJ*, 639, 275
- Kessler-Silacci, J. E., Hillenbrand, L. A., Blake, G. A., & Meyer, M. R. 2005, *ApJ*, 622, 404
- Kikuchi, N., Nakamoto, T., & Ogochi, K. 2002, *PASJ*, 54, 589
- Kim, S.-H. & Martin, P. G. 1995, *ApJ*, 442, 172
- Kim, S.-H., Martin, P. G., & Hendry, P. D. 1994, *ApJ*, 422, 164
- Kleine, T., Münker, C., Mezger, K., & Palme, H. 2002, *Nature*, 418, 952
- Koenigl, A. 1991, *ApJ*, 370, L39
- Konigl, A. & Pudritz, R. E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 759

- Krause, M. & Blum, J. 2004, *Physical Review Letters*, 93, 021103
- Krist, J. E., Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., & WFPC2 Id Team. 1997, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 29, 1215
- Krist, J. E., Clampin, M., Golimowski, D. A., et al. 2002, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 34, 1319
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Golimowski, D. A., et al. 2005, *AJ*, 130, 2778
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Padgett, D. L., & Burrows, C. J. 2000, *ApJ*, 538, 793
- Kruegel, E. & Siebenmorgen, R. 1994, *A&A*, 288, 929
- Kunasz, P. & Auer, L. H. 1988, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 39, 67
- Kwan, J. & Tadamaru, E. 1988, *ApJ*, 332, L41
- Lachaume, R. 2004, *A&A*, 422, 171
- Lachaume, R., Malbet, F., & Monin, J.-L. 2003, *A&A*, 400, 185
- Lada, C. J. 1986, *SET*, 72, 334
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symp. 115 : Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Lada, C. J., Muench, A. A., Luhman, K. L., et al. 2006, *AJ*, 131, 1574
- Lada, C. J. & Wilking, B. A. 1984, *ApJ*, 287, 610
- Laplace, P. S. 1796, *Exposition du système du monde* (Gallica, bibliothèque numérique de la BNF)
- Larson, R. B. 1967, *PASP*, 79, 434
- Lay, O. P., Carlstrom, J. E., & Hills, R. E. 1997, *ApJ*, 489, 917
- Lazarian, A. 1997, *MNRAS*, 288, 609
- Lefèvre, J., Bergeat, J., & Daniel, J.-Y. 1982, *A&A*, 114, 341
- Lefèvre, J., Daniel, J.-Y., & Bergeat, J. 1983, *A&A*, 121, 51
- Leger, A., D'Hendecourt, L., & Defourneau, D. 1989, *A&A*, 216, 148
- Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, *Ap&SS*, 286, 73
- Leinert, C., Haas, M., Mundt, R., Richichi, A., & Zinnecker, H. 1991, *A&A*, 250, 407
- Leinert, C., Zinnecker, H., Weitzel, N., et al. 1993, *A&A*, 278, 129
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Li, A. & Greenberg, J. M. 1997, *A&A*, 323, 566
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1980, *MNRAS*, 191, 37
- Lissauer, J. & Stevenson, D. 2006
- Lucas, P. W., Fukagawa, M., Tamura, M., et al. 2004, *MNRAS*, 352, 1347
- Lucy, L. B. 1999, *A&A*, 345, 211
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Malbet, F. & Bertout, C. 1991, *ApJ*, 383, 814

- Malbet, F., Lachaume, R., & Monin, J.-L. 2001, *A&A*, 379, 515
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., Hinz, P. M., et al. 2004, *ApJ*, 612, 496
- Manset, N. & Bastien, P. 2000, *AJ*, 120, 413
- Martin, E. L., Rebolo, R., Magazzu, A., & Pavlenko, Y. V. 1994, *A&A*, 282, 503
- Mathieu, R. D., Ghez, A. M., Jensen, E. L. N., & Simon, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 703
- Mathis, J. S. 1996, *ApJ*, 472, 643
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Mathis, J. S. & Whiffen, G. 1989, *ApJ*, 341, 808
- Matthews, L. D. & Wood, K. 2001, *ApJ*, 548, 150
- McCabe, C., Duchêne, G., & Ghez, A. M. 2002, *ApJ*, 575, 974
- McCabe, C., Duchêne, G., & Ghez, A. M. 2003, *ApJ*, 588, L113
- McCaughrean, M. J., Chen, H., Bally, J., et al. 1998, *ApJ*, 492, L157+
- Meeus, G., Sterzik, M., Bouwman, J., & Natta, A. 2003, *A&A*, 409, L25
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
- Ménard, F. 1989, PhD thesis, Université de Montréal
- Ménard, F. & Bastien, P. 1992, *AJ*, 103, 564
- Ménard, F. & Bertout, C. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 341–+
- Ménard, F., Bouvier, J., Dougados, C., Mel'nikov, S. Y., & Grankin, K. N. 2003, *A&A*, 409, 163
- Mendoza V., E. E. 1966, *ApJ*, 143, 1010
- Mendoza V., E. E. 1968, *ApJ*, 151, 977
- Men'shchikov, A. B. & Henning, T. 1997a, *A&A*, 318, 879
- Men'shchikov, A. B. & Henning, T. 1997b, *A&A*, 318, 879
- Metropolis, N. & Ulam, S. 1949, *Journal of the American Statistical Association*, 44, 335
- Meyer, M. R., Backman, D. E., Weinberger, A. J., & Wyatt, M. C. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Meyer, M. R. & Beckwith, S. V. W. 2000, *LNP Vol. 548 : ISO Survey of a Dusty Universe*, 548, 341
- Meyer, M. R., Calvet, N., & Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 114, 288
- Mie, G. 1908, *Ann. Phys. Leipzig*, 25, 377
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/* (San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.)
- Mihalas, D. & Mihalas, B. W. 1984, *ApJ*, 283, 469
- Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akeson, R., et al. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Min, M., Dominik, C., Hovenier, J. W., de Koter, A., & Waters, L. B. F. M. 2006, *A&A*, 445, 1005
- Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2003, *A&A*, 404, 35

- Mishchenko, M. I. 2002, *Appl. Opt.*, 41, 7114
- Misselt, K. A., Gordon, K. D., Clayton, G. C., & Wolff, M. J. 2001, *ApJ*, 551, 277
- Miyake, K. & Nakagawa, Y. 1995, *ApJ*, 441, 361
- Monaghan, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 543
- Monin, J., Clarke, C., Prato, L., & McCabe, C. 2006
- Monin, J.-L., Ménard, F., & Duchêne, G. 1998, *A&A*, 339, 113
- Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 832
- Montmerle, T., Feigelson, E. D., Bouvier, J., & Andre, P. 1993, in *Protostars and Planets III*, 689–717
- Morfill, G. E. & Voelk, H. J. 1984, *ApJ*, 287, 371
- Mundt, R. & Eislöffel, J. 1998, *AJ*, 116, 860
- Murray, J. R. 1996, *MNRAS*, 279, 402
- Murray, S. D., Castor, J. I., Klein, R. I., & McKee, C. F. 1994, *ApJ*, 435, 631
- Muzerolle, J., Adame, L., D’Alessio, P., et al. 2006, *ApJ*, 643, 1003
- Natta, A. & Testi, L. 2004, in *ASP Conf. Ser. 323 : Star Formation in the Interstellar Medium : In Honor of David Hollenbach*, ed. D. Johnstone, F. C. Adams, D. N. C. Lin, D. A. Neufeld, & E. C. Ostriker, 279–+
- Natta, A., Testi, L., Neri, R., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2004, *A&A*, 416, 179
- Ng, K.-C. 1974, *J. Chem. Phys.*, 61, 2680
- Niccolini, G., Woitke, P., & Lopez, B. 2003, *A&A*, 399, 703
- Nuernberger, D., Chini, R., & Zinnecker, H. 1997, *A&A*, 324, 1036
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- O’Sullivan, M., Truss, M., Walker, C., et al. 2005, *MNRAS*, 358, 632
- Padgett, D., Stapelfeldt, K., Krist, J., et al. 1999, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 934
- Padgett, D. L., Cieza, L., Stapelfeldt, K. R., et al. 2006, accepted for publication in *ApJ*, astro-ph/0603370
- Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., Krist, J., Menard, F., & Schneider, G. 2005, in *Protostars and Planets V*, 8588–+
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Pascucci, I., Wolf, S., Steinacker, J., et al. 2004, *A&A*, 417, 793
- Perrin, M. D., Duchêne, G., Kalas, P., & Graham, J. R. 2006, *ApJ*, 645, 1272
- Pesenti, N., Dougados, C., Cabrit, S., et al. 2004, *A&A*, 416, L9
- Petrov, P. P., Gahm, G. F., Gameiro, J. F., et al. 2001, *A&A*, 369, 993
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, *A&A*, 459, 797

- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. 1994, *ApJ*, 421, 615
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes. The art of scientific computing (Cambridge : University Press, |c1992, 2nd ed.)
- Price, D. J. & Monaghan, J. J. 2004, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement*, 4, 93
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, C., & Brandenburg, A. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Ray, T., Dougados, C., Bacciotti, F., Eisloffel, J., & Chrysostomou, A. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Reipurth, B. & Aspin, C. 2004, *ApJ*, 608, L65
- Reipurth, B., Pedrosa, A., & Lago, M. T. V. T. 1996, *A&AS*, 120, 229
- Ressler, M. E. & Barsony, M. 2003, *ApJ*, 584, 832
- Rice, W. K. M., Wood, K., Armitage, P. J., Whitney, B. A., & Bjorkman, J. E. 2003, *MNRAS*, 342, 79
- Roberge, A., Feldman, P. D., Weinberger, A. J., Deleuil, M., & Bouret, J.-C. 2006, *Nature*, 441, 724
- Roddiar, C., Roddiar, F., Northcott, M. J., Graves, J. E., & Jim, K. 1996, *ApJ*, 463, 326
- Rodmann, J., Henning, T., Chandler, C. J., Mundy, L. G., & Wilner, D. J. 2006, *A&A*, 446, 211
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2004, *ApJ*, 610, 920
- Roques, F., Scholl, H., Sicardy, B., & Smith, B. A. 1994, *Icarus*, 108, 37
- Rouleau, F. 1996, *A&A*, 310, 686
- Rucinski, S. M. 1985, *AJ*, 90, 2321
- Rucinski, S. M. & Krautter, J. 1983, *A&A*, 121, 217
- Ruden, S. P. & Pollack, J. B. 1991, *ApJ*, 375, 740
- Russell, H. N. 1935, The solar system and its origin (New York, The Macmillan company, 1935.)
- Rybicki, G. B. & Hummer, D. G. 1991, *A&A*, 245, 171
- Rydgren, A. E., Vrba, F. J., Chugainov, P. F., & Shakhovskaya, N. I. 1985, *BAAS*, 17, 556
- Safronov, V. S. & Zvjagina, E. V. 1969, *Icarus*, 10, 109
- Sargent, B., Forrest, W. J., D'Alessio, P., et al. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Schneider, G., Wood, K., Silverstone, M. D., et al. 2003, *AJ*, 125, 1467
- Scholz, A., Jayawardhana, R., & Wood, K. 2006, *ApJ*, 645, 1498
- Sekiya, M. 1998, *Icarus*, 133, 298
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shang, H., Li, Z., & Hirano, N. 2006
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23

- Siebenmorgen, R. & Kruegel, E. 1992, *A&A*, 259, 614
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Silber, J., Gledhill, T., Duchêne, G., & Ménard, F. 2000, *ApJ*, 536, L89
- Simon, M. 1995, *Ap&SS*, 223, 45
- Simon, M. & Guilloteau, S. 1992, *ApJ*, 397, L47
- Simon, M. & Prato, L. 1995, *ApJ*, 450, 824
- Skrutskie, M. F., Dutkevitch, D., Strom, S. E., et al. 1990, *AJ*, 99, 1187
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science* (ISSN 0036-8075), vol. 226, Dec. 21, 1984, p. 1421-1424., 226, 1421
- Smith, K. W., Lewis, G. F., Bonnell, I. A., Bunclark, P. S., & Emerson, J. P. 1999, *MNRAS*, 304, 367
- Šolc, M. 1989, *Astronomische Nachrichten*, 310, 329
- Sonnhalter, C., Preibisch, T., & Yorke, H. W. 1995, *A&A*, 299, 545
- Spitzer, L. J. 1939, *ApJ*, 90, 675
- Stapelfeldt, K. R., Krist, J. E., Menard, F., et al. 1998, *ApJ*, 502, 65
- Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Watson, A. M., et al. 2003, *ApJ*, 589, 410
- Stassun, K. & Wood, K. 1999, *ApJ*, 510, 892
- Stauffer, J. R. 2004, in ASP Conf. Ser. 324 : Debris Disks and the Formation of Planets, ed. L. Caroff, L. J. Moon, D. Backman, & E. Praton, 100–+
- Steinacker, J., Hackert, R., Steinacker, A., & Bacmann, A. 2002, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 73, 557
- Steinacker, J., Henning, T., Bacmann, A., & Semenov, D. 2003, *A&A*, 401, 405
- Stempels, H. C. & Piskunov, N. 2002, *A&A*, 391, 595
- Sterzik, M. F. & Durisen, R. H. 1995, *A&A*, 304, L9+
- Stone, J. M., Mihalas, D., & Norman, M. L. 1992, *ApJS*, 80, 819
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *AJ*, 97, 1451
- Tachihara, K., Dobashi, K., Mizuno, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1996, *PASJ*, 48, 489
- Tanaka, H., Inaba, S., & Nakazawa, K. 1996, *Icarus*, 123, 450
- Terquem, C. & Papaloizou, J. C. B. 2000, *A&A*, 360, 1031
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2001, *ApJ*, 554, 1087
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2003, *A&A*, 403, 323
- Trumpler, R. J. 1930, *PASP*, 42, 214
- Valenti, J. A. & Johns-Krull, C. M. 2004, *Ap&SS*, 292, 619
- van Boekel, R., Min, M., Leinert, C., et al. 2004a, *Nature*, 432, 479
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 189

- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al. 2003, *A&A*, 400, L21
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al. 2004b, *A&A*, 418, 177
- van de Hulst, H. C. 1981, *Light scattering by small particles* (New York : Dover, 1981)
- Vink, J. S., Harries, T. J., & Drew, J. E. 2005, *A&A*, 430, 213
- Vinković, D., Ivezić, Ž., Miroshnichenko, A. S., & Elitzur, M. 2003, *MNRAS*, 346, 1151
- Voshchinnikov, N. V. & Krügel, E. 1999, *A&A*, 352, 508
- Vrba, F. J., Chugainov, P. F., Weaver, W. B., & Stauffer, J. S. 1993, *AJ*, 106, 1608
- Watson, A. M. & Stapelfeldt, K. R. 2004, *ApJ*, 602, 860
- Watson, D. M., Kemper, F., Calvet, N., et al. 2004, *ApJS*, 154, 391
- Webb, R. A., Zuckerman, B., Platais, I., et al. 1999, *ApJ*, 512, L63
- Wehrstedt, M. & Gail, H.-P. 2002, *A&A*, 385, 181
- Weidenschilling, S. J. 1977, *MNRAS*, 180, 57
- Weidenschilling, S. J. & Cuzzi, J. N. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 1031–1060
- Weidenschilling, S. J., Spaute, D., Davis, D. R., Marzari, F., & Ohtsuki, K. 1997, *Icarus*, 128, 429
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2000, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 32, 1466
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 548, 296
- Whitney, B. A. & Hartmann, L. 1992, *ApJ*, 395, 529
- Whittet, D. C. B., ed. 2003, *Dust in the galactic environment*
- Whitworth, A., Bate, M. R., Nordlund, A., Reipurth, B., & Zinnecker, H. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Whitworth, A. P. & Goodwin, S. P. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 899
- Wichmann, R., Bastian, U., Krautter, J., Jankovics, I., & Rucinski, S. M. 1998, *MNRAS*, 301, L39+
- Wilner, D. J., D'Alessio, P., Calvet, N., Claussen, M. J., & Hartmann, L. 2005, *ApJ*, 626, L109
- Wilner, D. J., Ho, P. T. P., Kastner, J. H., & Rodríguez, L. F. 2000, *ApJ*, 534, L101
- Witt, A. N. 1977a, *ApJS*, 35, 1
- Witt, A. N. 1977b, *ApJS*, 35, 7
- Witt, A. N. 1977c, *ApJS*, 35, 21
- Witt, A. N. & Gordon, K. D. 1996, *ApJ*, 463, 681
- Witt, A. N. & Oshel, E. R. 1977, *ApJS*, 35, 31
- Wolf, S. 2003a, *ApJ*, 582, 859
- Wolf, S. 2003b, *Computer Physics Communications*, 150, 99
- Wolf, S., Padgett, D. L., & Stapelfeldt, K. R. 2003, *ApJ*, 588, 373
- Wood, K., Crosas, M., & Ghez, A. 1999, *ApJ*, 516, 335

- Wood, K. & Whitney, B. 1998, *ApJ*, 506, L43
- Wood, K., Wolff, M. J., Bjorkman, J. E., & Whitney, B. 2002, *ApJ*, 564, 887
- Wurm, G. & Blum, J. 1998, *Icarus*, 132, 125
- Wurm, G., Paraskov, G., & Krauss, O. 2005, *Icarus*, 178, 253
- Wyatt, M. C. 2003, *ApJ*, 598, 1321
- Wyatt, M. C. 2005, *A&A*, 433, 1007
- Yorke, H. W., Bodenheimer, P., & Laughlin, G. 1993, *ApJ*, 411, 274
- Youdin, A. N. & Shu, F. H. 2002, *ApJ*, 580, 494
- Yusef-Zadeh, F., Morris, M., & White, R. L. 1984, *ApJ*, 278, 186
- Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. 2004, *ApJS*, 152, 211

Résumé

Les disques de poussière et de gaz autour des étoiles jeunes sont très probablement les lieux de naissance des planètes. Les détails de l'évolution de ces disques vers des systèmes planétaires restent cependant très mal compris. Cette thèse aborde l'étude de la phase de poussière des environnements circumstellaires, à partir de laquelle se formeront les planètes, avec pour objectif d'obtenir des contraintes quantitatives sur les processus d'évolution des disques.

Les moyens d'observations actuels permettent d'étudier les disques avec un niveau de détail sans précédent et fournissent des informations essentielles sur les premières étapes de la formation planétaire : la croissance des grains de poussière par coagulation et leur sédimentation vers le plan du disque. Afin d'interpréter les propriétés observées des disques, nous avons développé un code de transfert radiatif qui permet de modéliser de manière cohérente les images en lumière diffusée et/ou émission thermique, les cartes de polarisation et les distributions spectrales d'énergie des disques protoplanétaires.

Dans un second temps, le code a été utilisé pour modéliser les données multi-longueurs d'onde et multi-techniques de plusieurs disques entourant des étoiles T Tauri : IM Lup, IRAS 04158+2805 et GG Tau. Une approche multi-paramétrique a permis de contraindre précisément les paramètres des disques. Nous avons ainsi mis en évidence et quantifié une croissance et une sédimentation des grains de poussière, qui témoignent de l'évolution de la poussière, dans deux de ces disques : IM Lup et GG Tau alors que les analyses du disque de IRAS 04158+2805 suggèrent au contraire que la poussière n'a que peu évolué dans ce dernier.

Le couplage du code de transfert radiatif avec un code hydrodynamique nous a permis de prédire les signatures observationnelles de la sédimentation et de la migration radiale des grains. L'application de ces résultats à l'anneau circumbinaire de GG Tau donne un bon accord avec les observations et démontre le potentiel de ce type de modélisation pour contraindre les processus physiques qui règnent au sein des disques. Enfin, des études du processus d'accrétion magnétosphérique, de disques autour de naines brunes et d'étoiles Herbig Ae/Be ainsi que de disques plus évolués (disques de débris) ont permis d'initier un travail de modélisation systématique d'un nombre croissant de disques afin de démarrer une analyse statistique des propriétés des disques, à différentes échelles spatiales et en fonction de la masse de l'objet central et de l'état d'évolution du système.

Abstract

Gas and dust discs around young stars are probably the birth place of planets. Details of the evolution of such discs toward planetary systems are nevertheless not well understood. In this thesis, the dusty phase of circumstellar environments, from which planets will form, is studied with the aim to obtain quantitative constraints on the processes of disc evolution.

Present observational facilities offer the opportunity to study discs with an unprecedented level of details and bring essential information on the first steps of planet formation : dust growth by coagulation and settling toward the disc midplane. In order to interpret the observed properties of discs, we have developed a radiative transfer code which can synthesise coherently scattered light and/or thermal emission images, polarisation maps and spectral energy distributions of protoplanetary discs.

In a second step, the code was used to reproduce multi-wavelengths and multi-techniques observations of several discs surrounding T Tauri stars : IM Lup, IRAS 04158+2805 and GG Tau. A multi-parametric approach allowed us to precisely constrain discs parameters. Thus, we put quantitative constraints on grain growth and settling of dust grains, witnessing dust evolution, in two of these discs : IM Lup and GG Tau whereas analyses of the disc of IRAS 04158+2805 suggest, to the contrary, that dust has only marginally evolved in that disc.

The coupling of the radiative transfer code with a hydrodynamical code allows us to predict observational signatures of dust settling and radial migration. Applying these results to the circumbinary ring of GG Tau gives good agreement with observations and shows the potential of such kind of modeling to constrain physical processes within discs.

Finally, studies of the magnetospheric accretion process, of discs around brown dwarfs and Herbig Ae/Be stars as well as of more evolved discs (debris disks) mark the starting point of a systematic modeling of a growing number of discs in order to make statistical analyses of discs properties, at different spatial scales and as a function of the central object mass and of the evolutionary state of the system.