

Université de Montréal

Étude polarimétrique d'étoiles jeunes

par
Marc-André Jolin

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Novembre, 2009

© Marc-André Jolin, 2009.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude polarimétrique d'étoiles jeunes

présenté par:

Marc-André Jolin

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

René Doyon,	président-rapporteur
Pierre Bastien,	directeur de recherche
Nicole St-Louis,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Afin de mieux comprendre l'évolution des étoiles jeunes, nous avons utilisé un code Monte Carlo simulant leur environnement afin d'étudier une nouvelle distribution chez les étoiles Herbig Ae/Be et pour reproduire des cartes d'intensité et de polarisation linéaire obtenues au télescope Canada-France-Hawaii (TCFH) en novembre 2003. Le code datant de la fin des années 80, nous avons dû non seulement le corriger, mais aussi ajouter quelques éléments afin de tenir compte des dernières avancées dans le domaine de la polarisation provenant du milieu circumstellaire.

Les étoiles à l'étude étant jeunes (moins de quelques millions d'années), leur voisinage est toujours constitué de grains de poussière mélangés avec du gaz. Selon leur âge, nous retrouvons cette poussière sous différentes structures soit, par exemple, par un disque entouré d'une enveloppe (objets jeunes de classe I) ou par un simple disque (objets de classe II et III). Selon la structure que prend la poussière, les cartes de polarisation et d'intensité qui en résultent vont changer. Nous allons discuter de cette variation des cartes de polarisation selon la distribution de poussière.

Suite aux modifications apportées au code, il a fallu s'assurer que celui-ci fonctionne bien. Pour ce faire, nous avons mis au point quelques critères qui nous assurent, s'ils sont satisfaits, que le code Monte Carlo produit de bons résultats.

Après avoir validé le code, il est maintenant possible de l'utiliser aux fins d'avancer le domaine de la polarisation. En effet, Dullemond et al. (2001) proposent une nouvelle

distribution de grain autour des étoiles Herbig Ae/Be afin de mieux expliquer leur distribution d'énergie spectrale. Par contre, qu'en est-il des cartes de polarisation résultantes ? C'est sur cette question que nous nous sommes arrêtés.

Par la suite, nous avons essayé de reproduire du mieux possible, tenant compte des limitations du code, les cartes de polarisation obtenues au TCFH. Nous avons étudié en détail les données de R Mon (résultats qui seront présentés sous forme d'article pour fin de publication) et de V376 Cas. De plus, notre étude de V376 Cas nous a permis d'amener des conclusions sur les processus causant les vecteurs parallèles aux disques des étoiles jeunes.

Mots clés: Monte Carlo, polarisation, étoiles jeunes, R Mon, V376 Cas.

ABSTRACT

To further understand the evolution of young stellar objects, we used a Monte Carlo code simulating their environment in order to study a new density distribution for the Herbig Ae/Be stars and to reproduce intensity and linear polarization maps obtained at the Canada-France-Hawaii telescope (CFHT) in November 2003. As the code was first created in the 80's, we had to correct some bugs and add new elements in order to take into account the latest advances in studies of polarization produced by circumstellar matter.

Since the stars studied are young (less than a few million years), their neighborhood still contains dust mixed with gas which will be distributed according to their age. Younger stars will have a disk structure inside a bigger envelope (class I) while older stars will exhibit only a disk (class II and III). As we can expect, different structures create different intensity and polarization maps. We will discuss the variations induced in the polarization and intensity maps when changing the dust distribution.

Following the modifications to the code, we ran some tests to check its functionality. We developed some criteria that once they are satisfied, we can safely assume the Monte Carlo code is operational and that it will produce good results.

The code can now be used to increase our knowledge of circumstellar matter around young stellar objects. Indeed, Dullemond et al. (2001) proposed a new dust distribution around Herbig Ae/Be stars which explains better their spectral energy distribution

(SED). However, there are still no studies to find out if the polarization maps resulting of this new distribution was also compatible with the observations. This problem was treated with our Monte Carlo code.

We then tried to reproduce, as well as possible and taking into account the limits of the code, the polarization and intensity maps obtained at the TCFH. Our study was focused on R Mon, which is presented as an article to be submitted, and V376 Cas. Also, our study of V376 Cas helped us to shed some light on the causes for aligned polarization vectors seen on our maps.

Keywords: Monte Carlo, polarization, young stars, R Mon, V376 Cas.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	v
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES ABRÉVIATIONS	xv
DÉDICACE	xvii
REMERCIEMENTS	xviii
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
1.1 Étoiles jeunes	2
1.1.1 Propriétés générales des étoiles T Tauri	2
1.1.2 Propriétés générales des étoiles Herbig Ae/Be	5
1.2 Évolution des étoiles jeunes	7
1.2.1 Effondrement gravitationnel et formation d'un disque	8
1.2.2 Évolution des grains de poussière	11
1.3 Les avancées	14

1.3.1	Avancée technologique	15
1.3.2	Avancée théorique	16
1.4	Polarimétrie	19
CHAPITRE 2 : PROGRAMME MONTE CARLO		22
2.1	Programme Monte Carlo	23
2.1.1	Distribution des grains de poussière	24
2.1.2	Initialisation du code et polarisation	24
2.1.3	Émissions des photons	30
2.1.4	Nombres aléatoires	31
2.1.5	Distance parcourue avant une diffusion	32
2.1.6	Angle de diffusion	34
2.1.7	Direction de propagation	36
2.1.8	Calcul de la polarisation	38
2.1.9	Classement des photons sortant	38
2.2	Modifications apportées au code	44
2.2.1	Générateur de nombres aléatoires	44
2.2.2	Correction des vecteurs	49
2.2.3	Courbes d'intensités et de flux polarisés	49
2.2.4	Correction des erreurs	54
2.2.5	Modification du traitement de la densité	54
2.2.6	Agrandissement	55

2.2.7	Critère de sortie des photons	56
2.2.8	Cartes d'intensités	57
2.2.9	Distribution MRN	58
2.2.10	Parallélisation du code	61
CHAPITRE 3 : TESTS DU PROGRAMME		63
3.1	Vecteurs parallèles au disque	63
3.2	Reproduction des résultats pour HH 30	66
CHAPITRE 4 : ÉTUDE DES ÉTOILES JEUNES		75
4.1	Conséquence polarimétrique de la distribution de Dullemond et al.	75
4.1.1	Description des régions de la nouvelle distribution	79
4.1.2	Les distributions comparées	82
4.1.3	Résultats	86
4.1.4	Analyse et discussion	86
4.1.5	Conclusion	89
4.2	Étude de l'étoile V376 Cas	90
4.2.1	Cartes observées de V376 Cas	91
4.2.2	Analyse de l'information sur V376 Cas	92
4.2.3	Modélisation de V376 Cas	96
4.3	Cartes de polarisation provenant de notre modèle	98
4.3.1	Analyse des résultats	101

4.3.2	Conclusion	102
CHAPITRE 5 : ÉTUDE DE L'ÉTOILE R MON		105
5.1	Introduction	107
5.2	Observations	109
5.3	Modelling	116
5.4	Discussion	119
5.4.1	Comparison with Observed Data	119
5.4.2	Comparison with Other Results	122
5.5	Conclusion	124
BIBLIOGRAPHIE		126
CHAPITRE 6 : CONCLUSION		127
BIBLIOGRAPHIE		130

LISTE DES TABLEAUX

3.I	Paramètres utilisés afin d'obtenir des vecteurs parallèles au disque . . .	64
3.II	Paramètres de notre modèle de HH 30	70
4.I	Valeur des paramètres de notre modèle de V376 Cas	98
5.I	Valeur des paramètres de notre modèle de R Mon	119
5.II	Polarisation maximale et intégrée de notre modèle de R Mon	122

LISTE DES FIGURES

1.1	Présence d'un 'dark lane' sur HL Tau	11
1.2	Image de HH30	12
1.3	Image obtenu de Gemini d'un disque protoplanétaire	17
1.4	Image de GG Tau démontrant la nécessité d'un modèle stratifié	18
1.5	Distribution de polarisation des étoiles jeunes	20
2.1	Courbe d'extinction normalisée	26
2.2	Distribution angulaire de l'intensité	35
2.3	Géométrie des capteurs	39
2.4	Système de coordonnées final des photons vue par l'observateur.	41
2.5	Système de coordonnées final des photons vue de côté.	42
2.6	Diagramme montrant l'évolution d'un photon.	43
2.7	Carte de polarisation d'une enveloppe sphérique $\cos(i)=0.1$	46
2.8	Carte de polarisation d'une enveloppe sphérique $\cos(i)=0.6$	47
2.9	Carte de polarisation d'une enveloppe sphérique $\cos(i)=1.0$	48
2.10	Carte de polarisation avec longueur modifiée à $\cos(i)=0.1$	50
2.11	Carte de polarisation avec longueur modifiée à $\cos(i)=1.0$	51
2.12	Carte de polarisation avec l'ajout de courbes d'intensité ($\cos(i)=0.1$)	52
2.13	Carte de polarisation avec l'ajout de courbes d'intensité ($\cos(i)=1.0$)	53
3.1	Carte de vecteurs parallèles pour une inclinaison de $\cos(i)=0.1$	67

3.2	Carte de vecteurs parallèles pour une inclinaison de $\cos(i)=0.2$	68
3.3	Cartes de polarisation de notre modèle pour HH 30 en bande I	71
3.4	Cartes de polarisation de notre modèle pour HH 30 en bande R	72
3.5	Modèles de HH 30 en bande I et R	73
4.1	SED d'un modèle d'une étoile Herbig Ae	77
4.2	Croquis de la géométrie du modèle de Dullemond et al. 2001	78
4.3	Croquis des géométries possibles pour les étoiles Herbig Ae/Be	78
4.4	Représentation du modèle évasée et celui du bord interne gonflé)	84
4.5	Distribution contenant le bord interne gonflé	85
4.6	Cartes d'intensité pour $\cos(i)= 0.2$ de 2 distributions de grains	87
4.7	Cartes de polarisation pour $\cos(i)= 0.2$ de 2 distributions de grains	88
4.8	Carte de polarisation observée en bande H de V376 Cas	92
4.9	Carte de polarisation observée en bande H de V376 Cas	93
4.10	Carte de polarisation observée en bande H de V376 Cas	94
4.11	Carte d'angle de polarisation de V376 Cas	95
4.12	Cartes modélisées de V376 Cas en bande H	99
4.13	Cartes modélisées de V376 Cas en bande H	100
5.1	Cartes observées en bande H de R Mon	112
5.2	Carte de polarisation observée en bande H de R Mon	113
5.3	Cartes d'angle de position et de flux polarisé de R Mon	114

5.4 Cartes de contours d'intensité en bande R et H de R Mon 115

5.5 Cartes modélisées de R Mon en bande H et R 120

LISTE DES ABRÉVIATIONS

HAEBE	Étoile Herbig Ae/Be
H-R	Hertzsprung-Russell
HST	Télescope Spatial Hubble
HWP	Half-Wave Plate
IR	Infrared
IRAS	Infrared Astronomical Satellite
M_{\odot}	Masse solaire
MIS	Milieu Interstellaire
MRI	Instabilité magnétorotationnelle
NIR	Near-Infrared
OA	Optique Adaptative
PLMH	Pleine Largeur à Mi-Hauteur
PUEO	Probing the Universe with Enhanced Optics
R_{\odot}	Rayon solaire
SED	Distribution d'Énergie Spectrale

TCFH	Télescope Canada-France-Hawaii
UA	Unité Astronomique
UKIRT	United Kingdom Infrared Telescope
UV	Ultraviolet
WFPC2	Wide Field Planetary Camera 2
YSO	Young Stellar Object

À Grand-Maman

Une femme inspirée et inspirante

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier, premièrement, Pierre Bastien qui a accepté de devenir mon directeur de recherche. Vous étiez toujours disponible à me rencontrer et nos discussions m'ont permis de suivre de bonnes pistes et d'aller toujours plus loin. Les expériences que j'ai vécues lors de ma Maîtrise sont grâce à vous. Je suis reconnaissant que vous m'ayez fait confiance au cours de ma recherche.

Daniel Stubbs a été d'une grande aide lorsqu'il a été question de paralléliser le programme. Merci pour votre temps.

Merci à ma famille pour leur curiosité envers ma recherche. Ceci me montre que vous êtes fier de moi et ça m'encourageait à continuer. Merci énormément la Mother de m'avoir soutenu tout ce temps. Merci à mon oncle Claude pour son soutien. Merci Émilie, ma compagne de vie depuis maintenant plus de 5 ans, de m'avoir réconforté dans les moments plus difficiles. Merci à mes amis et mon frère pour toutes les heures de plaisirs qu'on a eu ensemble. Le travail c'est bien beau, mais il faut savoir se divertir. Alors merci Frank, Ze Dave, Guigui (AKA Bûche de Noël), Bruno, Sebie.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

La nouvelle avancée technologique de l'optique adaptative (OA) nous a grande ouverte la porte à de nouvelles découvertes et à une plus grande compréhension de l'évolution d'étoiles jeunes. En effet, puisque l'on peut atteindre une très grande résolution, il est possible de raffiner nos modèles de distribution circumstellaire de grains autour de ces étoiles. En plus, l'OA couplée à l'imagerie angulaire différentielle, a permis à René Doyon, professeur au département de physique de l'Université de Montréal, et son équipe de détecter 3 planètes autour de l'étoile HR 8799 (Marois et al., 2008). L'image de ce système planétaire est une première mondiale et ceci ne peut qu'alimenter notre enthousiasme quant à de futures découvertes.

Or, la formation des planètes demeure encore un processus peu compris. Maintes études ont été faites sur la croissance des grains dans l'environnement d'étoiles jeunes (Brauer et al., 2008, Duchêne et al., 2004, Dullemond et Dominik, 2005), et il est largement accepté que le processus de formation de planètes commence dans le disque circumstellaire. Pour que les modèles de coagulation de grains soient bons, il est impératif de bien connaître l'état initial du système que ce soit, entre autres, au niveau du type ou de la distribution de grains autour de ces étoiles jeunes.

C'est dans cette optique que nous avons décidé d'orienter notre recherche. Nous voulons approfondir la connaissance des étoiles jeunes par l'étude de leur environnement

immédiat avant que des processus de coagulation trop importants aient lieu (avant que l'on retrouve des particules de l'ordre du mètre dans le disque). Avant d'entrer dans les détails du code Monte Carlo utilisé ainsi que de notre recherche, nous allons introduire brièvement les étoiles jeunes ainsi que les dernières avancées dans le domaine de la polarimétrie.

1.1 Étoiles jeunes

Dans cette section nous allons, en premier lieu, introduire brièvement deux types d'étoiles jeunes soient les T Tauri et les Herbig Ae/Be. Par la suite, nous allons discuter de la formation de ces étoiles ainsi que de la matière circumstellaire qui les entoure. Pour finir, nous allons discuter de la formation de planètes autour de ces étoiles par processus de croissance des grains.

1.1.1 Propriétés générales des étoiles T Tauri

Les étoiles T Tauri sont des étoiles situées au-dessus et à droite de la séquence principale dans le diagramme Hertzsprung-Russell (H-R). Elles furent découvertes par Alfred H. Joy en 1945 dans le nuage Taurus-Auriga. Ce groupe doit son nom à l'étoile la plus brillante du groupe. Par leur variation lumineuse irrégulière, on associait à ces étoiles des nébulosités. Cependant, c'est seulement après les études de Jones et Herbig (1979) sur les vitesses propres qu'on a pu conclure que les T Tauri se trouvaient bien à l'intérieur de ces nuages moléculaires ce qui implique, par le fait même, que ces étoiles sont

jeunes. En plus, les T Tauri se retrouvent près d'étoiles plus massives du type O ou B (association OB). Cette association indique, en plus de la présence de poussière, que les T Tauri sont jeunes puisque les étoiles OB évoluent très rapidement et elles se retrouvent avec des T Tauri de types spectraux plus tardifs.

C'est surtout au niveau spectroscopique qu'il est possible de mieux définir le groupe des T Tauri. C'est ainsi que Herbig (1962) proposa quelques caractéristiques spectroscopiques définissant les étoiles T Tauri

- Les raies de Balmer d'hydrogène ainsi que le calcium ionisé (CaII) H et K doivent être en émission
- Présence en émission du Fer neutre à $\lambda 4063$ et $\lambda 4132$
- Présence en émission des raies interdites OI et SII (dans plusieurs T Tauri)
- Forte raie d'absorption du lithium à $\lambda 6707$

En fait, la présence de lithium en absorption est une signature spectrale typique des étoiles jeunes puisque l'abondance du lithium diminue avec le temps et dans ces étoiles jeunes, l'abondance du lithium est équivalente à celle du milieu interstellaire (Zappala, 1972).

Les T Tauri sont des étoiles assez froides avec une température de surface effective allant de 3000 K à 7000 K, de type spectral variant entre F et M et possédant une masse inférieure à $2 M_{\odot}$.

Leur distribution d'énergie spectrale (SED) montre un grand excès de flux dans l'infrarouge soulignant la présence de poussière autour de ces étoiles. En effet, cet excès serait dû à une ré-émission thermique de l'énergie absorbée par la poussière (Cohen, 1973a, b, c, d). La distribution de cette poussière est sous forme de disque et parfois surmontée d'une enveloppe selon le stage d'évolution de l'étoile. Le taux d'accrétion du disque peut monter jusqu'à $10^{-5} M_{\odot}$ /année pour un court laps de temps, mais varie en moyenne autour de $10^{-6} M_{\odot}$ /année. La présence de poussière autour de l'étoile occasionne une polarisation de la lumière dont la polarisation nette peut être non nulle. En effet, Bastien (1985) démontre, suite à l'observation de 85 T Tauri, par une corrélation entre la polarisation et l'excès en infrarouge que l'agent responsable de ces deux phénomènes est le même, soit la poussière.

Kuhi (1978) mentionne que la majorité des T Tauri possèdent un profil P Cygni à $H\alpha$ indiquant que le système perd de la masse. Cette perte de masse est causée par de forts vents (100 km/s) perpendiculaires au plan du disque. Un profil P Cygni inverse, indiquant l'accrétion de matière, n'est pas observé en $H\alpha$ (Bertout, 1989). Cependant, une sous-classe des T Tauri nommée YY Orionis possède ce style de profil mais dans la série de Balmer de transition supérieure à celle du $H\alpha$. Les YY Orionis sont à un stage antérieur aux T Tauri puisqu'elles sont encore dans une phase de contraction gravitationnelle et peuvent accréter de la matière de leur nuage protostellaire à des vitesses de 300 à 400 km/s.

Une autre sous-classe intéressante des T Tauri est les FU Orionis. Les étoiles FU

Orionis ont été reconnues comme classe distincte par Herbig (1966, 1977). Ce sont toujours des étoiles pré-séquence principale (ne brûlant pas d'hydrogène) similaires aux T Tauri mais les étoiles qui composent cette sous-classe ont des variations très importantes de luminosité, soit de 4 à 6 magnitudes (Herbig, 1977). L'augmentation de la luminosité se fait dans un temps très court (1 à 10 années) mais la diminution de la luminosité se fait dans un temps caractéristique beaucoup plus long (quelques décennies) . La fréquence de ces sursauts reste encore incertaine, mais la cause est connue. En effet, suite à des observations spectrales (Hartmann et Kenyon, 1996), il a été possible de détecter que les raies d'absorption étaient doublées et que la largeur des raies diminue plus la longueur d'onde augmente. Ceci est la signature d'un disque d'accrétion en rotation keplérienne. Le sursaut d'un FU Ori surviendrait lorsqu'il y aurait une accrétion rapide de matière du disque circumstellaire qui rendrait le disque équatorial plus brillant que l'étoile au centre. Ce sursaut augmenterait la luminosité du disque par rapport à l'étoile d'un facteur de 100 (Hartmann et Kenyon, 1996).

1.1.2 Propriétés générales des étoiles Herbig Ae/Be

Les étoiles Herbig Ae/Be (HAEBE) ont été définies pour la première fois par Herbig en 1960 comme étant des étoiles de type spectral A ou B avec la série de Balmer en émission. Ce sont des étoiles pré-séquence principale et leur environnement est très diversifié allant d'une région typique de formation d'étoiles à une région ne contenant aucune nébulosité (Feigelson et al., 2003, Grady et al., 2004). Leur association à des ré-

gions contenant de la formation stellaire incitait à penser que ces étoiles étaient jeunes. Ce fut van den Ancker et al. (1997) qui, grâce aux données de parallaxe d'Hipparcos, positionna sur le diagramme HR les étoiles Herbig Ae les plus brillantes. Leur positionnement indiquait que ces étoiles avaient un âge entre 1 et 10 millions d'années avec une masse variant de 2 à 8 M_{\odot} . Il faut noter qu'il n'est pas possible de détecter des étoiles pré-séquence principale ayant une masse supérieure à 8 M_{\odot} puisqu'elles évolueraient tellement vite que, lorsque l'opacité de leur nuage de formation deviendrait assez faible pour que ces étoiles nous soient visibles, celles-ci seraient déjà sur la séquence principale.

Herbig (1960) émit une série de critères pour définir si une étoile est une HAEBE :

- Type spectral plus précoce que F0 (ceci exclut les T Tauri)
- Raies de Balmer en émission dans le spectre (similaire aux T Tauri)
- Localisé près du nuage interstellaire où elles naissent
- Doit avoir une nébuleuse par réflexion illuminée (afin d'avoir un lien avec une région de formation d'étoiles)

Il faut noter que toutes les étoiles à émission Ae et Be de Herbig (HAEBEs) sont jeunes, mais ce ne sont pas toutes les jeunes étoiles de type A ou B qui sont des HAEBEs. Avec l'arrivée de IRAS (Infrared Astronomical Satellite) ces critères ont dû être modifiés afin d'exclure ces étoiles Ae et Be classiques. En plus, Feigelson et al. (2003) et

Grady et al. (2004) démontrent que certaines HAEBEs ne sont pas associées à des nébulosités. En tenant compte de ces nouvelles données, voici les nouveaux critères :

- Type spectral plus précoce que F0
- Raies de Balmer en émission dans le spectre
- L'excès en infrarouge doit être dû à la poussière circumstellaire (puisque les Be classique ont un excès en infrarouge mais qui est causé par l'émission libre-libre)

Parfois les HAEBEs montrent une variabilité dans leur luminosité. Ceci serait causé par des fragments (protoplanètes ou un élément planétésimale) se situant dans le disque. Ces fragments, lorsqu'ils se situent face à l'étoile, causeraient une diminution de la luminosité et rendraient la lumière plus bleue et d'une polarisation linéaire plus grande (puisque la lumière non-polarisée provenant directement de l'étoile serait bloquée)

1.2 Évolution des étoiles jeunes

Nous allons maintenant aborder l'évolution stellaire jusqu'à la phase d'évolution qui nous concerne soit avec la présence d'un disque circumstellaire. Pour ce faire, nous allons commencer en discutant de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire suivi de la formation d'un disque. Par la suite, nous allons regarder comment la poussière évolue tout au long de cette évolution.

1.2.1 Effondrement gravitationnel et formation d'un disque

Tout commence avec un noyau de nuage moléculaire sans présence d'étoile que l'on nomme un noyau préstellaire. Par effondrement gravitationnel, ce nuage voit sa densité augmenter drastiquement et c'est ce processus qui est la cause de la formation stellaire. Zhou et al. (1993) et Lee et al. (2001) ont observé que ces noyaux préstellaires possédaient un grand mouvement vers l'intérieur. La formation d'une proto étoile prend environ 4×10^5 années (Onishi et al., 2002). Lorsque la proto étoile accrète assez de matière du nuage, elle devient visible. On ne sait toujours pas, du point de vue observationnel, ce qu'il y a entre la phase du noyau préstellaire et la présence de la proto étoile visible due à la courte durée de cette évolution et de la grande profondeur optique.

Cependant, des simulations numériques ont été effectuées par, entre autre, Larson (1969) et Masunaga et al. (1998) afin de comprendre le processus et d'élaborer un scénario. L'effondrement du nuage est initialement optiquement mince à l'émission thermique des grains de poussière. De plus, le taux de réchauffement dû à la compression est beaucoup plus petit que le taux de refroidissement dû à la radiation thermique ce qui crée un effondrement isotherme. Lorsque la profondeur optique atteint environ l'ordre de l'unité ou lorsque le taux de réchauffement devient trop grand, l'effondrement cesse d'être isotherme. La température du gaz commence à monter et l'effondrement forme un premier noyau adiabatique au centre du nuage. Masunaga et al. (1998), à l'aide de leur simulation, arrivent à une masse de $\sim 0.05 M_{\odot}$ avec un rayon de ~ 5 UA pour le premier noyau en utilisant des valeurs typiques pour l'opacité. De plus, Saigo et al. (2008) ont

montré que le chemin que prend l'évolution de l'effondrement du nuage dépend simplement de sa vitesse angulaire. Lorsque la température centrale atteint environ 2000 K, les molécules d'hydrogène commencent à se dissocier en atomes. Puisque cette dissociation extrait de l'énergie thermique d'un gaz, la pression du gaz n'augmente plus assez vite pour supporter le premier noyau contre sa propre gravité ce qui entraîne un second effondrement. Lorsque la dissociation est finie, il y a naissance d'un noyau stellaire. Ce noyau stellaire grossit par l'accrétion de masse de son enveloppe afin de devenir une proto-étoile.

La matière de l'enveloppe possédant un petit moment cinétique tombera proche de l'étoile ou se fera accréter tandis que la matière ayant un moment angulaire plus grand va tomber et former un disque circumstellaire. L'enveloppe transparente depuis le début de l'effondrement deviendra, par l'augmentation de la profondeur optique, opaque à la radiation à commencer par les plus courtes longueurs d'onde. Finalement, il y a apparition de vents bipolaires en spirales perpendiculairement au plan équatorial, signature qu'il y a toujours accrétion du disque. Ces vents sont nécessaires pour enlever l'accumulation du moment cinétique au centre due à la poussière qui spirale vers le centre. Sans les vents bipolaires, l'accrétion n'aurait pas lieu et la formation de l'étoile serait impossible.

Il est possible de détecter les disques par leur signature dans les SED, les cartes de polarisation et tout récemment dans les cartes photométriques. En effet, les disques produisent un excès de flux dans l'infrarouge ainsi que dans l'UV. En plus, la forme du spectre a permis de déterminer le type de distribution spatiale que prend la poussière

dans les disques. En remarquant que les parties externes du disque étaient plus chaudes que ce qui était attendu, le modèle qui a prévalu est celui d'un disque dit 'flared' c'est-à-dire que la hauteur caractéristique divisée par le rayon (H/R) augmente avec le rayon (Kenyon et Hartmann, 1987). Au niveau de la polarisation, si le nombre de diffusions est assez grand, il est possible d'observer des vecteurs parallèles au disque par diffusion multiple (Bastien et Ménard, 1988, 1990). Au niveau des contours d'intensités, on détecte un 'dark lane' qui est en fait une incursion des courbes d'intensités vers l'intérieur (un étranglement des courbes) dû à la grande opacité du disque. En regardant le flux polarisé, on peut aussi observer cet étranglement (FIG 1.1) puisque une transition créant des points nuls de polarisation se crée lorsque l'opacité diminue. (Hajjar, 1997); les vecteurs passent de vecteurs parallèles au disque à des vecteurs centrosymétriques (vecteurs perpendiculaires aux lignes radiales partant de l'étoile. Voir figure 2.7 et les suivantes pour un exemple). À ces endroits, la polarisation est égale à zéro.

Tout récemment, il a été possible de prendre des images directes des disques. Il faut cependant que le système soit vu par la tranche afin que la lumière provenant directement de l'étoile soit bloquée. On doit la première image d'un disque à Burrows et al. (1996) grâce au télescope spatial Hubble (HST) Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2). Leur objet d'étude était l'étoile HH 30 (FIG 1.2) et l'on remarque, dans leur image, les caractéristiques attendues de l'environnement d'une étoile jeune soit un disque bloquant la lumière ainsi que 2 jets collimatés dans l'axe de rotation de l'étoile. Nous allons revoir cette étoile plus loin dans cet ouvrage. Suite à l'image de HH30, plusieurs autres images

de disques vus par la tranche ont été publiées (Grosso et al., 2003, Smith et al., 2005, Stapelfeldt et al., 2003).

1.2.2 Évolution des grains de poussière

Parallèlement à l'évolution de la distribution de poussière autour des étoiles jeunes, ces grains, lorsqu'ils vont se retrouver dans le disque circumstellaire, vont entrer dans un processus de croissance. Au commencement, les grains possèdent les mêmes caractéristiques que ceux du milieu interstellaire (MIS) puisque l'étoile naît dans ce milieu. Mathis, Rumpl et Nordsieck (1977) ont étudié les propriétés du milieu interstellaire en

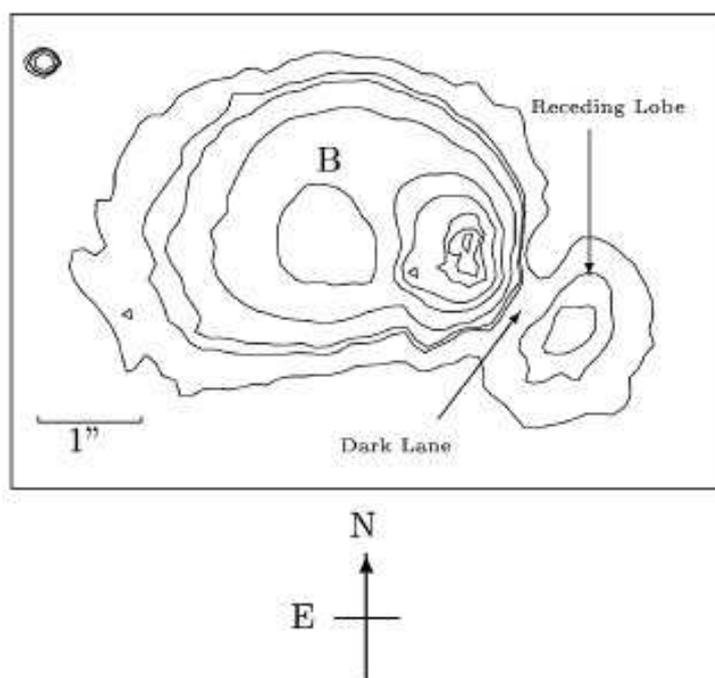


Figure 1.1 – Carte de contours du flux polarisé en bande K de HL Tau prise par UKIRT. On remarque bien la présence du 'dark lane' par la présence de points nuls (polarisation nulle). Image tirée de Lucas et al. 2004.

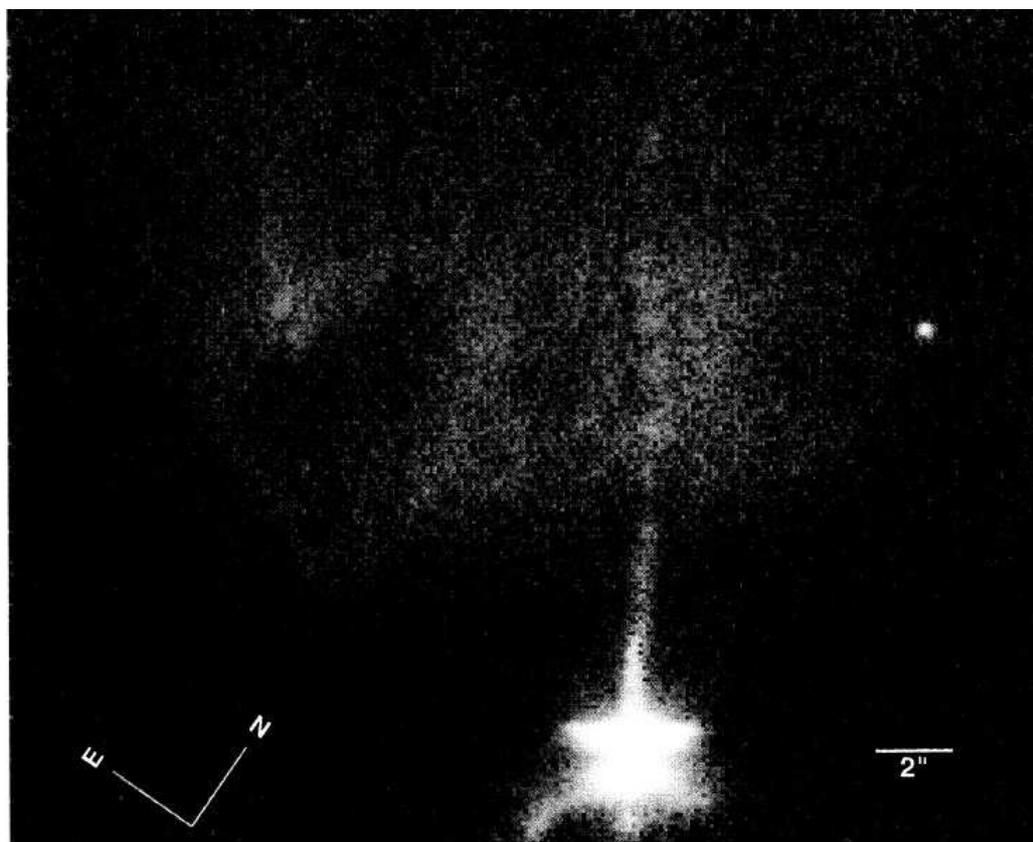


Figure 1.2 – Image de HH30 qui fut le premier disque détecté par imagerie. On remarque bien un étranglement au milieu qui est causé par la présence d'un disque. En plus on aperçoit bien l'un des deux jets collimés. Image tirée de Burrows et al. 1996.

essayant de bien reproduire la courbe d'extinction entre $0.11 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$. Ils arrivent à la conclusion que les plus grands contributeurs à l'extinction sont le silicate et le graphite (62.5% et 37.5% respectivement). En plus, ils montrent que le MIS contient des grains dont le rayon varie de $a_- = 0.005 \mu\text{m}$ à $a_+ = 0.25 \mu\text{m}$. On observe cependant des grains plus gros dans les disques circumstellaires ce qui nous indique qu'un processus de croissance a lieu. Ce processus, malgré les multiples études et simulations, reste encore partiellement compris. Le modèle qui est largement accepté est celui dont la coagulation commence au niveau du disque circumstellaire et se nomme le modèle d'accrétion du noyau (the core accretion model). Le mouvement Brownien, la sédimentation des grains, la turbulence ainsi que la grande densité du disque augmentent les chances de collision et les grains, lors de ces collisions, vont généralement rester collés ensemble. Cette croissance va amener la formation de planétésimaux et par la suite, l'interaction gravitationnelle entraînera la naissance de planètes.

Il y a plusieurs évidences de la croissance des grains. On remarque des grains plus gros que ceux présents dans le MIS par spectroscopie dans l'infrarouge (Apai et al., 2004, Bouwman et al., 2001, Sicilia-Angular et al., 2007) ainsi que par analyses interférométriques millimétriques (Rodmann et al., 2006, Testi et al., 2003) des disques d'étoiles jeunes. En plus, certains modèles qui visent à reproduire les observations de cartes de polarisation requièrent des grains plus gros que ceux du MIS (Burrows et al., 1996).

Dullemond et Dominik (2005) ont tenté de modéliser le processus de coagulation

dans les disques circumstellaires pour en obtenir les SEDs afin de les comparer avec ceux observés. En tenant compte de la coagulation par mouvement Brownien, sédimentation différentielle et de la turbulence, la quantité de petits grains s'épuise beaucoup trop vite. Ils arrivent à la conclusion que les petits grains doivent être réalimentés et ils suggèrent que la fragmentation cause ce phénomène. Brauer, Henning et Dullemond (2008) montrent qu'il est possible d'obtenir des particules de l'ordre du kilomètre. Pour ce faire, il faut contrer les 2 phénomènes nuisant à la coagulation soit la fragmentation et la perte de matière due au mouvement vers l'étoile (l'accrétion). Ils y arrivent en faisant en sorte que leur turbulence, causant la fragmentation, provienne d'une instabilité magnétorotationnelle (MRI) en couche c'est-à-dire que le MRI est actif pour les couches externes seulement ce qui crée une zone morte au niveau du plan diminuant ainsi la fragmentation. En plus, afin de contrer la perte de matière par l'accrétion, ils se positionnent dans un front d'évaporation soit, dans leur cas, la ligne de glace (l'endroit où l'eau passe de l'état liquide à l'état solide) (Kretke et Lin, 2007). Ce changement de phase de l'eau augmente le ratio poussière/gaz créant ainsi un maximum de pression. Ce maximum de pression tend à contrer l'accrétion de matière.

1.3 Les avancées

Dans une période où les nouvelles technologies ainsi que les recherches se succèdent à un rythme effréné, il est logique que le domaine de l'astrophysique ait profité aussi de ces avancées que ce soit en matière technologique ou bien par les nouvelles théories qui

parfois sont amenées par les nouvelles technologies.

1.3.1 Avancée technologique

Sans contredit, la technologie qui nous a ouvert la porte à plusieurs découvertes et qui va encore nous offrir plusieurs surprises est l'optique adaptative (OA). Lorsque la lumière stellaire entre dans l'atmosphère de la Terre, la turbulence atmosphérique (couches de température différente, ainsi que différentes vitesses des vents) va tordre et bouger l'image de plusieurs façons en perturbant les fronts d'onde. Le résultat de ce phénomène est que les étoiles vont devenir floues au lieu d'être ponctuelles. C'est le phénomène de visibilité (seeing). L'une des mesures les plus communes pour la visibilité est le calcul du diamètre de ce disque de visibilité (seeing disc) aussi appelé la pleine largeur à mi-hauteur (PLMH). Plus la PLMH est petite, meilleure est la résolution. Grâce à l'OA, on peut améliorer cette résolution et atteindre une résolution de 30-60 milli-arcsecondes (mas) dans l'infrarouge comparativement à 0.4-1 arcseconde sans la correction de l'OA. Le système de l'OA essaie de corriger la distorsion en utilisant un senseur. Ce senseur mesure la distorsion causée par l'atmosphère en quelques millisecondes. Ensuite l'ordinateur calcule la forme optimale que devra prendre le miroir afin de corriger cette distorsion. L'onde provenant du miroir est ainsi beaucoup moins distordue.

Grâce à une meilleure résolution spatiale, il est possible d'améliorer notre connaissance des disques d'étoiles jeunes. L'OA a permis de modéliser plusieurs disques ainsi que de tester si les modèles déjà produits étaient toujours compatibles avec les nouvelles

observations. En plus, en imagerie, l'OA a permis d'imager des disques à partir de la Terre (FIG 1.3). Il ne faut pas oublier aussi que l'OA couplé à l'imagerie angulaire différentielle, a permis la détection de 3 planètes autour de HR 8799 (Marois et al., 2008).

1.3.2 Avancée théorique

Une meilleure résolution des cartes observées amène sans contredit une meilleure compréhension des phénomènes se produisant autour des étoiles jeunes. C'est ainsi qu'il a été possible de détecter que les grains semblaient se sédimenter pour former des couches stratifiées. Par exemple, GG Tauri (Duchêne et al., 2004, Pinte et al., 2007), de structure annulaire, possède une fonction de phase de diffusion des grains qui projette fortement vers l'avant à une longueur d'onde de $3.8 \mu\text{m}$. Ceci signifie que les grains présents sont plus gros que $1 \mu\text{m}$ et donc qu'il y a présence de croissance des grains. Cependant, la distribution en grosseur nécessaire pour bien reproduire les images à $3.8 \mu\text{m}$ est incompatible avec les images de polarisation à $1 \mu\text{m}$. Donc, la grosseur des grains n'est pas uniforme partout. Sachant que les images à $3.8 \mu\text{m}$ sonde des couches plus profondes de l'anneau, ils proposent une structure stratifiée pour l'anneau tel que les grains proches du plan du milieu de l'anneau sont gros et plus qu'on s'éloigne de ce plan, plus les grains deviennent petits et la distribution de grains ressemble de plus en plus à celle du MIS (FIG 1.4)

Il y a aussi la croissance des grains. Les premières détections de la croissance des grains datent d'une vingtaine d'années par l'analyse des SEDs à des longueurs d'onde

millimétriques (Beckwith et Sargent, 1991, Beckwith et al., 1990). Cependant, la compréhension de cette croissance, afin de produire des structures de fragments planétaires,

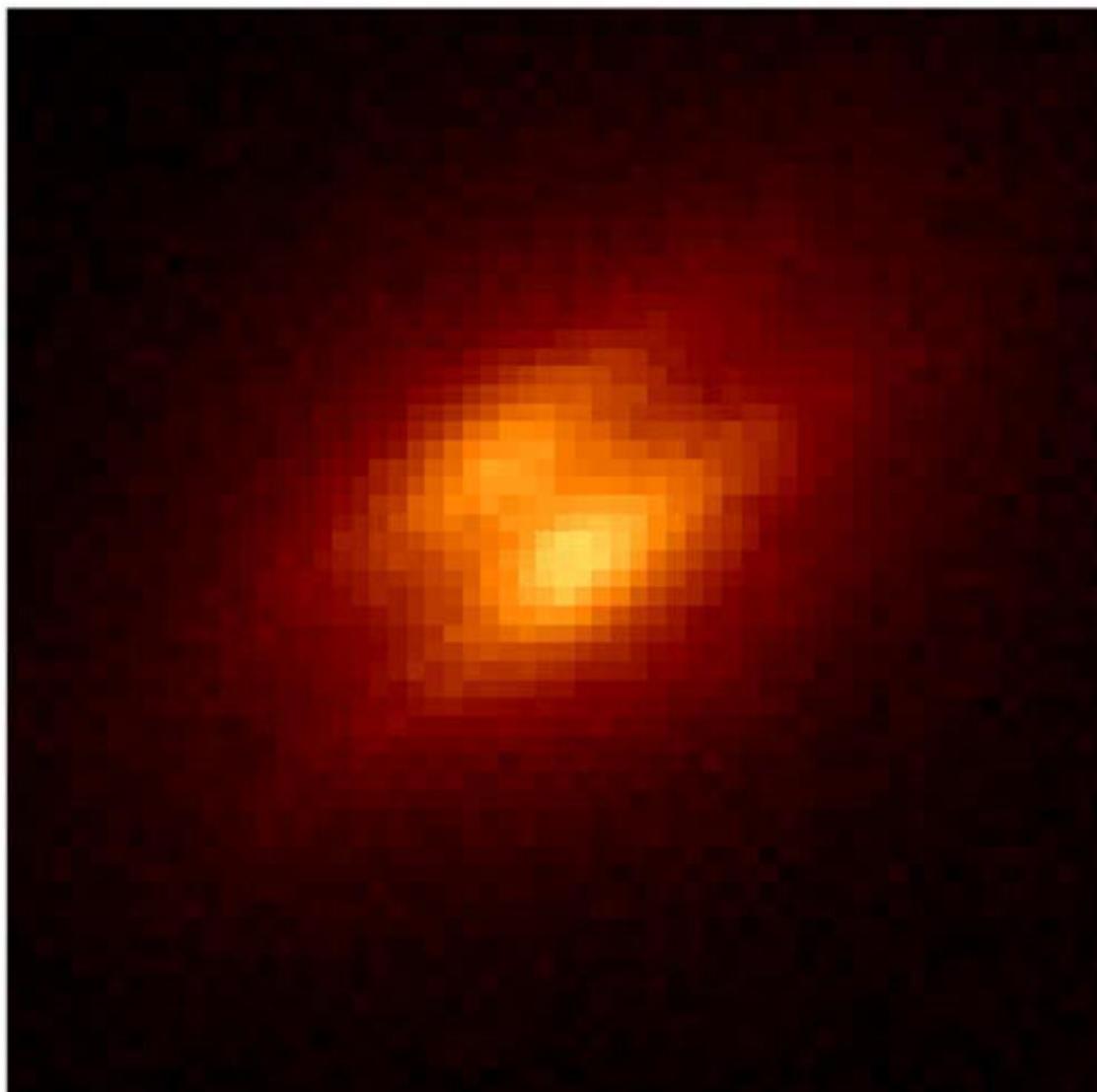


Figure 1.3 – Image proche-infrarouge d'un disque protoplanétaire découvert grâce à l'optique adaptative sur le télescope Gemini Nord. Le disque apparaît comme un évanouissement (dark lane) dans le milieu de l'objet. Il s'agit ici d'une étoile appartenant à un système quadruple contenu dans l'amas MBM 12 situé à 900 années-lumière de la Terre. Le crédit de cette image va à : UC-Berkeley/CfA/Gemini Observatory/NOAO/NSF.

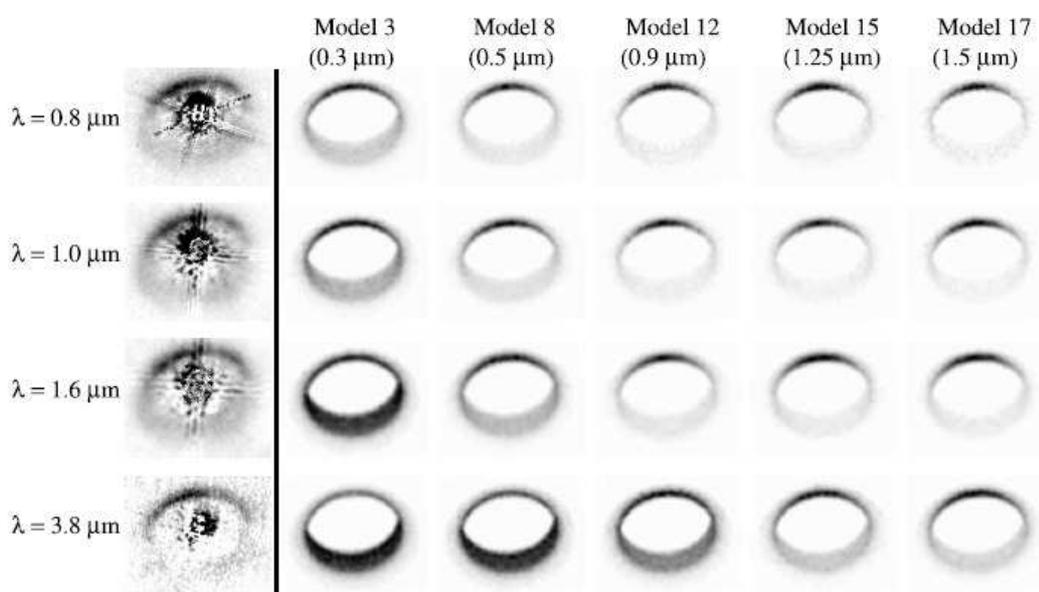


Figure 1.4 – À gauche, on aperçoit les données observationnelles de GG Tau pour 4 longueurs d'onde données. À droite, on a le résultat des cartes d'intensité de la simulation pour 5 modèles. Les modèles se différencient par a_+ , la valeur maximale que prend le rayon du grain (valeur entre la parenthèse). Ce qu'il faut regarder ici est l'intensité de la partie arrière par rapport à la partie avant. On voit bien que le modèle avec un a_+ petit reproduit bien l'observation en bande I ($0.8 \mu\text{m}$), mais mal en bande M ($3.8 \mu\text{m}$) tandis que le modèle avec un a_+ plus grand reproduit mieux l'observation en bande M. Figure extraite de Duchêne et al. 2004

n'est arrivée que tout récemment (Brauer et al., 2008, Kretke et Lin, 2007).

1.4 Polarimétrie

Il sera question ici d'étudier ces jeunes étoiles par l'entremise d'un programme Monte Carlo qui simulera l'émission de photons à l'intérieur d'une distribution de poussière. Les étoiles jeunes mentionnées dans les sections précédentes ont toutes une polarisation intégrée non-nulle. Bastien (1987) a recensé environ 80 jeunes étoiles (majoritairement des T Tauri mais quelques Herbig Ae/Be) sur deux bandes passantes et il découvre que la moyenne de la polarisation de son échantillon est non-nulle (FIG 1.5). Malgré la possibilité d'avoir une polarisation nulle avec l'incertitude, on remarque bien que cela ne peut être le cas puisque la distribution n'est pas centrée sur 0.

Les T Tauri semblent avoir une polarisation plus faible (monte jusqu'à 12-13% pour HL Tau mais tourne généralement autour de 1-2 %) que leurs homologues de plus grande masse (23% pour V376 Cas (Asselin et al., 1996)). Le moyen le plus efficace pour obtenir une telle polarisation est que la lumière provenant directement de l'étoile, donc non-polarisée, soit bloquée par une région opaque c'est-à-dire un disque. Les étoiles de grande polarisation sont donc vues par la tranche et possèdent un disque opaque. C'est la raison pour laquelle une grande majorité des T Tauri n'affichent pas une grande polarisation puisque les deux critères (disque et inclinaison) doivent être respectés afin d'obtenir une grande polarisation.

Nous allons donc modéliser des distributions de poussière sous forme de disques

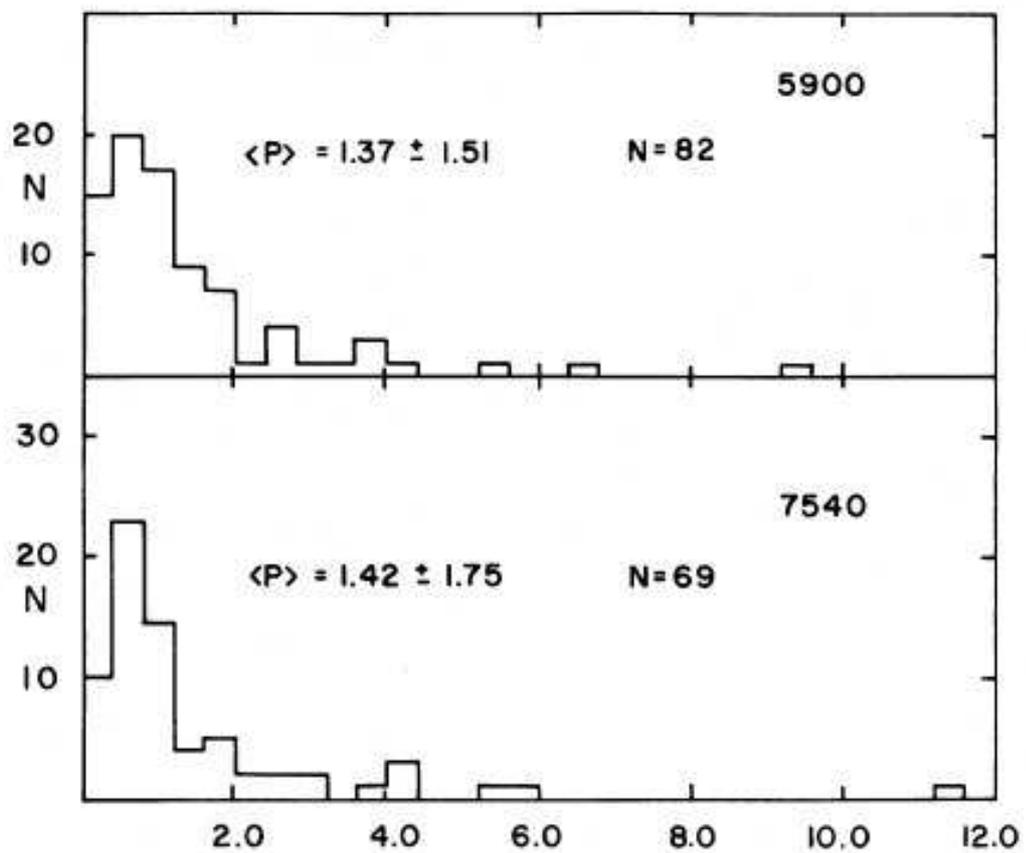


Figure 1.5 – Distribution de polarisation des étoiles jeunes. Les mesurent furent prises sur deux bandes passantes (centrées à 5900 et 7540Å). Figure extraite de Bastien 1987

(parfois avec une enveloppe) et nous allons étudier les cartes de polarisation qui en résultent. On retrouve deux grands types de patron (Bastien et Ménard, 1988, 1990). Si la densité est distribuée sphériquement avec une densité faible (profondeur optique inférieure à 1) alors on obtient un patron centrosymétrique puisque chaque photon diffuse seulement une fois et le vecteur de polarisation est perpendiculaire au plan de diffusion défini par la direction pré et post interaction. Par contre, s'il y a un disque d'opacité importante (profondeur optique supérieure à 1), le nombre de diffusions à cet endroit devient important et l'on remarque que les vecteurs ont tendance à s'aligner avec le plan du disque. En plus, dans ce type de patron, on observe des points nuls. En effet, lorsque l'on passe d'un milieu opaque à un milieu transparent au niveau du disque, le patron change de vecteurs alignés à des vecteurs centrosymétriques. Cette transition crée des points nuls de polarisation.

CHAPITRE 2

PROGRAMME MONTE CARLO

L'objectif de ce mémoire est d'avancer nos connaissances actuelles dans le domaine de la polarimétrie des étoiles jeunes ainsi que de reproduire des cartes polarimétriques obtenues au TCFH. Le meilleur chemin à prendre afin d'arriver à ces objectifs est d'utiliser un programme Monte Carlo simulant l'environnement de ces étoiles. Ce programme permet de suivre l'évolution d'un photon tout au long de sa 'vie' c'est-à-dire jusqu'à ce qu'il arrive sur un pixel d'un capteur donné ou bien qu'il soit détruit suite à un nombre trop élevé de diffusions. L'une des versions possibles pour laquelle cette méthode porte ce nom fait référence à la ville Monte Carlo là où on y trouve plusieurs casinos. Qui dit casino dit hasard et aléatoire. La méthode mise beaucoup sur les nombres aléatoires qui permettent de calculer les probabilités d'évènements tel la diffusion. En effet, si $p(x)dx$ est la probabilité que x se trouve dans l'intervalle compris entre x et $x + dx$ et si cette valeur de x est comprise entre a et b alors on a

$$\int_a^b p(y)dy = 1, \quad (2.1)$$

ce qui nous donne pour une valeur de x

$$\int_a^x p(y)dy = A = P(x). \quad (2.2)$$

C'est l'équation 2.2 qui est d'une grande importance dans le programme puisqu'elle relie une valeur x quelconque (angle de diffusion, longueur de vol, direction de propagation) à un nombre aléatoire A compris dans l'intervalle $[0,1]$. Le générateur de nombres aléatoires doit donc être très bon et satisfaire plusieurs exigences afin que celui-ci génère des nombres le plus aléatoirement possible. Un fait intéressant est qu'il est possible d'obtenir une multitude de statistiques sur l'évolution d'un photon ou de l'information à des endroits bien précis sur les cartes ce qui permet de mieux orienter notre étude. Puisque l'on suit une particule à la fois et qu'il faut souvent un très grand nombre de particules afin d'avoir des cartes avec le moins de bruit possible, il faut s'assurer que le code soit le plus optimal possible. Cependant, notre limite de temps sur les serveurs Mammouth de l'Université de Sherbrooke était largement suffisante pour que l'on puisse faire toutes les simulations nécessaires.

2.1 Programme Monte Carlo

Dans cette section, nous allons discuter du programme Monte Carlo que nous avons utilisé dans nos recherches. Nous n'allons faire qu'un survol des diverses étapes du code puisque celui-ci provient de la thèse de François Ménard et l'explication détaillée du code se retrouve dans sa thèse de Doctorat (Ménard, 1989). Nous allons, cependant, mentionner assez de détails pour que ce Mémoire soit suffisant pour avoir une compréhension globale. L'ordre de présentation des étapes dans ce Mémoire est le même que dans le code.

2.1.1 Distribution des grains de poussière

En tout premier lieu, il faut définir la distribution de grains que nous allons utiliser dans la simulation. Le code utilise les coordonnées cylindriques et possède une symétrie azimutale. Nous n'avons donc besoin que de deux coordonnées pour définir notre distribution soit r et θ . La symétrie azimutale (pour un r et θ donnés, la densité est la même pour tout les ϕ) amène beaucoup de simplification mais va jouer contre nous lorsque nous allons vouloir reproduire des observations. En effet, on remarque souvent une asymétrie dans les observations dues aux vents, aux turbulences, etc. On décide quel type de disque on veut étudier, la présence ou non d'une enveloppe, le rayon de sublimation des grains et on attribue une densité pour chaque anneau spécifié par r et θ .

2.1.2 Initialisation du code et polarisation

Avant d'émettre le premier photon dans cette distribution, il faut définir quelques éléments et surtout calculer certains éléments et les entreposer dans des matrices afin de sauver beaucoup de temps de calcul. Par exemple, pour le calcul de la nouvelle polarisation du photon suite à une diffusion, il faut déterminer les éléments de la matrice de Mueller. Ces éléments dépendent du type de grain, de son rayon, de la longueur d'onde d'étude, mais surtout de l'angle de diffusion. En calculant au début chaque élément de la matrice de Mueller¹ pour tous les angles possibles, nous allons sauver un temps énorme

¹Une matrice de Mueller est une matrice 4×4 qui décrit l'effet d'un processus sur les 4 paramètres de Stokes décrivant la lumière. Dans notre cas, nous utilisons la théorie de Mie qui décrit l'effet de la diffusion de la lumière sur des grains sphériques.

et il suffira d'aller chercher les bons éléments selon l'angle de diffusion.

Nous devons en premier lieu déterminer la longueur d'onde d'étude et le type de grains utilisés. Le code ne permet l'utilisation que d'un type de grain. Le choix le plus judicieux est de prendre le silicate astronomique puisqu'il est le plus abondant (Wolf et al., 2008). Cependant, selon la longueur d'onde d'étude, la présence du graphite devient primordiale puisque c'est la composante perpendiculaire de celui-ci qui explique le saut d'opacité à $\lambda 2160$ (FIG 2.1).

L'indice de réfraction des grains,

$$m = n - ik, \quad (2.3)$$

où n est la partie réelle et k la partie imaginaire sont tirés de Draine et Lee (1984) et Draine (1985). La partie imaginaire de l'indice de réfraction joue un rôle absorbant en diminuant l'intensité de la lumière traversant le grain (van de Hulst, 1957). Pour finir, il faut indiquer le rayon des grains de poussière que nous voulons utiliser. Le code original permettait seulement l'utilisation d'un seul rayon dans la distribution en densité. Nous avons apporté une modification à ce paramètre en permettant une distribution en rayon que nous allons discuter dans la section des modifications apportées au code.

Avec en main la longueur d'onde, le rayon ainsi que le type de grains, on peut calculer les sections efficaces d'extinction Q_{ext} , d'absorption Q_{abs} et de diffusion Q_{sca} des grains.

Les sections efficaces sont une mesure de la probabilité d'interaction des grains avec

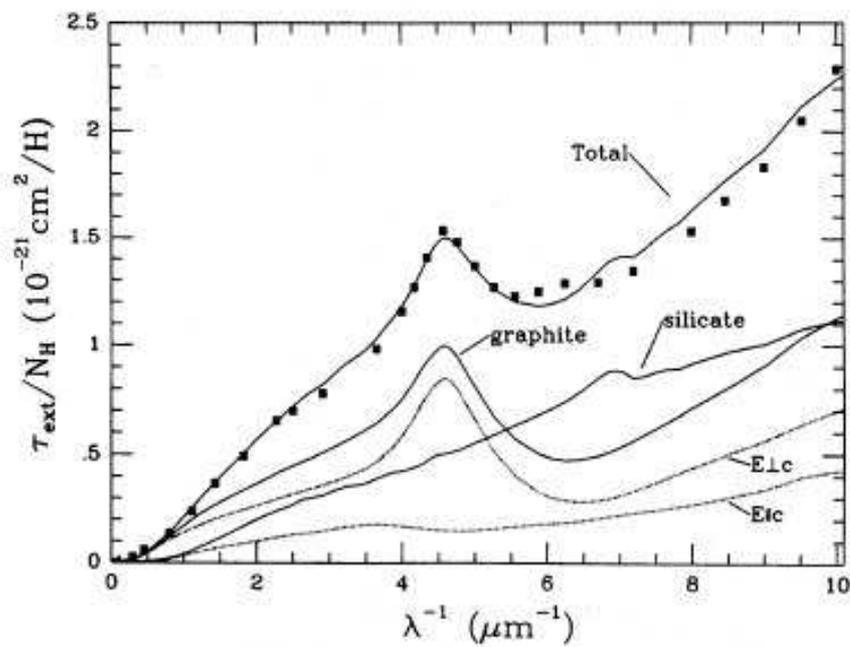


Figure 2.1 – Représentation de la section efficace d’extinction par noyau d’hydrogène générée pour des grains sphériques de graphite et de silicate utilisant une distribution MRN en grosseur. On remarque bien qu’à $\lambda 2160$ la composante principale est celle du graphite. La courbe d’extinction totale est comparée à l’extinction moyenne observée (les carrés). Tiré de Draine & Lee 1984.

les photons. Plus la section efficace de diffusion des grains est grande, plus grande est la probabilité de diffusion du photon et donc la longueur de vol de celui-ci (longueur entre deux diffusions) va diminuer. Les formules pour le calcul de ces sections efficaces se retrouvent dans Ménard (1989, section 2.7.2).

Le calcul de la polarisation se fait par l'intermédiaire de la théorie de Mie. La théorie de Mie décrit l'interaction d'une onde électromagnétique avec une particule sphérique homogène. Sans entrer dans les détails (voir van de Hulst (1957, chap. 9)) pour de plus amples explications), l'idée consiste à résoudre les équations de Maxwell et à satisfaire les conditions frontières à la surface du grain. Il conclut que l'effet d'une diffusion par une particule finie est complètement défini par quatre paramètres, appelés les fonctions d'amplitudes $S_1(\theta)$, $S_2(\theta)$, $S_3(\theta)$ et $S_4(\theta)$ où θ est l'angle de diffusion. Il faut noter que les fonctions d'amplitudes sont des nombres complexes et dépendent de la longueur d'onde, de la composition chimique du grain, du rayon du grain et finalement de l'angle de diffusion. Pour un grain sphérique, $S_3(\theta)$ et $S_4(\theta)$ sont nuls ce qui simplifie les calculs. En plus, il introduit deux paramètres soit $i_1 = |S_1(\theta)|^2$ et $i_2 = |S_2(\theta)|^2$ appelés les intensités de van de Hulst. Ce i_1 et ce i_2 nous donnent, respectivement, l'intensité suivant des directions parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion.

Puisque les conditions frontières, pour résoudre les équations de Maxwell aux alentours et dans le grain sont continues, l'amplitude du champ électrique transmise est une fonction linéaire de l'amplitude du champ électrique incidente sur le grain. On peut écrire cette relation comme ceci :

$$\begin{pmatrix} E_{ld} \\ E_{rd} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_2(\theta) & S_3(\theta) \\ S_4(\theta) & S_1(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{li} \\ E_{ri} \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

En plus, $S_3(\theta)$ et $S_4(\theta)$ sont nuls dans notre cas, ce qui simplifie l'équation 2.4. Les indices i et d réfèrent aux ondes incidente et diffusée respectivement, et l et r aux composantes parallèle et perpendiculaire (radiales) respectivement.

L'état de la polarisation de la lumière est décrit par les paramètres de Stokes I, Q, U et V . En gardant la même notation, on les calcule comme suit :

$$\begin{aligned} I_d &= \langle E_{ld}E_{ld}^* + E_{rd}E_{rd}^* \rangle, \\ Q_d &= \langle E_{ld}E_{ld}^* - E_{rd}E_{rd}^* \rangle, \\ U_d &= \langle E_{ld}E_{rd}^* + E_{rd}E_{ld}^* \rangle, \\ \text{et } V_d &= \langle E_{ld}E_{rd}^* - E_{rd}E_{ld}^* \rangle. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Les moyennes sont des moyennes dans le temps et chacun des quatre paramètres possède des unités d'intensité. Si l'on s'imagine un plan cartésien classique en deux dimensions ; le paramètre I mesure l'intensité totale de la lumière, Q est la tendance de la polarisation à favoriser l'axe des x par rapport à l'axe des y , U est la tendance à favoriser une polarisation de 45° sur une polarisation de 135° (par rapport à l'axe des x positif), et V est la tendance de la lumière à avoir une polarisation circulaire.

L'équation 2.4 a son équivalent pour les paramètres de Stokes :

$$\begin{pmatrix} I_d \\ Q_d \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

où les indices d et i réfèrent aux ondes diffusée et incidente respectivement. Le k représente le nombre d'onde ($2\pi/\lambda$) et r le rayon du grain. La matrice 4×4 est la matrice de Mueller et représente l'effet de la diffusion par un grain sphérique homogène. Les éléments composants cette matrice sont tous définis par les fonctions d'amplitude S_1 , S_2 , S_3 et S_4 dont chacun dépend de la longueur d'onde, l'angle de diffusion, de la composition chimique ainsi que du rayon du grain (van de Hulst, 1957). La valeur de ces éléments se retrouve dans la section 2.7.2 de Ménard (1989). Puisque nous voulons produire des cartes de polarisation linéaire, nous avons besoin des quantités

$$P_{lin} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (2.7)$$

et

$$\theta_{lin} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right), \quad (2.8)$$

représentant le degré de polarisation linéaire et l'angle de cette polarisation. L'angle est calculé à partir du nord céleste en allant vers l'est, qui est la convention astronomique.

La longueur d'onde d'étude ainsi que le type et le rayon du grain sont déterminés au tout début du code. En plus, ils sont invariables tout au long du code. Cependant, chaque diffusion possède un angle de diffusion qui lui est propre. Il faut donc calculer chaque élément de la matrice de Mueller (équation 2.6) pour tous les angles de diffusion possible (0° à 180°) au tout début et entreposer les résultats dans des matrices. Par la suite, selon l'angle de diffusion, nous allons chercher les éléments de la matrice de Mueller appropriés. Ceci nous permettra de sauver beaucoup de temps de calcul.

2.1.3 Émissions des photons

Les paramètres initiaux ayant été déterminés ainsi que le calcul des éléments optiques (sections efficaces et éléments de la matrice de Mueller), il est maintenant temps de lancer les photons. Le code Monte Carlo permet de suivre un à un les photons. Il est donc possible de voir évoluer un photon jusqu'à la fin de sa 'vie'. Les photons sont émis d'une source isotrope avec une polarisation nulle ($I=1$ et $Q, U, V=0$). Puisque la source est isotrope, le choix logique est d'utiliser les nombres aléatoires (variant de 0 à 1) afin de déterminer la direction de propagation des photons. L'emploi des cosinus directeurs u, v et w , représentant, respectivement, le cosinus de l'angle par rapport à l'axe des x , des y et des z , semble un choix judicieux pour déterminer la direction de propagation. Nous considérons une source qui se retrouve à l'intérieur de la nébuleuse, ce qui implique que les cosinus directeurs u, v et w peuvent avoir une valeur entre -1 et 1. Il faut aussi répondre au critère que $u^2+v^2+w^2=1$ afin d'avoir un vecteur unitaire. Avec un générateur

de nombres aléatoires, nous créons un vecteur de nombres aléatoires où A_i représente le nombre du i^e élément du vecteur. Nous prenons donc les nombres aléatoires de ce vecteur pour déterminer la direction de propagation (i.e. les cosinus directeurs) initiale des photons

$$w_o = 2A_i - 1, \quad (2.9)$$

où l'on remarque que w varie de -1 à 1 si A_i varie dans l'intervalle [0,1] et

$$u_o = (1 - w_o^2)^{1/2} \cos(\pi(2A_{i+1} - 1)), \quad (2.10)$$

$$v_o = (1 - w_o^2)^{1/2} \sin(\pi(2A_{i+1} - 1)).$$

2.1.4 Nombres aléatoires

Nous avons déjà mentionné l'importance d'avoir un bon générateur de nombres aléatoires. Il doit générer des nombres aléatoires entre 0 et 1 inclusivement. De plus, ces nombres doivent être répartis équitablement et on doit s'assurer que la période cyclique soit très grande. Une discussion plus détaillée du générateur utilisé ainsi que des tests subis au générateur afin de s'assurer de sa qualité sont faits dans la section suivante.

2.1.5 Distance parcourue avant une diffusion

La distance parcourue va dépendre de la profondeur optique du milieu

$$\tau_{ext} = \int_b^c N \pi a^2 Q_{ext} dl, \quad (2.11)$$

où b et c représentent le point de départ et d'arrivé du trajet, N est la densité de grains ($\#/cm^3$), a le rayon et Q_{ext} la section efficace d'extinction du grain obtenue avec la théorie de Mie que l'on a vue. La profondeur optique τ séparant 2 sites d'interaction suit une loi de probabilité du type $p(\tau)=e^{-\tau}$. On trouve donc une profondeur optique à l'aide d'un nombre aléatoire

$$A_i = \int_0^{\tau} e^{-x} dx = 1 - e^{-\tau}, \quad (2.12)$$

où A_i est un nombre aléatoire provenant du générateur. En isolant et en soulignant que pour minimiser le temps de calcul $1-A_i$ est similaire à A_i , on trouve $\tau = -\ln(A_i)$. Donc, avec un nombre aléatoire, on trouve le résultat de l'intégrale 2.11. Il suffit de faire l'intégrale numériquement, à l'aide de la technique du trapèze, afin de trouver la distance l parcourue. On effectue des itérations de façon infinitésimale jusqu'à ce que 2.11 égale la valeur de τ trouvée à l'aide du nombre aléatoire. On va ainsi obtenir la distance de vol. Si le photon part de la source à $x=y=z=0$, alors les coordonnées de la première diffusion

sont

$$\begin{aligned}
 x_1 &= u_0 l, \\
 y_1 &= v_0 l, \\
 \text{et } z_1 &= w_0 l
 \end{aligned}
 \tag{2.13}$$

où l'indice 1 indique qu'il s'agit des coordonnées de la première diffusion et l'indice 0 indique que les cosinus directeurs proviennent de l'origine c'est-à-dire de l'étoile. De manière plus générale les équations sont

$$\begin{aligned}
 x_{i+1} &= x_i + u_i l_i, \\
 y_{i+1} &= y_i + v_i l_i, \\
 \text{et } z_{i+1} &= z_i + w_i l_i
 \end{aligned}
 \tag{2.14}$$

où (x_i, y_i, z_i) est le point où se produit la i^e diffusion, (u_i, v_i, w_i) est le vecteur des cosinus directeurs décrivant la trajectoire après cette i^e diffusion, l_i est la longueur de vol entre la diffusion i et $i + 1$ et $(x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1})$ est l'endroit où se produit la $(i + 1)^e$ diffusion. Nous avons ainsi les coordonnées cartésiennes de la position du photon.

2.1.6 Angle de diffusion

Maintenant que nous avons discuté de la longueur de vol, c'est-à-dire la distance que le photon parcourt avant la diffusion, il faut calculer l'angle de la diffusion. Les grains que l'on considère ne sont pas des diffuseurs isotropes. Ceci veut dire que le photon diffusé va suivre des directions privilégiées et, par conséquent, les angles de diffusion ne seront pas répartis uniformément dans l'intervalle $[0,180]$. La distribution angulaire est une propriété du grain. Elle est fonction de son indice de réfraction et de son rayon. Des travaux ont été faits dans ce domaine par, entre autre, Blumer (1925) en tenant compte de la théorie de Mie. La figure 2.2 montre un exemple de ses calculs. Sur la figure, le i_1 et i_2 sont les intensités de van de Hulst définies dans la section 2.1.2. Cette distribution angulaire ne peut être utilisée puisqu'une distribution si complexe mène à des calculs très longs qui demandent des approximations grossières. On utilise donc une distribution angulaire qui possède les mêmes caractéristiques que la vraie distribution (privilégie la diffusion vers l'avant) tout en étant analytique. Le degré d'anisotropie g sera le principal paramètre décrivant la distribution utilisée. Plusieurs solutions analytiques ont été proposées pour la distribution angulaire d'un grain et nous nous sommes arrêtés sur celle de Henyey et Greenstein (Henyey et Greenstein, 1941). Il représente la moyenne du cosinus de l'angle de diffusion sur tous les angles solides pour une distribution angulaire donnée, donc

$$g_{hg} = \langle \cos(\theta) \rangle = \frac{1}{\alpha^2 Q_{sca}} \int_0^\pi (i_1(\theta) + i_2(\theta)) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (2.15)$$

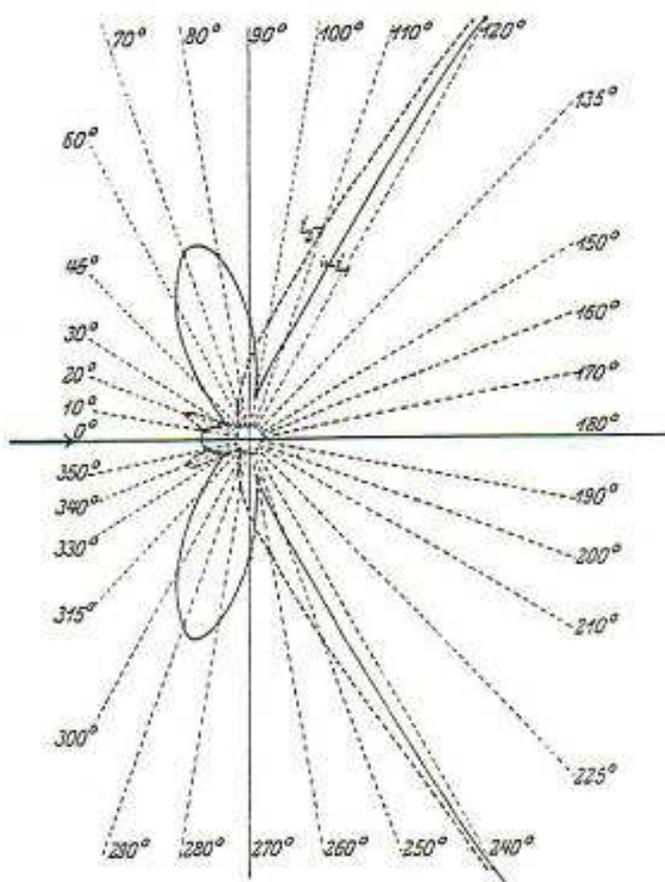


Figure 2.2 – Diagramme représentant la distribution angulaire de l'intensité pour $\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda} = 3$ et $m = 1.333$. Tirée de Blumer 1925.

où θ est l'angle de diffusion. Puisque c 'est une moyenne, il est possible de calculer ce paramètre au tout début du programme. Avec ce paramètre, il est possible de déterminer l'angle de diffusion par

$$\cos(\theta) = \frac{1}{2g_{hg}} \left(1 + g_{hg}^2 - \left[\frac{1 - g_{hg}^2}{1 - g_{hg} + 2g_{hg}A_i} \right] \right) \quad (2.16)$$

permettant de relier un nombre aléatoire à l'angle de diffusion.

2.1.7 Direction de propagation

Pour suivre les photons après la diffusion, il faut créer un autre formalisme. Il nous faut, pour ce faire, l'angle de diffusion ainsi que l'angle ϕ qui est l'angle azimutal. L'angle azimutal, contrairement à l'angle de diffusion, est complètement aléatoire. On utilise donc

$$\phi = \pi(2A_i - 1) \quad (2.17)$$

qui nous donne une plage de $[-\pi, \pi]$. Nous avons maintenant les deux angles nécessaires afin de trouver w_1 , u_1 et v_1 qui se trouve à être les cosinus directeurs après la diffusion. Je vais omettre le calcul (Ménard, 1989, section 2.5), mais mentionnons que le but est de pouvoir considérer le changement de la direction de propagation comme une simple rotation du vecteur incident. On obtient,

$$\begin{aligned}
u_1 &= \frac{\sin(\theta) \cos(\phi) w_0 u_0 - \sin(\theta) \sin(\phi) v_0}{\sqrt{1 - w_0^2}} + \cos(\theta) u_0, \\
v_1 &= \frac{\sin(\theta) \cos(\phi) w_0 u_0 + \sin(\theta) \sin(\phi) v_0}{\sqrt{1 - w_0^2}} + \cos(\theta) v_0,
\end{aligned} \tag{2.18}$$

$$\text{et } w_1 = -\sin(\theta) \cos(\phi) \sqrt{1 - w_0^2} + \cos(\theta) w_0$$

En regardant les équations 2.18, on remarque qu'un petit problème survient lorsque $\|w_0\| \rightarrow 1$. En effet, les équations, suite à des erreurs numériques, deviennent de moins en moins fiables. Il faut donc placer dans l'algorithme un critère de telle sorte que si $w_0 \geq 0.9999$, les équations deviennent :

$$u_1 = \sin(\phi) \cos(\theta),$$

$$v_1 = \sin(\phi) \sin(\theta), \tag{2.19}$$

$$\text{et } w_1 = \cos(\phi) w_0.$$

Les indices 0 signifie qu'ils proviennent de l'étoile et les indice 1 qu'ils proviennent de la première diffusion. On peut facilement en faire des équations générales en remplaçant le 0 par i et le 1 par $i + 1$.

2.1.8 Calcul de la polarisation

Il faut faire attention lors du calcul de la polarisation. Le calcul de i_1 et i_2 , les intensités de Van de Hulst, nous donne l'intensité suivant une direction respectivement parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion qui lui est définie par la trajectoire pré et post interaction du photon. Il y a donc autant de plans de diffusion que d'interactions. Il faut donc définir la polarisation par rapport à une direction universelle. On utilise la convention astronomique, c'est-à-dire que l'on utilise comme plan de référence le plan du ciel, tel que vu par un observateur situé à l'extrémité de la ligne de visée et cette ligne de visée est définie par la trajectoire du photon émergeant. Dans le plan du ciel, l'axe de référence est la direction du nord céleste tel que défini dans le système de coordonnées équatoriales et l'angle de position de la polarisation correspond à l'angle entre cet axe et le plan de vibration du photon. En plus, la convention astronomique mesure l'angle de façon antihoraire, c'est-à-dire à partir du nord céleste. Il faut faire appel à des matrices de rotation afin de passer d'un plan à un autre (voir Ménard (1989) section 2.6). Lorsque l'angle de diffusion est connu, il suffit d'utiliser l'équation 2.6 afin de trouver la nouvelle polarisation.

2.1.9 Classement des photons sortant

Il reste maintenant à bien classer les photons à leur sortie. Puisque le code utilise une symétrie azimutale et une symétrie nord-sud, un moins grand nombre de capteurs est requis afin de tout couvrir. Nous utilisons 10 capteurs placés à la sortie des photons.

Chaque capteur va couvrir le même angle solide ce qui est aisé à accomplir puisque nous avons utilisé les cosinus directeurs. Puisqu'il y a symétrie azimutale, les cosinus directeurs u et v ne serviront pas à déterminer dans quel capteur ira le photon. C'est le cosinus directeur w , selon Z (l'axe du nord céleste), qui va définir le capteur. Pour avoir le même angle solide, on place un capteur à chaque $\Delta \cos(i)=0.1$. Par exemple, les photons ayant comme w final une valeur comprise entre 0 et 0.1 iront dans le capteur 10, ainsi de suite jusqu'à une valeur de w comprise entre 0.9 et 1.0 qui iront dans le capteur 1 (voir FIG 2.3).

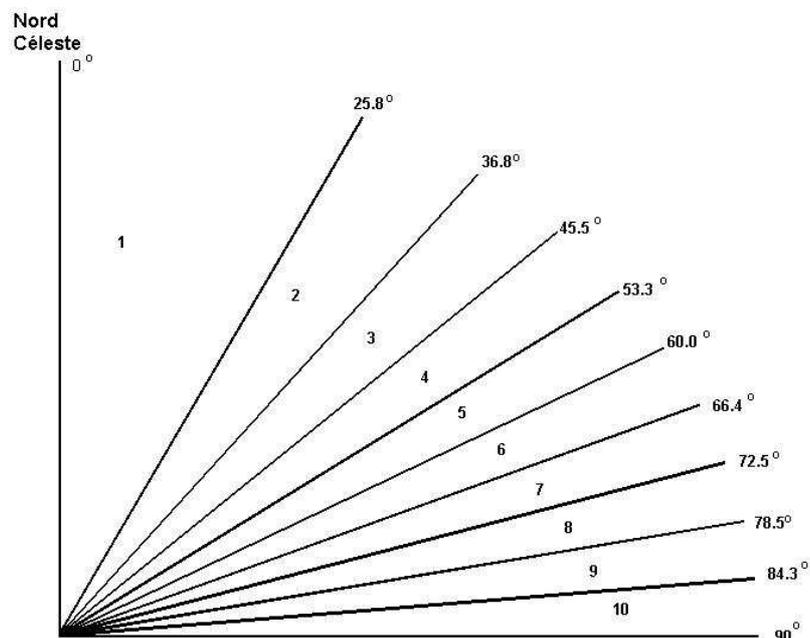


Figure 2.3 – Géométrie des capteurs

Le fait de couvrir le même angle solide fera en sorte que si l'on prend une densité constante dans une enveloppe sphérique autour de l'étoile, chaque capteur va produire la

même carte de polarisation et chacun va recevoir le même nombre de photons. Le cosinus directeur w varie de -1 à 1, mais la symétrie nord-sud permet de mettre des capteurs que dans l'hémisphère Nord en changeant tous les cosinus directeurs w négatifs en positifs (par symétrie). Si la symétrie est inexistante, il faut simplement mettre 20 capteurs pour tout couvrir. Chaque capteur possède une grille. Plus la grille est importante, plus la résolution est bonne. Nous utilisons une grille de 51×51 (il faut tenir compte du 0). Le cosinus directeur w nous indique dans quel capteur le photon va tomber, mais il faut savoir, maintenant, dans quel carré de la grille il va aboutir. Pour ce faire, on se sert des coordonnées cartésiennes Y et Z de la dernière diffusion subie par le photon. On veut voir le capteur comme s'il était dans le plan du ciel et que l'on était dans sa ligne de visée. Pour y arriver, il faut faire subir, au dernier vecteur de propagation, une rotation afin qu'il devienne un vecteur ($u=1, v=0, w=0$). On fait subir aux coordonnées Y et Z de la dernière diffusion la même rotation pour avoir les coordonnées finales Y et Z de la position du photon sur le capteur. Le photon va donc arriver sur les coordonnées Y et Z d'un capteur donné (l'axe des X sort du plan et est dirigé sur la ligne de visée voir les figures 2.4 et 2.5).

Un diagramme des étapes simplifiées de l'évolution d'un photon est montré à la figure 2.6.

Ceci conclut la description générale du code Monte Carlo utilisé. Encore une fois, pour plus d'informations ou de plus amples explications veuillez vous référer à Ménard (1989).

Plan vu par l'observateur

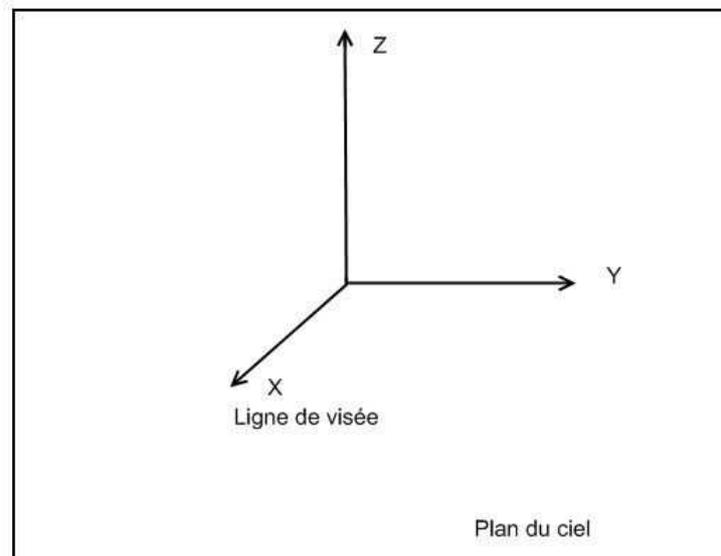


Figure 2.4 – Système de coordonnées final des photons vue par l'observateur.

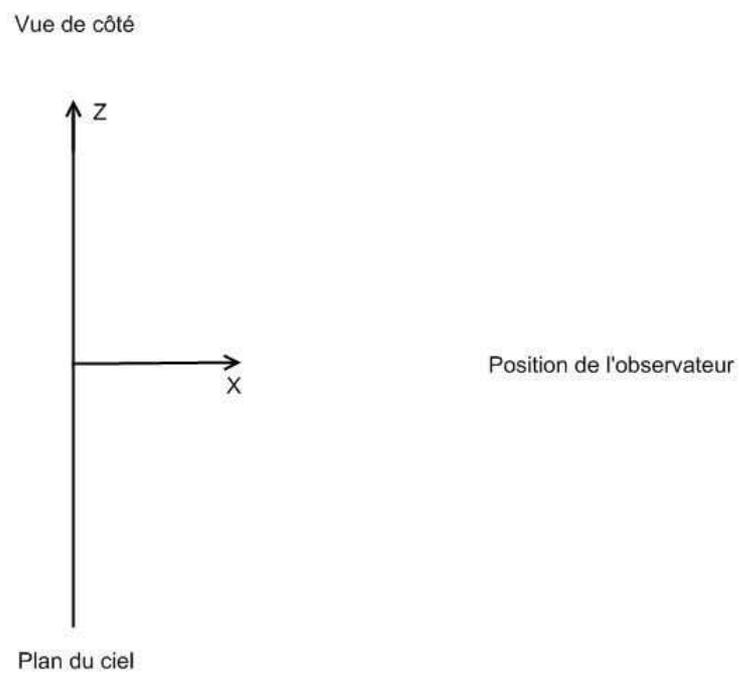


Figure 2.5 – Système de coordonnées final des photons vue de côté.

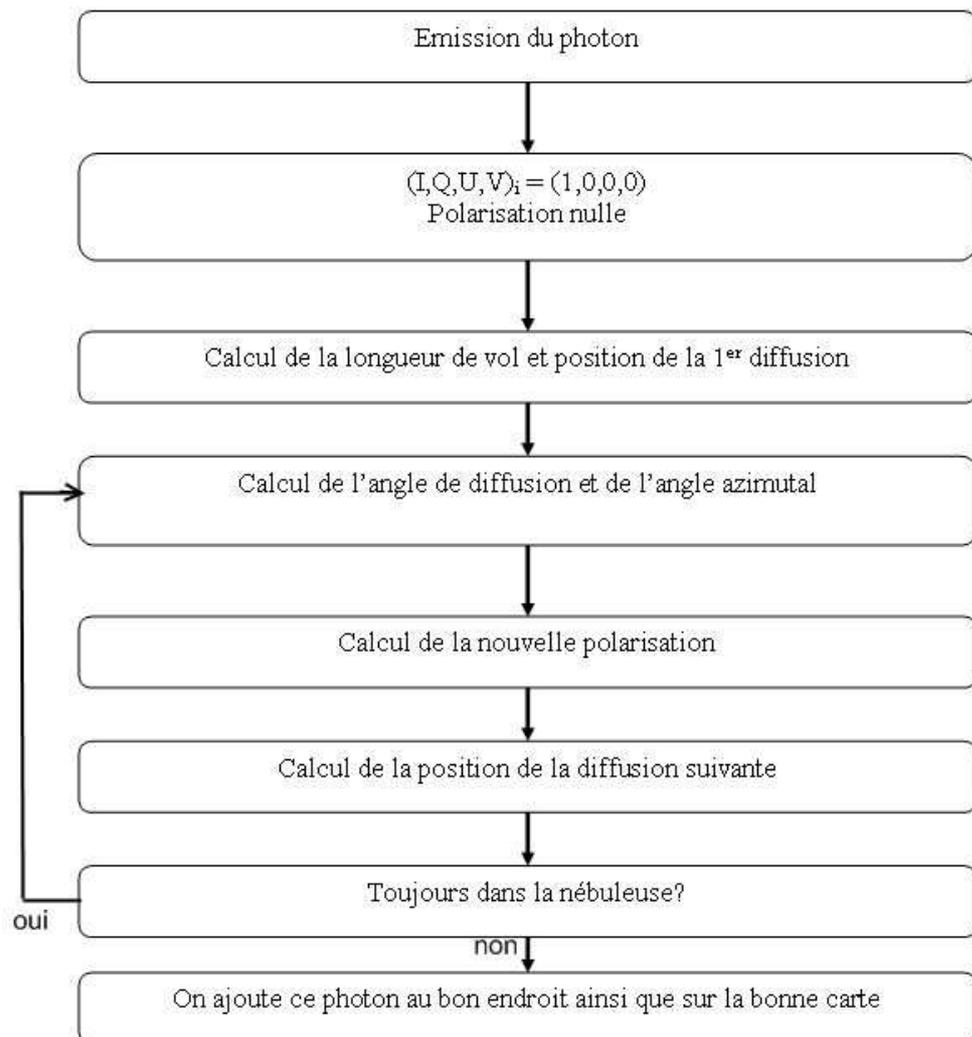


Figure 2.6 – Diagramme montrant l'évolution d'un photon.

2.2 Modifications apportées au code

Le programme Monte Carlo utilisé fut écrit à la fin des années 80 (Ménard, 1989). Depuis ce temps, une multitude de nouvelles avancées dans le domaine des étoiles jeunes font en sorte qu'il doit être modifié afin d'être au même niveau que les programmes d'aujourd'hui. De plus, lorsque nous avons étudié le code pour la première fois, nous avons remarqué qu'il contenait certaines erreurs. Cette section fait la mise au point des modifications ainsi que des corrections que nous avons apporté au code.

2.2.1 Générateur de nombres aléatoires

Les premiers tests du programme nous ont dévoilé que le générateur de nombres aléatoires implanté dans le programme ne fonctionnait pas correctement. En effet, les cartes de sortie montraient trop peu de vecteurs de polarisation et ils n'étaient pas disposés de la façon attendue. Une simple simulation avec une densité sphérique constante possédant une opacité suffisante pour produire au moins une diffusion par photon ne produisait pas une carte avec des vecteurs centrosymétriques. Suite à l'arrivée des ordinateurs plus puissants ainsi que la possibilité de faire des simulations avec beaucoup plus de photons qu'il était possible dans les années 80, nous avons décidé d'utiliser un autre générateur possédant un plus grand cycle répétitif ainsi qu'un plus grand nombre de séquences possible. M. Jacques Richer a proposé l'utilisation du générateur Marsaglia (Marsaglia Generator). L'utilité de ce générateur est qu'il avait déjà fait ses preuves. En effet, George Marsaglia a créé une batterie de tests statistiques, appelé "DieHard

tests" (publié pour la première fois en 1995 sur CD-ROM), qui mesure la qualité d'un ensemble de nombres aléatoires produits par un générateur.

Le générateur Marsaglia réussit cette batterie de tests ce qui nous assure qu'il produit bien des nombres 'aléatoires' et que ces nombres sont également distribués entre [0,1]. Le générateur utilise deux graines (seeds), *IJ* et *KL* pouvant avoir respectivement, une valeur entre [0,31328] et [0,30081]. Ce qui permet plus de 900 millions séquences de nombres aléatoires possibles dont chaque séquence possède un cycle de 10^{30} .

Il faut maintenant être sûr que la sous-routine est bien implantée dans notre programme. Pour ce faire, Marsaglia nous indique les 6 premiers nombres aléatoires que l'on devrait obtenir pour un *IJ* et *KL* donnés. Puisque l'on obtient les mêmes nombres que ceux mentionnés, on s'assure que la sous-routine est bien implantée.

On peut tester ce nouveau générateur en simulant une enveloppe sphérique de densité constante. En choisissant l'opacité de telle sorte que les photons ne diffusent qu'une fois, on devrait obtenir des vecteurs centrosymétriques. Les résultats de cette simulation se retrouvent aux figures 2.7,2.8 et 2.9.

On obtient le même résultat pour trois angles différents ce qui est attendu d'une distribution sphérique. Les trois cartes présentées ont le même motif centrosymétrique et contiennent environ le même nombre de photons ce qui montre que le nombre initial de photons a été divisé également entre chaque capteur. On peut conclure que le générateur de nombres aléatoires est adéquat.

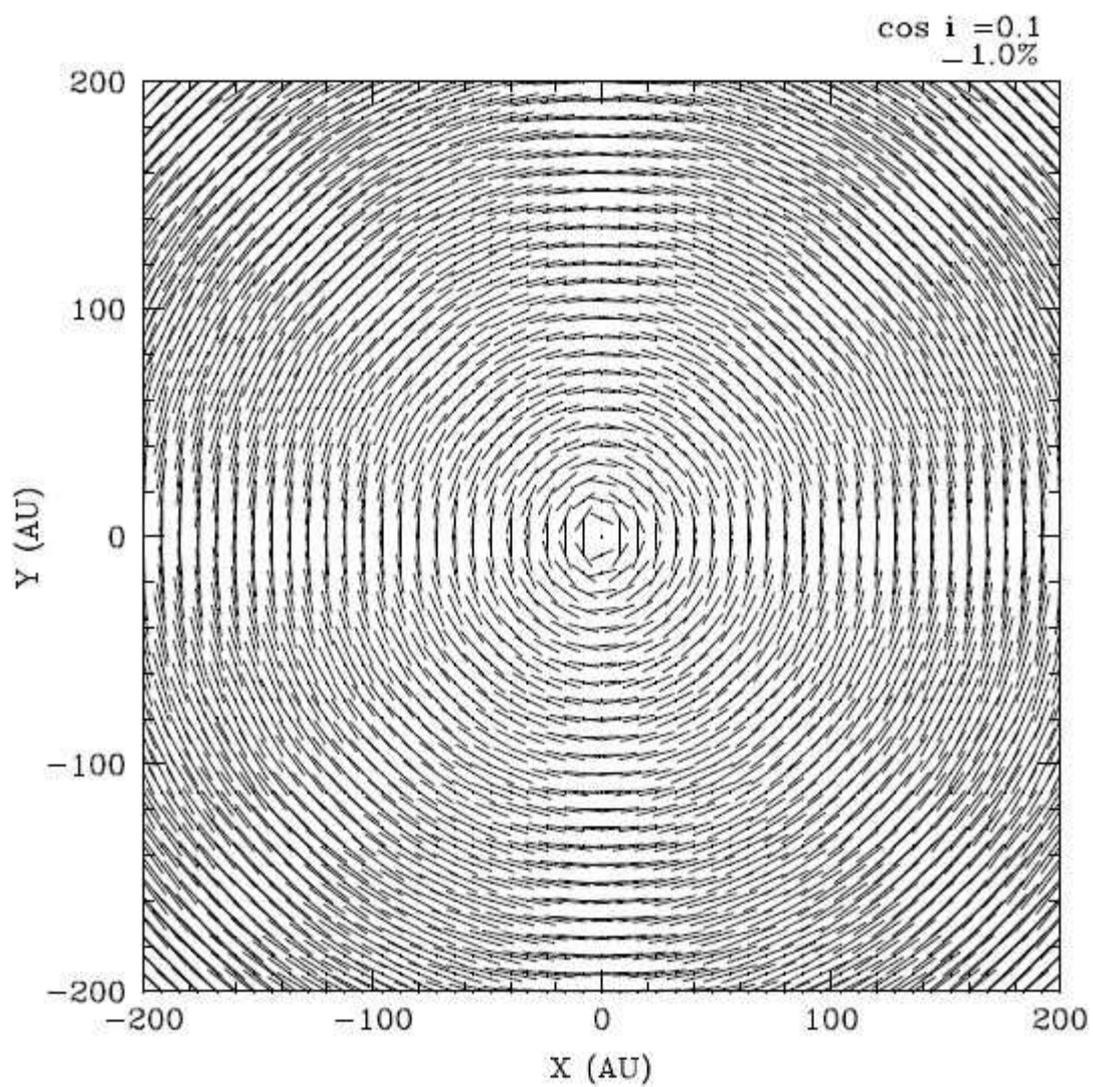


Figure 2.7 – Carte de polarisation d’une enveloppe sphérique de densité constante. Carte d’un angle de $\cos(i)=0.1$ c’est-à-dire une vue proche de la tranche.

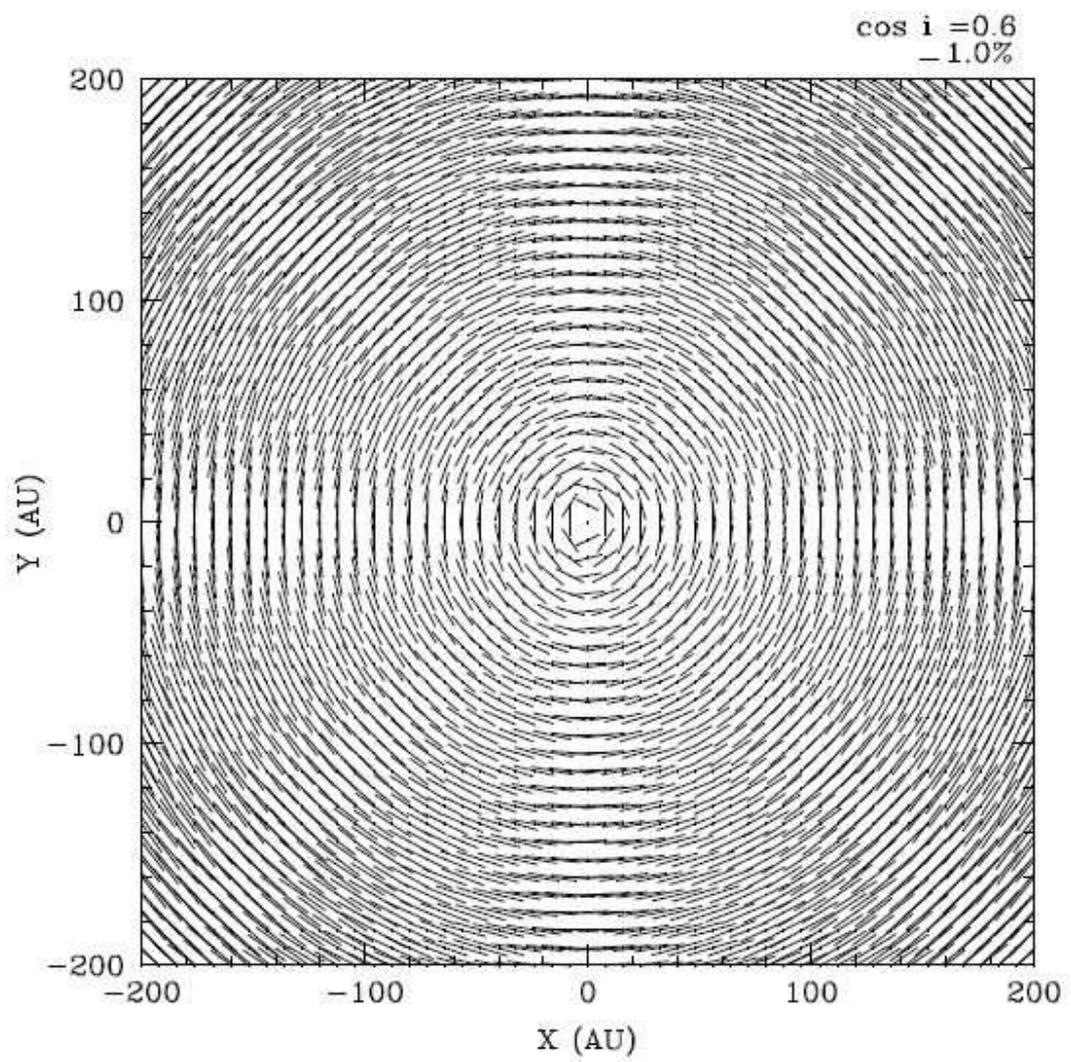


Figure 2.8 – Carte de polarisation d’une enveloppe sphérique de densité constante. Carte d’un angle de $\cos(i)=0.6$.

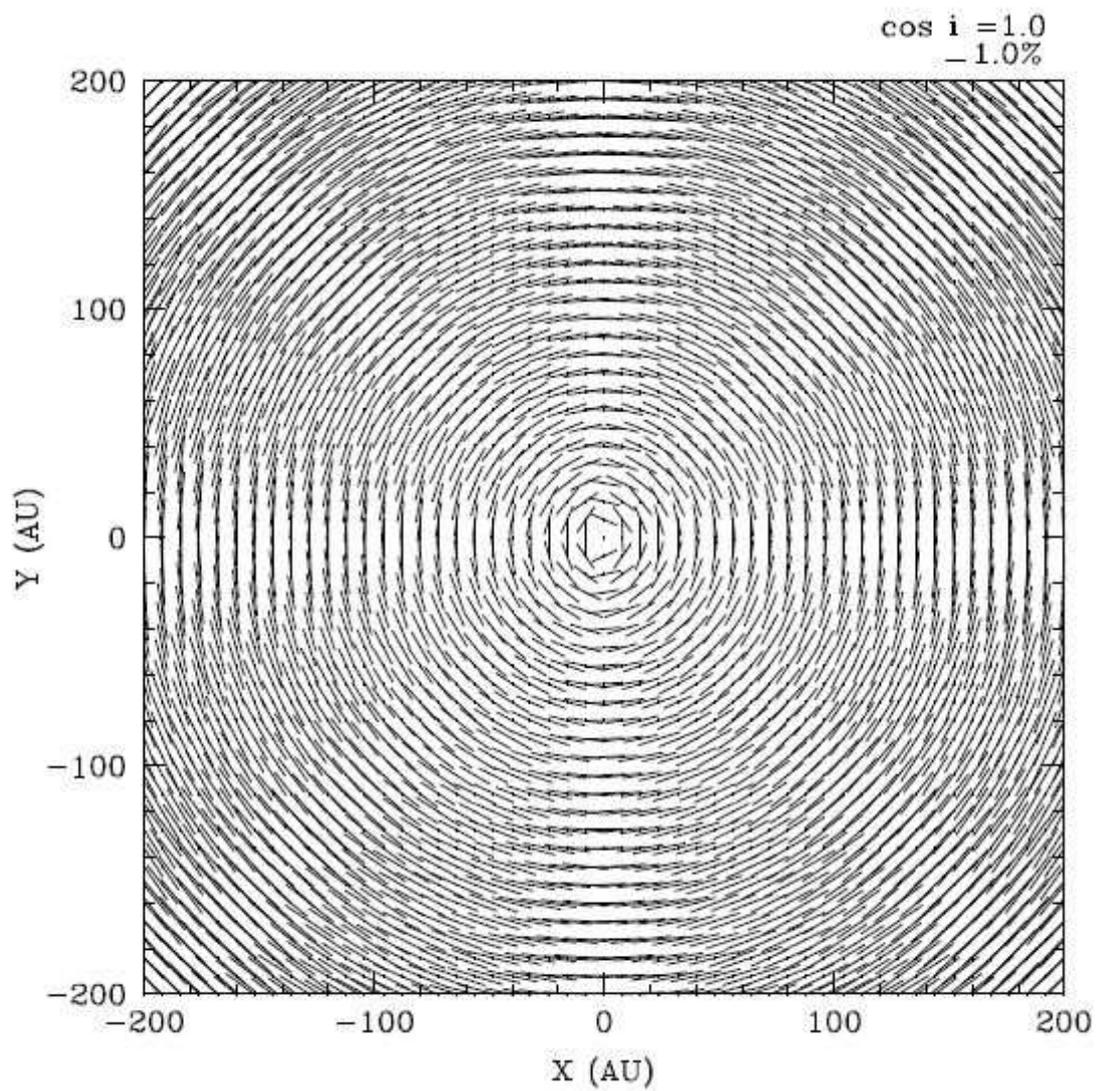


Figure 2.9 – Carte de polarisation d’une enveloppe sphérique de densité constante. Carte d’un angle de $\cos(i)=1.0$ c’est-à-dire une vue du pôle.

2.2.2 Correction des vecteurs

La prochaine modification consiste à modifier la longueur des vecteurs représentant la polarisation linéaire. On remarque que les vecteurs sur les figures 2.7, 2.8 et 2.9 se recoupent ce qui réduit grandement la clarté des cartes. Il suffit de diminuer l'échelle (scaling) des vecteurs selon la résolution des cartes. On modifie l'échelle afin que les vecteurs ne puissent pas se recouper. Les figures 2.10 et 2.11 montrent le résultat d'une telle modification. On constate que ces deux cartes sont beaucoup plus claires que les précédentes.

2.2.3 Courbes d'intensités et de flux polarisés

Le programme produisant les cartes de polarisation a ensuite été modifié afin de tracer les courbes d'intensités ou de flux polarisés. Les courbes aident grandement à analyser les cartes de polarisation que ce soit des cartes provenant de simulations ou d'observations. Elles permettent de mieux identifier les structures que prend la distribution en densité des grains. L'ajout des courbes a été fait par le programme graphique Supermongo (SM graphique). On peut voir le résultat par les figures 2.12 et 2.13 représentant encore une fois la même enveloppe sphérique que la simulation précédente. Notons que les courbes d'intensités ne sont pas parfaitement lisses ce qui est causé par l'utilisation d'un nombre restreint de photons lors de la simulation ce qui crée un bruit. Plus le nombre de photons utilisés lors de la simulation est grand, plus les courbes deviennent lisses (plus le bruit diminue).

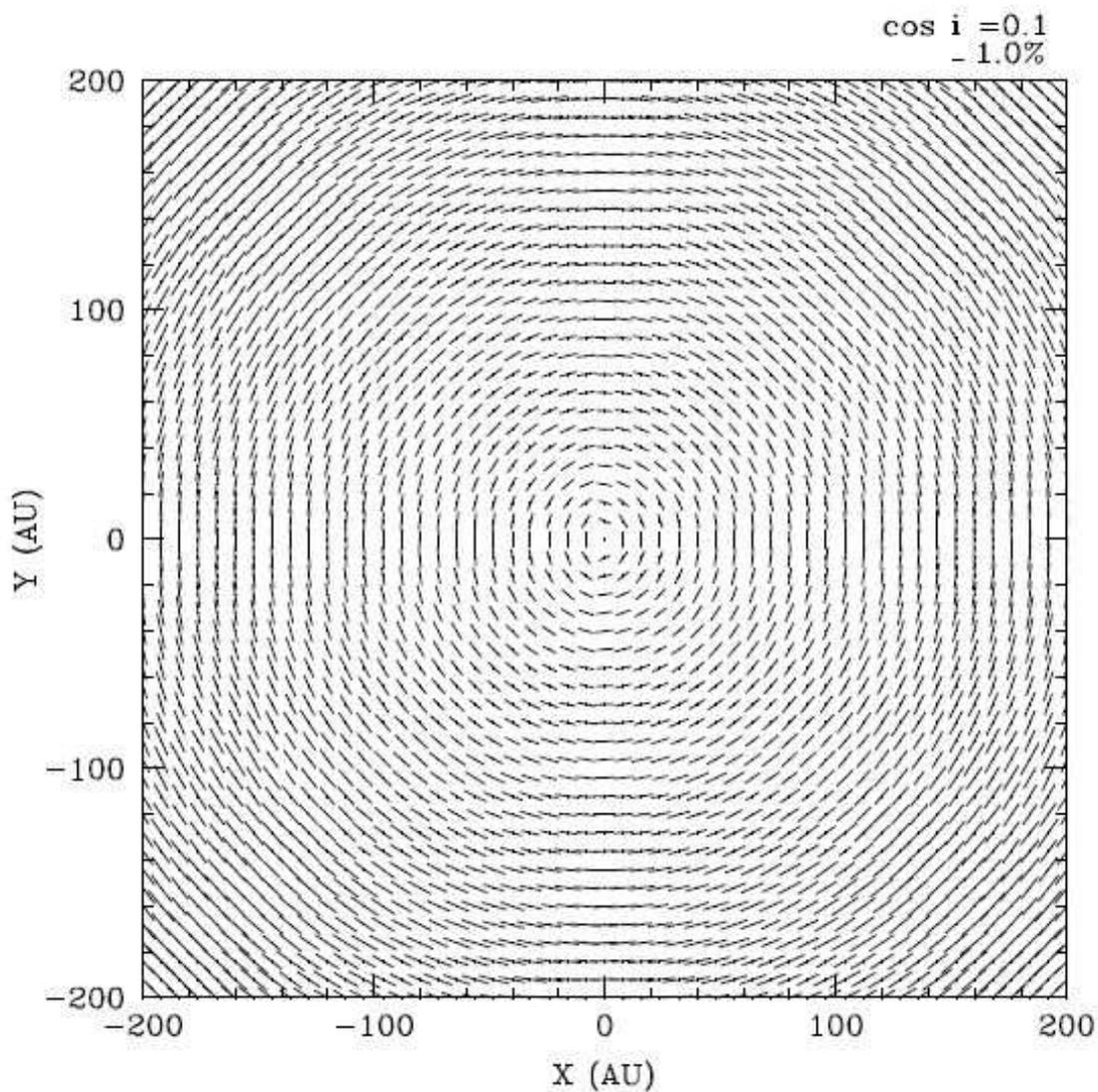


Figure 2.10 – Carte de polarisation d’une enveloppe sphérique de densité constante avec une correction sur la longueur des vecteurs pour un angle de $\cos(i)=0.1$. À comparer avec la figure 2.7.

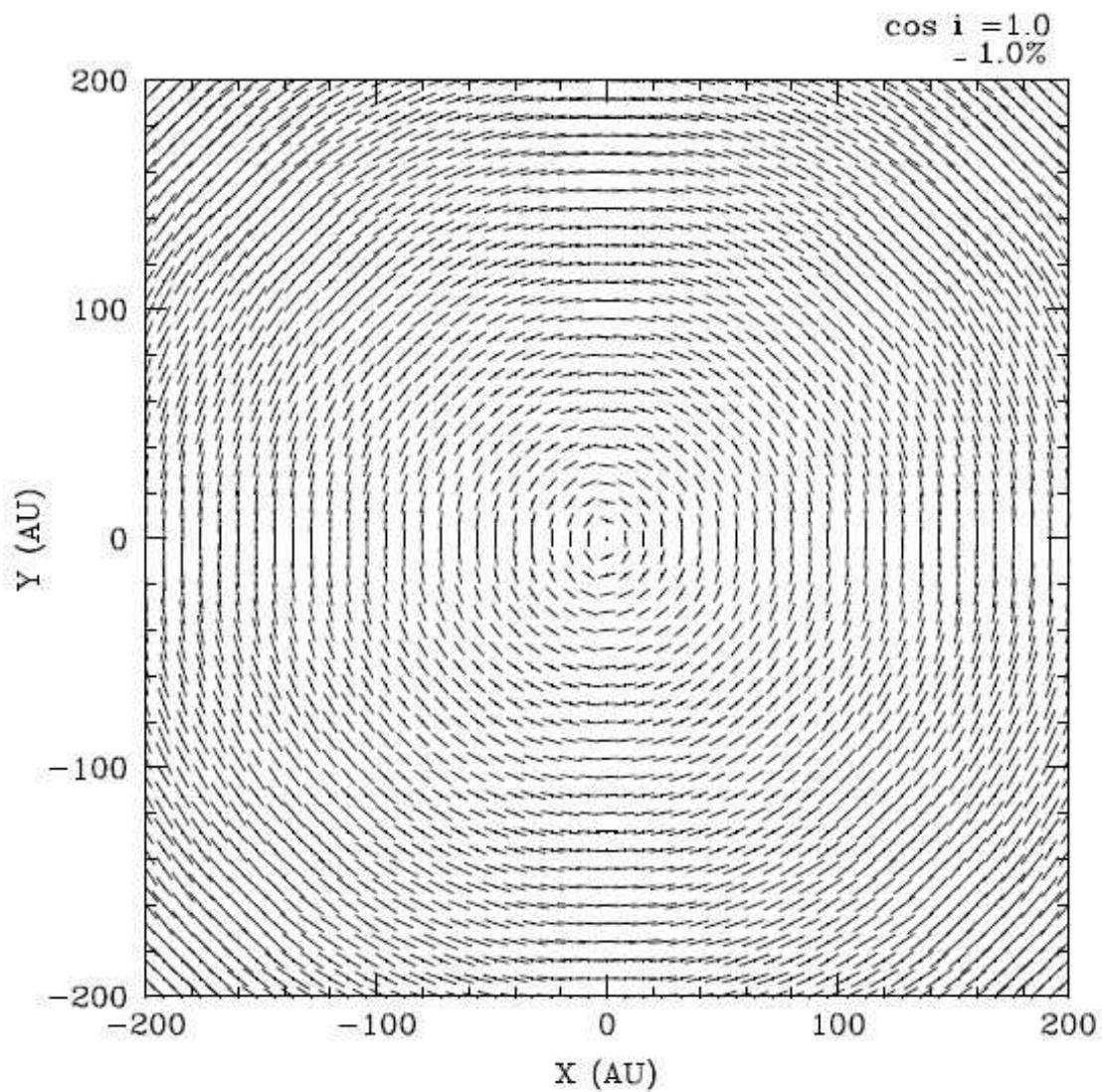


Figure 2.11 – Carte de polarisation d’une enveloppe sphérique de densité constante avec une correction sur la longueur des vecteurs pour un angle de $\cos(i)=1.0$. À comparer avec la figure 2.9.

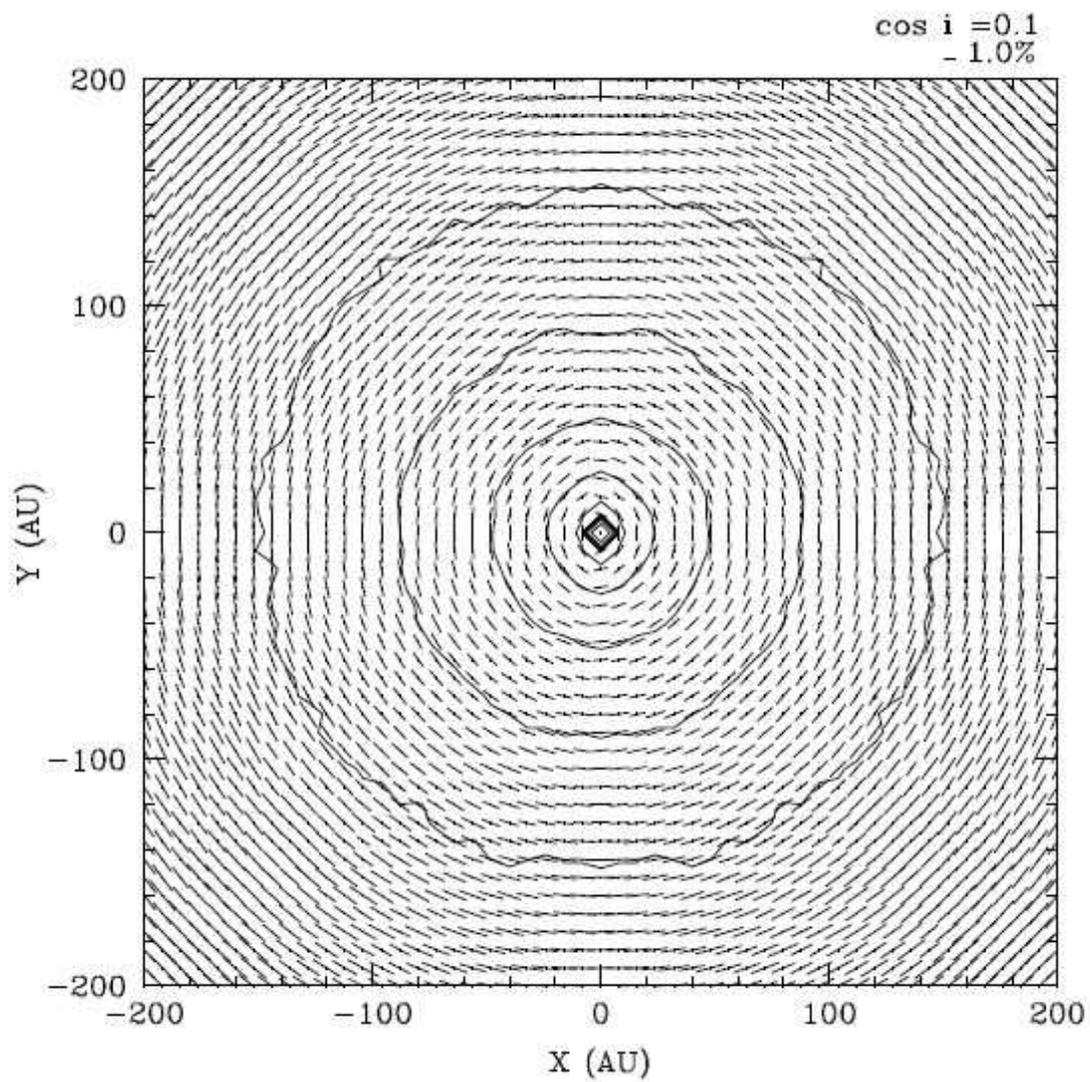


Figure 2.12 – Carte de polarisation d’une enveloppe sphérique de densité constante avec l’ajout des courbes d’intensités. Angle de $\cos(i)=0.1$.

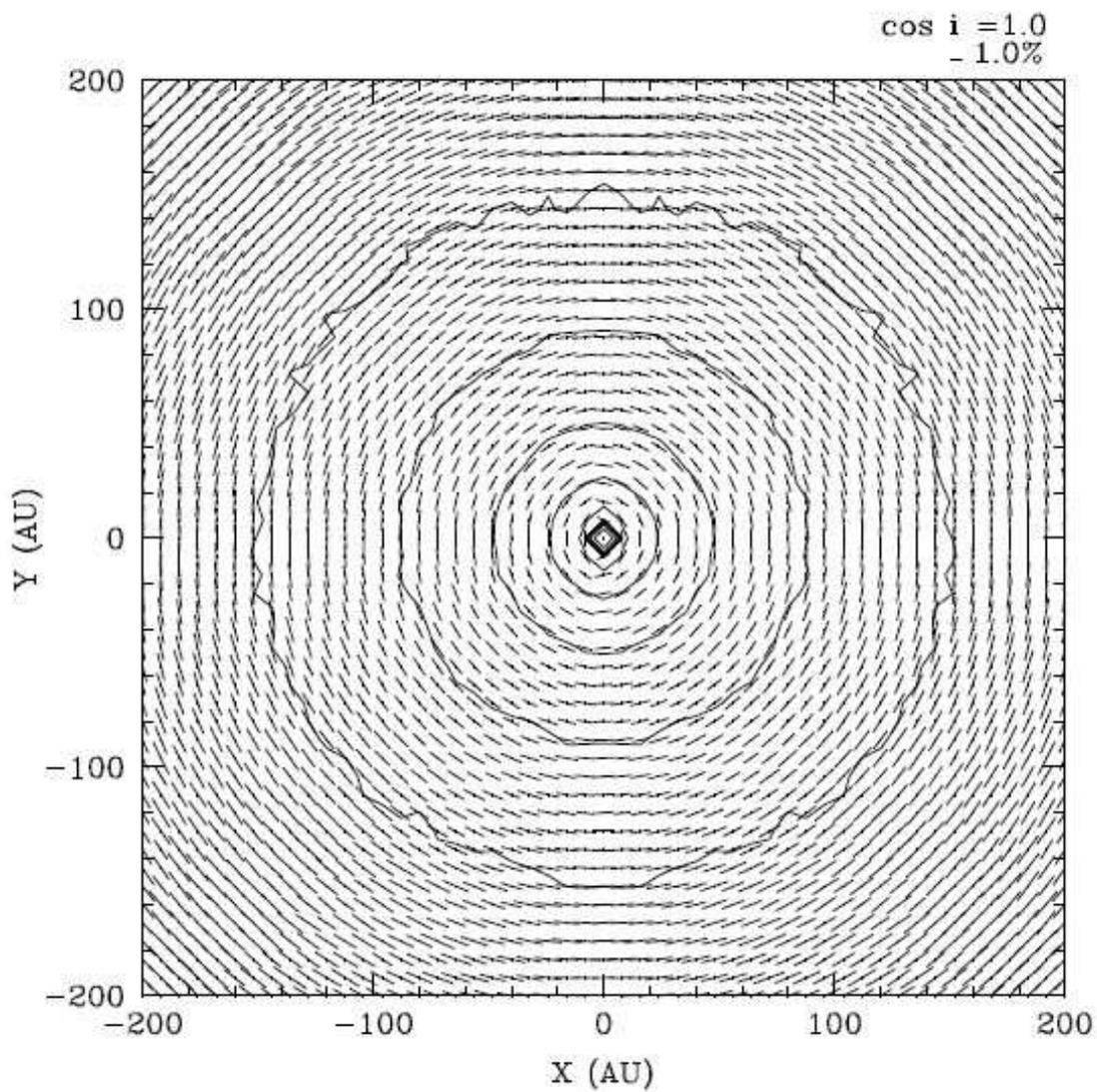


Figure 2.13 – Carte de polarisation d’une enveloppe sphérique de densité constante avec l’ajout des courbes d’intensités. Angle de $\cos(i)=1.0$.

2.2.4 Correction des erreurs

Après l'ajout des courbes d'intensités, nous avons observé que les courbes provenant d'une enveloppe sphérique de densité constante n'étaient pas tout à fait circulaires. Elles montraient une incursion vers l'intérieur (un étranglement) sur l'axe des Y (si l'on centre les coordonnées cartésiennes X et Y au centre des cartes). Ceci était dû à une mauvaise répartition de la grille sur les cartes c'est-à-dire que le premier carré de la grille partant de $x = 0$ (pour tous les y) couvrait une plage moins grande de distance que les autres carrés de la grille. Ce qui mène à un moins grand nombre de photons dans ces carrés donc à une intensité plus faible. Il a donc fallu redistribuer la distance totale équitablement sur tous les carrés de la grille.

En plus, en regardant attentivement le code, nous avons remarqué que lors des diffusions, malgré le fait que la diffusion par l'avant était favorisée dans nos simulations, les photons semblaient être diffusés trop fortement vers l'avant. En fait, le calcul de l'angle de diffusion était calculé deux fois et lors des deux fois la diffusion vers l'avant était avantagée ce qui entraîne le photon à être diffusé dans un cône deux fois plus étroit (nous disons cône ici puisqu'il faut un autre angle ϕ afin de définir exactement la direction). Nous avons apporté les correctifs nécessaires afin de régler ce phénomène.

2.2.5 Modification du traitement de la densité

La densité entrée comme paramètre par l'utilisateur, au début du programme, ne représentait pas la distribution en densité de grains. Initialement, le programme utilisait

une table de densité et il était requis d'avoir un facteur de conversion afin que la densité de la table soit une densité de grains typique des environnements stellaires d'étoiles jeunes. Or, lorsque la table de densité fut changée par une densité entrée par l'utilisateur, le facteur de conversion était toujours présent ce qui ne nous permettait pas d'entrer la densité de grains comme paramètre puisque celle-ci était multipliée par le facteur de conversion dans le programme. C'est donc dire que la densité entrée multipliée par le facteur de conversion donnait la densité de grain. Nous avons donc apporté les modifications nécessaires afin que nous puissions entrer la vraie valeur de la densité de grains au tout début.

2.2.6 Agrandissement

L'arrivée de l'optique adaptative permet maintenant d'obtenir des cartes de polarisation avec une bien meilleure résolution qu'auparavant. Cette technique nous permet de sonder des régions beaucoup plus proches des étoiles. C'est dans cet optique que nous avons cru bon d'intégrer dans le code la possibilité de faire un agrandissement sur la partie centrale des cartes là où se trouve la source. Initialement, les cartes de polarisation créées représentaient le système étudié au complet et ce système était réparti sur une grille de 51×51 . Avec l'introduction de l'agrandissement, on crée une autre série de cartes de polarisation sur une région plus près de l'étoile avec la même grille ce qui entraîne une meilleure résolution.

Par exemple, si l'on étudie un disque de 100 UA de rayon les cartes de polarisation

couvriront 200×200 UA répartis sur une grille de 51×51 produisant une résolution de 4 UA. Si l'on choisit un agrandissement de 10 fois (l'agrandissement est un paramètre qui peut être modifié à chaque simulation), on obtiendra une seconde série de cartes couvrant 20×20 UA répartis encore une fois sur une grille de 51×51 créant ainsi une résolution de 0.4 UA. Donc, l'agrandissement nous permet de voir les parties centrales de façon beaucoup plus détaillée.

2.2.7 Critère de sortie des photons

Lors du calcul de la longueur de vol à la prochaine diffusion du photon, on regarde si le photon dépasse les limites du système afin de savoir s'il se trouve toujours dans la nébuleuse. Si le prochain site de diffusion calculé est à l'extérieur de la nébuleuse, alors c'est le site de diffusion précédant dont il faut tenir compte et on doit identifier ce photon afin qu'il sorte du cycle des diffusions et qu'il soit positionné sur une carte. La longueur de vol est calculée avec l'équation 2.11 (section 2.1.5). On doit effectuer des itérations en ajoutant un Δl jusqu'au moment où l'intégrale soit égale à τ_{ext} obtenue par un nombre aléatoire. Le problème survient lorsqu'en itérant, notre Δl fait en sorte que l'intégrale dépasse de peu la valeur τ_{ext} obtenue par le nombre aléatoire. On prend donc la longueur de vol sans ce Δl et on lui ajoute un petit incrément, Δx , qui rapproche la valeur de l'intégrale à τ_{ext} mais sans le dépasser cette fois. C'est à cet endroit que le critère déterminant la sortie de photon était erroné. Le programme utilisait encore à cet endroit, pour la position du photon, le Δl de l'itération qui dépassait la valeur de τ_{ext} au

lieu du petit incrément Δx ajouté. Nous avons dû modifier le critère de sortie du photon à cet endroit pour tenir compte de l'incrément ajouté et non du Δl .

2.2.8 Cartes d'intensités

L'objectif du programme Monte Carlo est de produire des cartes de polarisation pour divers types de distribution de grains. Cependant, il est aussi possible de produire des cartes d'intensité avec le programme avec le paramètre I du vecteur de Stokes. Afin d'exploiter le programme au maximum et d'avoir plusieurs types de résultat aux fins de comparaison et d'étude, nous avons modifié le programme pour qu'il puisse produire des cartes d'intensités. Nous avons utilisé le format PGM (Portable Gray Map) qui est le format le plus simple pour afficher des cartes en variation de ton de gris à 256 valeurs. Chaque élément de la grille, à la fin de la simulation, possède une intensité selon le nombre de photons qui est arrivé à cet endroit. On associe à cette intensité une valeur entre 0 et 255 selon sa grandeur (255 pour l'intensité maximale et 0 pour l'intensité la plus faible) et on reconstruit une grille avec ces nouvelles valeurs. On peut ensuite afficher une carte d'intensité en ton de gris ou en couleur, de rouge (255) à bleu (0), permettant de mieux voir les contrastes. On peut aussi utiliser ces cartes d'intensité pour mieux visualiser notre distribution de grain. Il faut simplement associer, à l'instar de l'intensité, la densité de grains à une valeur entre 0 et 255. Nous allons utiliser ces cartes lorsque nous allons comparer deux types de distribution (Voir section 4.1).

2.2.9 Distribution MRN

Mathis, Rumpl et Nordsieck (1977) (ci-après MRN) ont étudié les propriétés du MIS en reproduisant du mieux possible la courbe d'extinction entre $0.11 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ (voir figure 2.1). Le meilleur modèle provient d'une distribution en rayon entre $a_- = 0.005 \mu\text{m}$ à $a_+ = 0.25 \mu\text{m}$ suivant une loi de puissance de la forme $n(a) \propto n(a)^{-3.5}$ où a est le rayon du grain. Cette loi de puissance impliquant que plus le grain est gros, moins il est abondant est, ce qu'on appelle, le modèle MRN. Les codes d'aujourd'hui ont tous introduit ce modèle et à notre tour, nous avons inclus ce modèle. La plus grande différence revient au fait que le code n'utilisera plus un seul rayon de grain, mais bien une plage de valeurs (de a_{min} à a_{max}) que l'on va pouvoir faire varier. Il y a plusieurs façons d'intégrer ce modèle à notre code. On peut, par exemple, faire une moyenne pondérée, selon la loi de puissance, pour toutes les valeurs possibles (sections efficaces, fonctions d'amplitudes, etc.). Nous avons opté pour un modèle hybride c'est-à-dire qu'à certains endroits, nous allons utiliser les moyennes pondérées, mais à d'autres, comme lors de la diffusion, le photon va interagir avec un seul grain donc un rayon donné.

Nous définissons initialement le rayon minimal et maximal des grains. Par la suite, puisque c'est une distribution discrète, on choisit le nombre de rayons différents que l'on veut et on répartit équitablement la plage de rayon désirée sur le nombre de rayons différents choisi précédemment. Nous incluons, en paramètres, la loi de puissance que l'on veut utiliser. Mathis, Rumpl et Nordsieck (1977) utilisaient un exposant de -3.5 mais on veut avoir la possibilité de modifier cet exposant. Les sections efficaces, le paramètre

d'anisotropie et les éléments de la matrice de Mueller sont ensuite calculés pour chaque rayon.

Lors de son parcours, le photon croise toutes les grosseurs de grain possible. Nous avons donc utilisé une moyenne sur les rayons lors du calcul de la longueur de vol. Cependant, le nombre de grains présents varie selon la grosseur des grains (modèle MRN) ce qui implique l'utilisation d'une moyenne pondérée (voir équation 2.20). En utilisant l'équation 2.20 où f représente la fonction que l'on veut moyenner, nous trouvons une moyenne de la section efficace d'extinction qui nous aidera à déterminer la longueur de vol (éq. 2.11). En plus, on calcule le rayon moyen afin de déterminer la profondeur optique du système

$$\langle f \rangle = \frac{\int_{a_{min}}^{a_{max}} f a^{-3.5} da}{\int_{a_{min}}^{a_{max}} a^{-3.5} da}. \quad (2.20)$$

Suite à son parcours, le photon diffusera. Lors de la diffusion, nous n'utilisons pas de moyenne puisque la diffusion a lieu sur un seul grain. Il suffit de déterminer le rayon du grain sur lequel la diffusion aura lieu. Notre analyse fut inspirée par l'article de Bianchi et al. (1996). La probabilité qu'un photon diffuse sur un grain de rayon a est proportionnelle à sa section efficace de diffusion et dépend aussi de la loi de puissance sur la distribution des grains $n(a) \propto n(a)^{-3.5}$:

$$dP_i(a) \propto a^{-3.5} C_i^{ext} da. \quad (2.21)$$

On définit une fonction $\chi(a)$ tel que

$$\chi_i(a) = \int_{a_-}^a dP_i(a), a \in [a_-, a_+] \quad (2.22)$$

où la borne supérieure a va prendre, à tour de rôle, toutes les valeurs de rayon possible (a_- à a_+). Nous allons donc avoir autant de valeur de χ que de rayons

$$\begin{aligned} \chi_1(a_1) &= \int_{a_-}^{a_1} dP_i(a) \\ \chi_2(a_2) &= \int_{a_-}^{a_2} dP_i(a) \\ \chi_3(a_3) &= \int_{a_-}^{a_3} dP_i(a) \\ &\dots \\ \chi_{max}(a_+) &= \int_{a_-}^{a_+} dP_i(a). \end{aligned} \quad (2.23)$$

Par la suite, on normalise les valeurs en divisant chaque χ_i par χ_{max} (lorsque la borne supérieure vaut a_+). Nous aurons donc associé à chaque rayon une valeur de χ entre 0 et 1 inclusivement. Nous utilisons ensuite un nombre aléatoire et déterminons quel χ_i est le plus proche de ce nombre. Pour finir, la diffusion aura lieu sur le grain de rayon associé à ce χ . Selon le modèle MRN, ce sont les grains plus petits qui vont diffuser le plus et ceci se traduit par le fait que les grains plus petits couvrent une plage de valeurs plus importante. Par exemple, si l'on prend 3 rayons différents de grain, le rayon le plus petit couvrira, par exemple, les nombres aléatoires entre 0 et 0.6, le rayon du milieu couvrira

entre 0.61 et 0.9 et le rayon le plus grand couvrira les nombres aléatoires entre 0.91 et 1. La diffusion a donc une probabilité plus grande de diffuser par le grain le plus petit.

2.2.10 Parallélisation du code

Au cours des dernières années, la puissance des ordinateurs a augmenté radicalement. Ceci nous permet d'utiliser encore plus de photons lors de nos simulations en comparaison avec ce qui était possible il y a 20 ans. En plus de la puissance croissante des ordinateurs, il est maintenant possible d'utiliser plusieurs processeurs en même temps afin d'accomplir une tâche. Cette technique se nomme le parallélisme. La qualité de nos cartes étant directement reliée au nombre de photons utilisés, nous avons avantage à bénéficier de cette technique. Modifier un code quelconque afin de le rendre parallèle peut être un travail ardu puisque certains évènements peuvent être dépendants des autres. Cependant, chaque photon lancé dans notre code est indépendant des autres ce qui en simplifie la parallélisation. Grâce à l'aide de M. Daniel Stubbs, un analyste du RQCHP (Réseau québécois de calcul de haute performance) à l'Université de Montréal, la parallélisation du code a pu être possible dans un délai très court. Une version parallèle du code était rendue essentielle dans nos analyses. En effet, plus on utilisait un grand agrandissement pour sonder le centre, plus le nombre de photons requis lors de la simulation devait être grand. Par exemple, lors de notre comparaison de la distribution proposée par Dullemond et al. (2001) pour un disque 'flared' régulier, nous avons dû utiliser un agrandissement de 20 fois afin de bien les comparer ce qui a requis un grand nombre

de photons pour que ces régions soient bien définies. Plus la région observée est petite, moins il y a de chance que les photons se retrouvent à cet endroit ce qui entraîne la nécessité de faire les simulations avec un nombre beaucoup plus important de photons. Le nombre de processeurs généralement utilisés était entre 8 et 10. Pour la comparaison des deux distributions nous avons utilisé 4 milliards de photons pour un total de 14 heures de calcul pour un simple processeur. En utilisant 10 processeurs, la version multiprocesseur a permis de réduire le temps de calcul à un peu plus d'une heure.

CHAPITRE 3

TESTS DU PROGRAMME

Certains tests sur le code ont déjà été faits auparavant (Ménard, 1989, chap. 3). Mais nous voulons nous assurer qu'avec les ajouts, on peut reproduire de bonnes cartes de polarisation afin de nous lancer dans la production de résultats. Pour ce faire, nous avons soumis notre code à deux critères. Premièrement, notre code doit pouvoir produire des vecteurs alignés lorsque l'on simule un disque d'une grande opacité. Ces vecteurs alignés ont déjà été identifiés sur plusieurs cartes de polarisation observées (Bastien et Ménard, 1990). Il a en plus été démontré qu'il est possible d'obtenir ce patron par diffusion multiple (Bastien et Ménard, 1990, Ménard, 1989). Nous voulons donc pouvoir reproduire ce résultat par diffusion multiple avec les modifications apportées au code. Deuxièmement, nous allons tenter de reproduire des cartes observées d'une étoile déjà bien étudiée. Nous allons utiliser un modèle déjà existant de l'étoile HH 30 et nous allons comparer nos cartes de polarisation à celles déjà publiées provenant d'autres programmes (Burrows et al., 1996, Wood et al., 1998). Si l'on arrive à des cartes similaires, nous allons pouvoir conclure que notre code est fonctionnel.

3.1 Vecteurs parallèles au disque

La première étape à franchir avec notre code est la production de vecteurs parallèles au disque. Ce patron de vecteurs se retrouve sur plusieurs cartes de polarisation

d'étoiles jeunes (Bastien et Ménard, 1990) et la cause serait la présence d'un disque opaque. En effet, lorsque la profondeur optique du disque devient grande (plus de 1), les photons diffusent plus d'une fois ce qui crée un patron différent du patron centrosymétrique. Lorsque l'on atteint un certain nombre de diffusions par photon au niveau du disque, les vecteurs de polarisation s'alignent au disque (Bastien et Ménard, 1988, 1990, Ménard, 1989). Nous allons donc tenter de reproduire ce phénomène en utilisant un disque opaque. La structure du disque, en coordonnées cylindriques, prend la forme :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha} e^{\left(\frac{-\pi}{8} \left[\frac{z}{h(r)} \right]^2 \right)}, \quad (3.1)$$

où ρ_0 est la densité dans le plan du disque à $r = r_0$ et α contrôle la variation de la densité radialement. Le gaz et la poussière sont bien mélangés et se retrouvent en équilibre hydrostatique vertical. La hauteur caractéristique, $h(r)$, est donnée par :

$$h(r) = h_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\beta, \quad (3.2)$$

où h_0 est la hauteur caractéristique du disque à r_0 . Les valeurs des paramètres se retrouvent dans le tableau 3.I.

Paramètres	Valeur
α	1.00
β	9/8
$r_0(\text{UA})$	50
$h_0(\text{UA})$	15.5
$R_{max}(\text{UA})$	1000

Tableau 3.I – Tableau représentant les valeurs des paramètres de notre disque opaque

Le rayon du disque est de 1000 UA et nous utilisons des grains de silicate astronomique possédant une distribution MRN variant de $a_{min}= 0.1 \mu\text{m}$ à $a_{max}= 1.0 \mu\text{m}$. On utilise un ρ_0 suffisamment grand afin d'obtenir en moyenne 10 diffusions par photon au niveau du disque. Nous avons remarqué qu'une moyenne de 2 diffusions par photon était insuffisante pour obtenir des vecteurs alignés. En effet, une moyenne de 2 indique que plusieurs photons n'auront subi qu'une diffusion. Ceux-ci, lorsque la moyenne est calculée, ont un poids beaucoup plus important puisqu'ils possèdent une polarisation plus grande donc c'est le patron centrosymétrique qui dominera. En plus, exactement deux diffusions n'impliquent pas nécessairement que le vecteur sera aligné au disque. Le photon, lors de multiples diffusions, gardera une composante de polarisation de chaque diffusion et c'est la somme des composantes qui donne l'orientation du vecteur de polarisation finale. Il faut donc que le photon, ayant subi seulement deux diffusions, ait parcouru un chemin bien défini pour que, lorsqu'il sort du disque, son vecteur de polarisation soit parallèle au disque. Il semble, suite à de multiples simulations, que lorsque l'on a environ une moyenne de 10 diffusions par photon au niveau du disque cet effet est annulé et il y a apparition de vecteurs parallèles. Les cartes résultantes de la simulation se retrouvent aux figures 3.1 et 3.2. Par souci de clarté, nous n'avons pas affiché les courbes d'intensité. La simulation a été effectuée avec 400 millions de photons. On a en moyenne 10 diffusions par photon au niveau du disque. On remarque bien la tendance des vecteurs du disque à s'aligner parallèlement. Un plus grand nombre de photons résulterait à des vecteurs encore mieux alignés, mais on arrive tout de même à voir l'alignement avec ce

nombre de photons. Nous avons décidé de montrer les cartes obtenues avec un agrandissement de 5 fois pour mieux voir les vecteurs.

3.2 Reproduction des résultats pour HH 30

Herbig-Haro 30 (HH30) est une étoile T Tauri située dans le nuage du Taureau. Grâce à l'image obtenue par le télescope spatial de Hubble (HST) (Burrows et al., 1996), il a été possible de discerner deux nébuleuses en forme de bol séparées par un étranglement (une bande sombre) représentant la signature d'un disque vu par la tranche. En plus, on remarque deux jets collimés dont l'un s'étend sur 0.1 pc (Mundt et al., 1990) soulignant ainsi la présence d'une accréation de matière au niveau du disque. Ce jet bipolaire est visible en bandes V et R là où les raies en émission $[S II]$ et $[O II]$ sont très fortes. On observe aussi dans le spectre de HH 30, la raie $H\alpha$ ainsi que $[O II]$ et $[S II]$ en émission ce qui est typique des étoiles T Tauri classiques. C'était en fait la première fois qu'on arrivait à imager un disque (FIG 1.2). Cette image a permis à Burrows et al. (1996) de déterminer quelques paramètres du système telles la grosseur, la forme ainsi que la profondeur optique du disque. D'autres, par la suite, ont modélisé HH 30 (Cotera et al., 2001, Wood et al., 1998) et à notre tour, nous allons utiliser leurs modèles afin de vérifier que notre programme produit des résultats similaires à ces observations.

Le modèle de Burrows et al. (1996) utilise un disque képlérien (équation 3.3). Ils ont réussi à obtenir de bons résultats, mais les valeurs de leurs paramètres sont parfois trop extrêmes. Par exemple, le rayon interne où il y a destruction de la poussière est situé

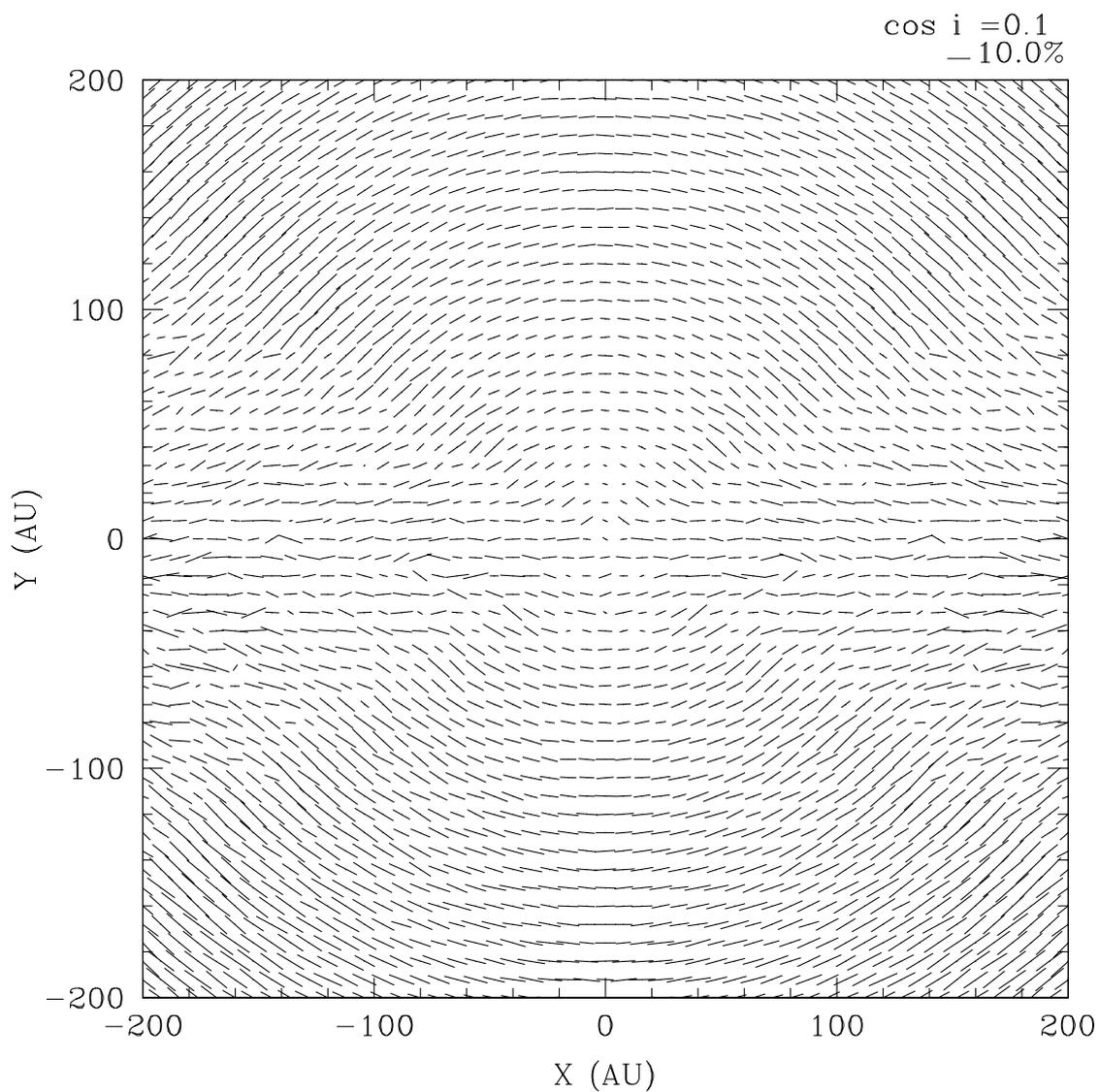


Figure 3.1 – Carte de polarisation d’un système vu à $\cos(i)=0.1$. L’opacité du disque est telle que les vecteurs au niveau de celui-ci deviennent parallèles. La moyenne du nombre de diffusion par photon dans le disque est de 10.

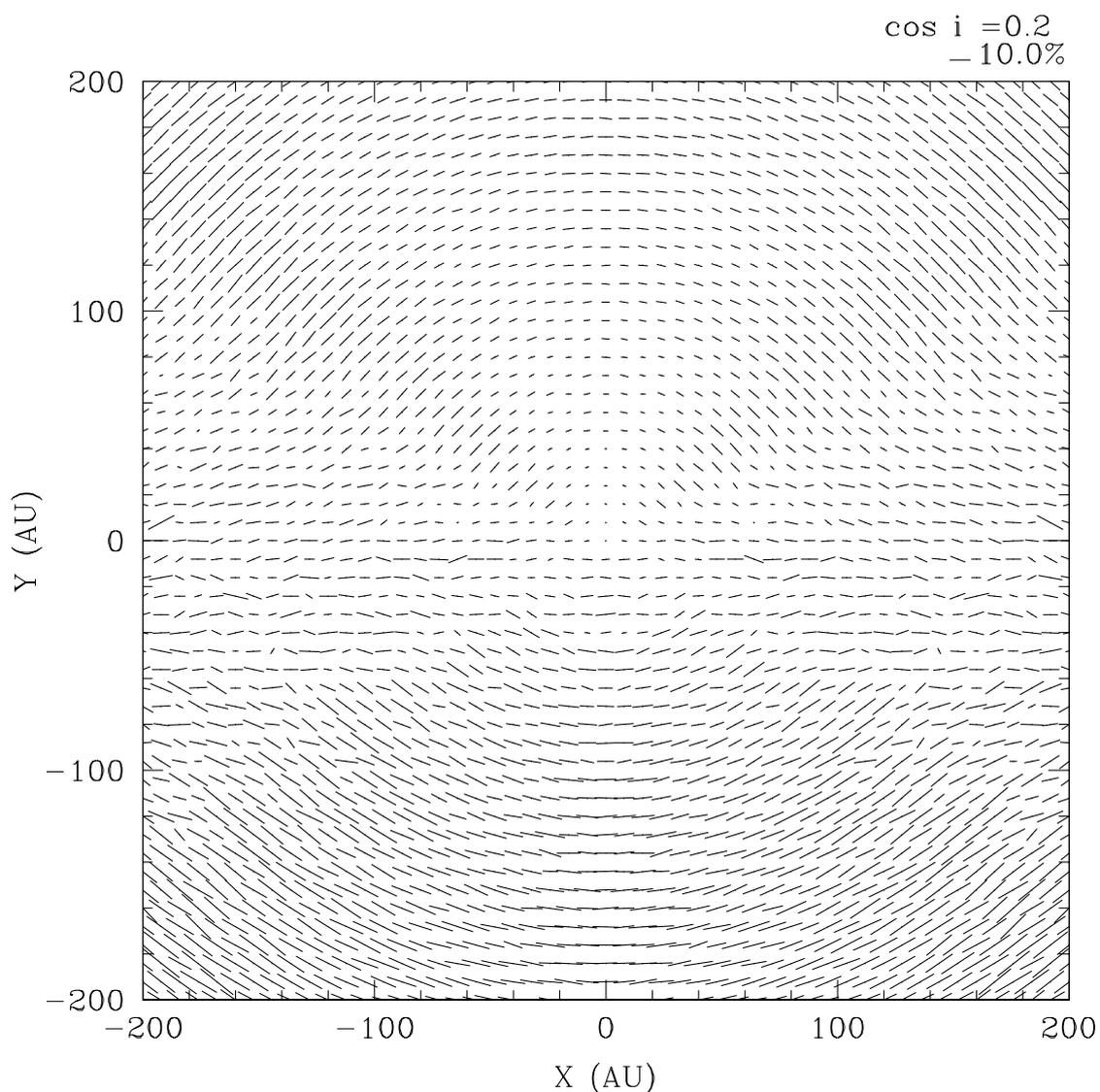


Figure 3.2 – Carte de polarisation d’un système vu à $\cos(i)=0.2$. L’opacité du disque est telle que les vecteurs au niveau de celui-ci deviennent parallèles. La moyenne de diffusion par photon dans le disque est de 10. On remarque aussi que les vecteurs parallèles sont en dessous de $Y = 0$ UA ce qui est normal puisque le système possède une bonne inclinaison. Plus l’inclinaison du système est grande, plus l’effet du disque sur les cartes apparaît bas.

à 0.5 UA ce qui diminue beaucoup trop l'émission dans le proche infrarouge. De plus, l'évasement ('flaring') du disque utilisé est très grand ce qui occasionne un trop grand excès dans l'infrarouge lointain (Wood et al., 1998). Le modèle que nous allons prendre est un hybride entre celui de Burrows et al. (1996) et Wood et al. (1998). Nous allons considérer HH 30 comme étant de classe II c'est-à-dire qu'il n'y aura pas de présence d'enveloppe. De plus, nous utiliserons des grains plus gros que ceux présents dans le MIS (Burrows et al., 1996, Cotera et al., 2001). La structure du disque, en coordonnées cylindriques, prend la forme :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha} e^{\left(\frac{-1}{2} \left[\frac{\tau}{h(r)} \right]^2 \right)}, \quad (3.3)$$

où ρ_0 est la densité dans le plan du disque à $r = r_0$ et α contrôle la variation de la densité radialement. Le rayon du disque est de 200 UA et le rayon interne, où il y a destruction des grains, est de $R_{in} = 6R_{\odot}$. Le gaz et la poussière sont bien mélangés et se retrouvent en équilibre hydrostatique vertical. La hauteur caractéristique, $h(r)$, est donné par :

$$h(r) = h_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\beta}, \quad (3.4)$$

où h_0 est la hauteur caractéristique du disque à r_0 . Les valeurs des paramètres se retrouvent dans le tableau 3.II. Wood et al. (2002) ont tenté de reproduire les observations de HH 30 avec différentes distributions en grosseurs de grains et ils concluent qu'une distribution avec des grains plus gros que le MIS reproduisait le mieux la distribution

d'énergie spectrale de HH 30. Il y a donc une croissance de grains dans l'environnement circumstellaire de HH 30. Nous avons donc opté pour des grains de silicate allant de $a_{min}=0.02 \mu\text{m}$ à $a_{max}=0.2 \mu\text{m}$ dans notre modèle.

Paramètres	Valeur
α	2.23
β	9/8
$r_0(\text{UA})$	100
$h_0(\text{UA})$	15.5
$R_{max}(\text{UA})$	200
$R_{min}(R_{\odot})$	6
$\rho_0 (\text{gcm}^{-3})$	3.00×10^{-16}

Tableau 3.II – Valeurs des paramètres de notre modèle de HH 30. Ces valeurs constituent un hybride entre Burrows et al. (1996) et Wood et al. (1998).

Les résultats de nos simulation se retrouvent aux figures 3.3 et 3.4 représentant deux angles sur deux bandes passantes (I et R). On remarque que nos résultats ressemblent beaucoup à ceux de Wood et al. (1998) présentés à la figure 3.5.

Certaines caractéristiques des cartes observées et des cartes obtenues par Wood et al. (1998) sont mieux reproduites par nos cartes $\cos(i)=0.1$ tandis que d'autres le sont mieux pour $\cos(i)=0.2$. En effet, les vecteurs de polarisation de nos cartes semblent mieux reproduire les cartes de Burrows et al. (1996) ainsi que celles de Wood et al. (1998). Cependant, les courbes d'intensités observées par le HST montrent clairement que la partie inférieure est plus faible que la partie supérieure résultat d'un système possédant un disque et une inclinaison par rapport à l'observateur. En effet, la partie plus près de l'observateur sera plus lumineuse tandis que la partie la plus éloignée, cachée par le disque, le sera beaucoup moins. On observe mieux cette différence d'intensité dans

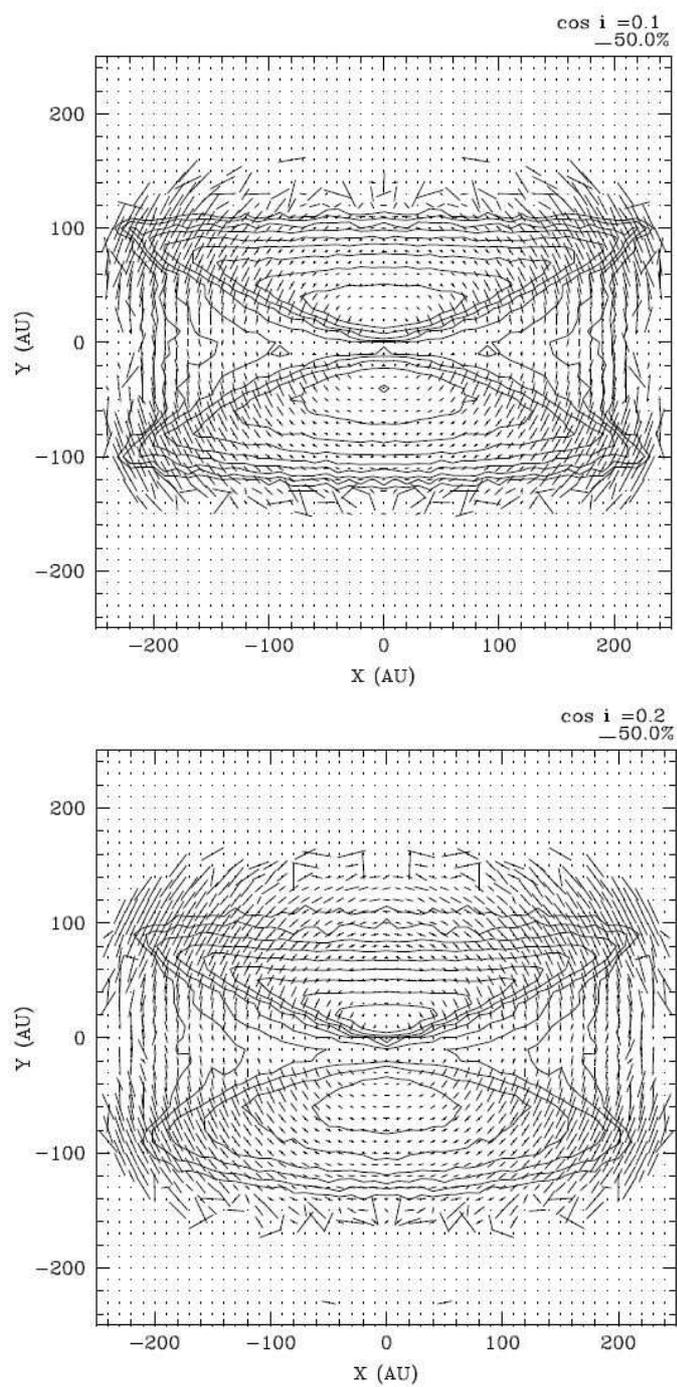


Figure 3.3 – Cartes de polarisation de notre modèle pour HH 30 en bande *I*. Les cartes proviennent d'angles $\cos(i)$ différent.

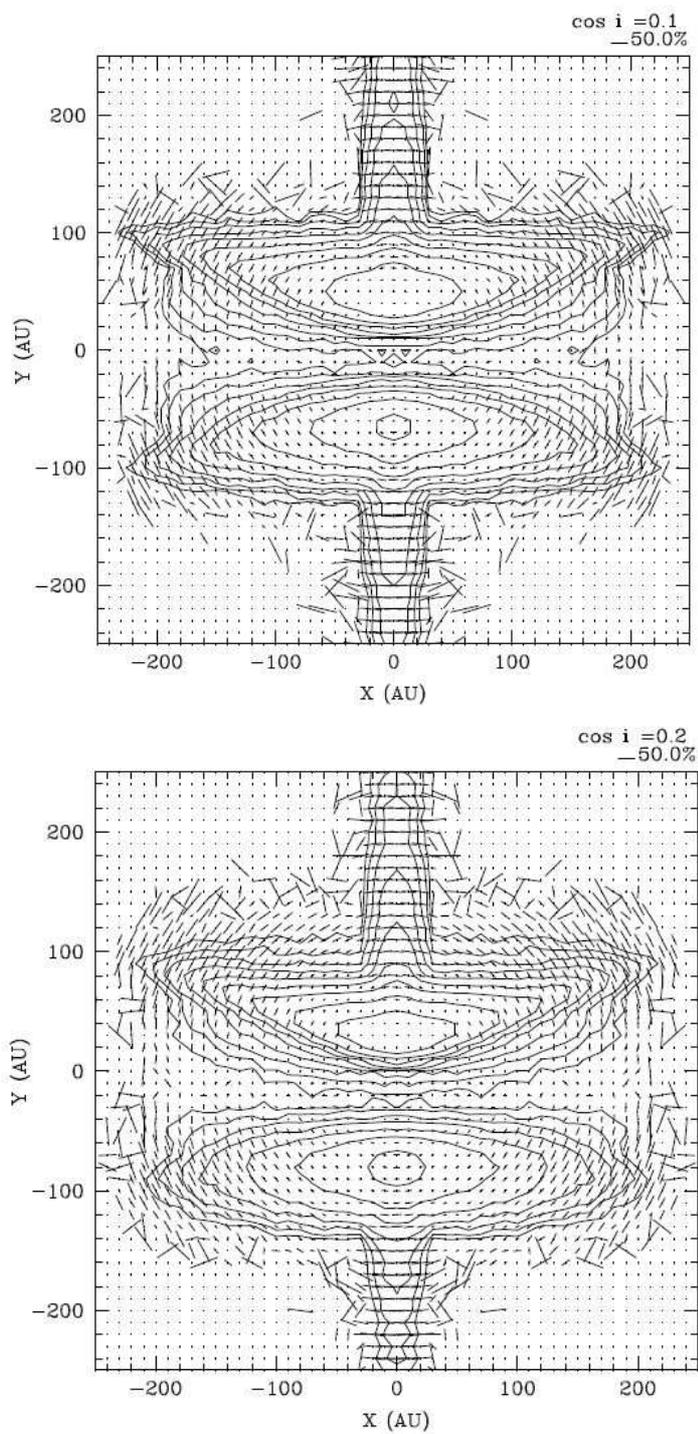


Figure 3.4 – Cartes de polarisation de notre modèle pour HH 30 en bande *R*. Les cartes proviennent d'angles $\cos(i)$ différent.

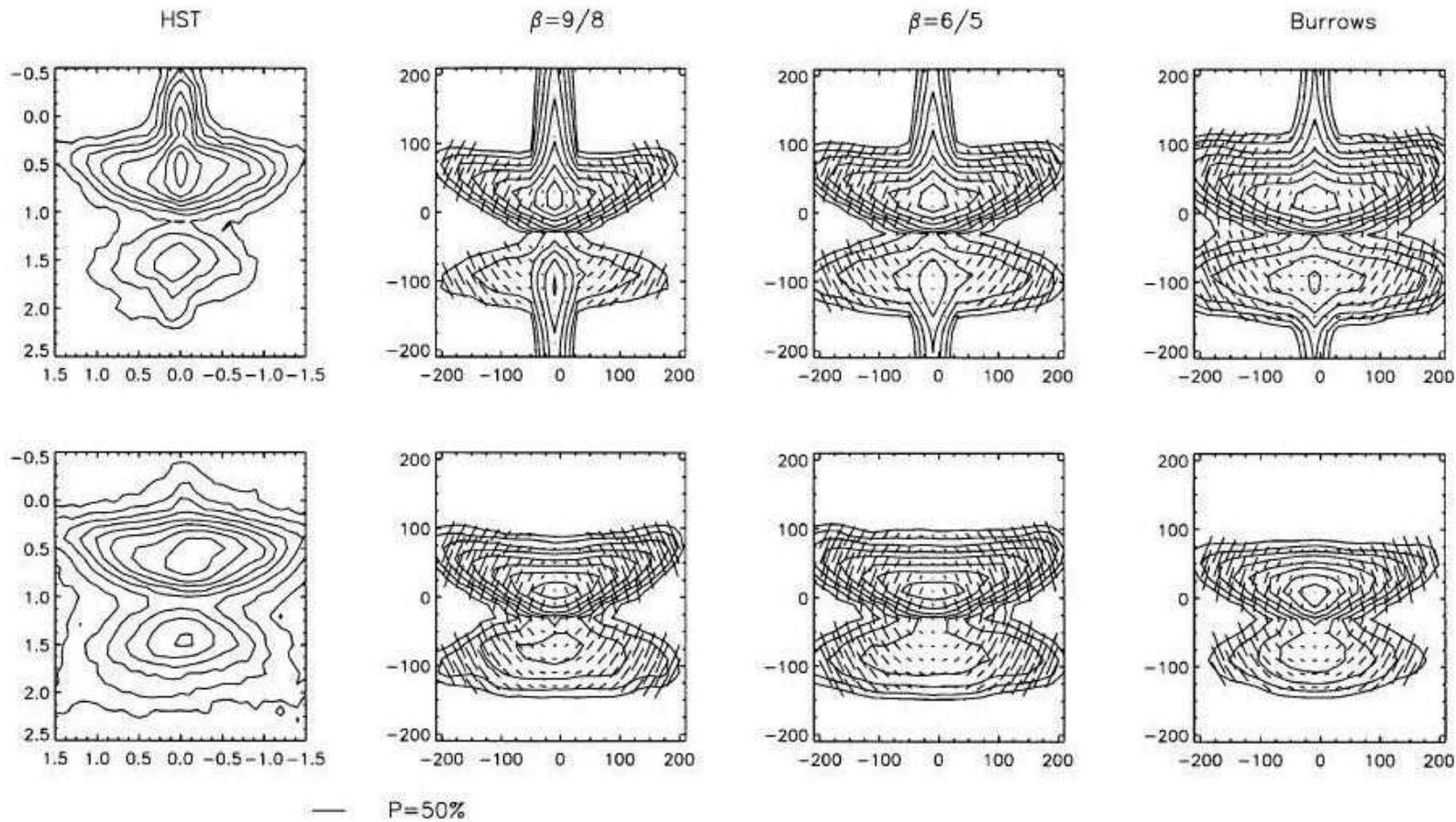


Figure 3.5 – Image HST de HH 30 en bande *R* (haut) et *I* (bas) suivit des modèles de disque dans ces deux bandes. Les axes sont en secondes d’arc pour les observations et en UA pour les modèles. Le modèle de Wood et al. (1998) pour deux évasements du disque différent se retrouve au centre tandis que le modèle de Burrows et al. (1996) se retrouve sur les images de droite. Tiré de Wood et al. (1998).

nos cartes $\cos(i)=0.2$. Le système HH 30 possèderait donc un angle entre $\cos(i) =0.1$ et $\cos(i)=0.2$.

Nous jugeons que les cartes obtenues par notre code en utilisant un modèle entre ceux de Wood et al. (1998) et Burrows et al. (1996) reproduisent bien les résultats obtenus par ceux-ci ainsi que par les observations.

Puisque notre code nous a permis d'obtenir des vecteurs parallèles par diffusion multiple ainsi que de reproduire des cartes modélisées de HH 30, nous concluons que notre programme fonctionne bien et qu'il peut maintenant être utilisé afin d'avancer nos connaissances en polarimétrie d'étoiles jeunes.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DES ÉTOILES JEUNES

Maintenant que nous possédons un programme fonctionnel, il est possible d'élargir nos connaissances de l'environnement circumstellaire d'étoiles jeunes. Notre étude débutera avec la nouvelle distribution de grains avancée par Dullemond et al. (2001) qui reproduit mieux la distribution d'énergie spectrale des étoiles Herbig Ae. Nous allons comparer cette distribution à une distribution évasée classique afin de déterminer, du point de vue polarimétrique, les différences de ces deux distributions. Ainsi, on pourrait déterminer si cette nouvelle distribution est plausible au niveau de la polarisation. Par la suite, nous étudierons l'étoile V376 Cas. La reproduction de la carte de polarisation observée de cette étoile nous a permis de discuter sur les divers processus causant l'apparition des vecteurs parallèles au disque. Pour finir, nous allons tenter de reproduire les cartes de polarisation observées de l'étoile R Mon. Nous avons à notre disposition deux cartes à deux longueurs d'onde différentes et il suffira de trouver les paramètres nécessaires afin de reproduire les observations dans ces deux bandes passantes.

4.1 Conséquence polarimétrique de la distribution de Dullemond et al.

Plusieurs modèles de disques ont été proposés au cours des dernières années. Ces modèles tentent, entre autres, de bien reproduire la distribution d'énergie spectrale (SED) observée. Le modèle privilégié est celui d'un disque évasé puisqu'il explique bien la

température des parties externes des disques. Dullemond et al. (2001) proposent un modèle un peu différent du modèle évasé classique. Leur étude visant les étoiles Herbig Ae, ils essaient de déterminer la raison du petit saut d'énergie se retrouvant dans leur SED au alentour de $2-3 \mu\text{m}$. Ils expliquent ce phénomène par la présence d'un bord interne ('inner rim') gonflé beaucoup plus chaud que le reste du disque puisqu'il est directement exposé à la lumière provenant de l'étoile. De plus, si ce bord interne est situé au rayon d'évaporation de la poussière alors le flux réémis produit un sursaut d'énergie dans les $2-3 \mu\text{m}$ (voir fig. 4.1).

Ils ont ensuite étudié pour quels paramètres stellaires ce sursaut devient visible. Pour des valeurs reliées aux étoiles Herbig Ae, ce sursaut est visible, mais pas pour celles reliées aux T Tauri confirmant ainsi les observations. Un croquis de la géométrie de leur modèle se retrouve à la figure 4.2. Pour la partie du disque évasé, ils utilisent le modèle présenté par Chiang et Goldreich (1997) (modèle CG97). En fait, quatre distributions sont physiquement possibles et elles sont représentées à la figure 4.3.

Bien que cette nouvelle distribution explique bien les SEDs dans l'infrarouge proche des étoiles Herbig Ae, il faut s'assurer qu'elle soit aussi compatible avec les cartes de polarisation. Pour ce faire, nous allons comparer cette nouvelle distribution à une distribution évasée simple comme comme l'ont fait Dullemond et al. (2001) mais en comparant maintenant les cartes de polarisation et d'intensités.

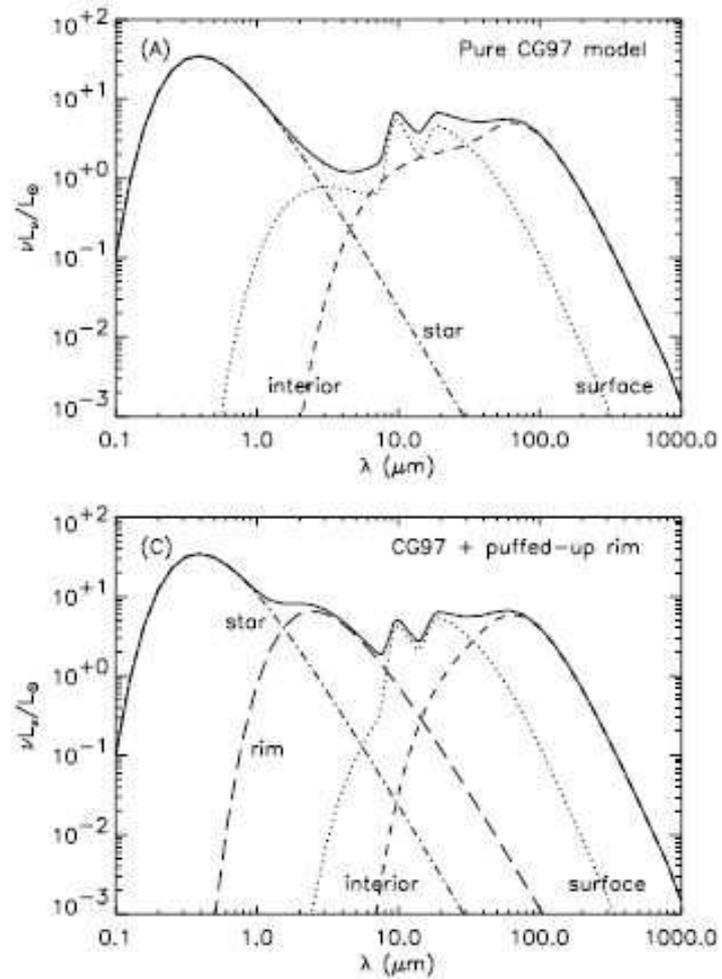


Figure 4.1 – SED provenant d’un modèle d’étoile Herbig Ae. La figure du haut représente la SED d’un disque évasé classique provenant du modèle de CG97. Celle du bas inclus dans le modèle la présence d’un bord interne gonflé. On remarque bien que le petit saut de flux autour de $2\text{-}3\mu\text{m}$ dans la figure du bas provient du bord interne puisque chaque composante est bien indiquée. Tiré de Dullemond et al. 2001

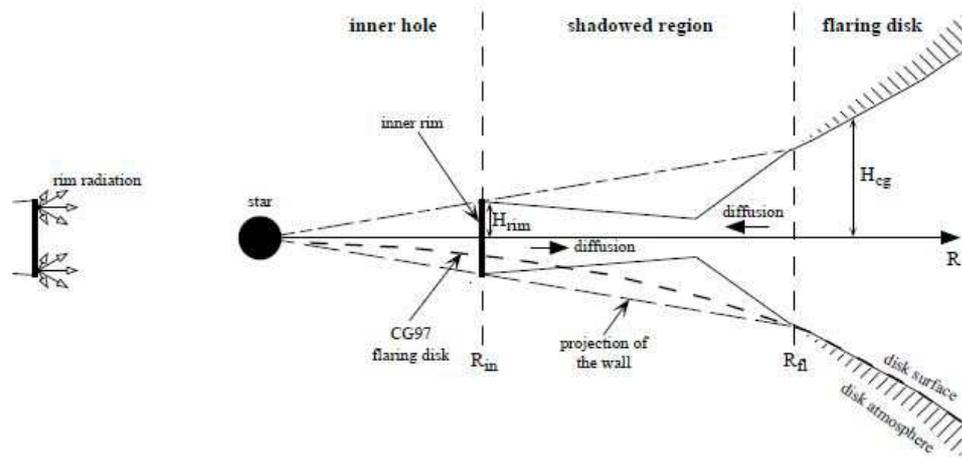


Figure 4.2 – Croquis de la géométrie du modèle de Dullemond et al. 2001. H_{rim} est la hauteur du bord interne situé à R_{in} . H_{cg} est la hauteur caractéristique du disque évasé du modèle CG97 commençant à un rayon R_{fl} . Tiré de Dullemond et al. 2001

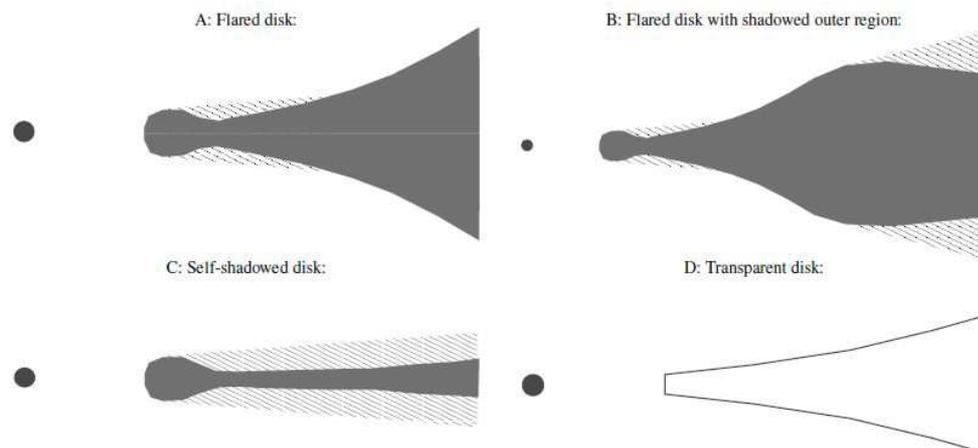


Figure 4.3 – Croquis des géométries possibles pour les étoiles Herbig Ae/Be. Le modèle A est celui déjà discuté à la figure 4.2. Le modèle B contient deux régions dans l'ombre. Il se peut aussi que le bord interne gonflé cache complètement le reste du disque de la lumière venant directement de l'étoile (modèle C). Finalement, le modèle D montre un disque transparent c'est-à-dire un disque possédant une profondeur optique très petite. Tiré de Dullemond 2002

4.1.1 Description des régions de la nouvelle distribution

La nouvelle distribution proposée comprend trois régions distinctes. La première représente une cavité due à l'évaporation de la poussière. Cette région se termine avec la présence d'un bord interne gonflé ('puffed-up inner rim') puisqu'il est réchauffé par la lumière provenant directement de l'étoile. Ce gonflement entraînera l'apparition d'une région ombragée. Finalement, lorsque le disque sort de cette région ombragée, il deviendra évasé.

4.1.1.1 Région ombragée

Dans la région ombragée, la température du disque est plus froide que ce qui est prédit d'un disque évasé. Cependant, lorsque le disque sortira de cette région et qu'il sera illuminé directement par la lumière stellaire, il deviendra à nouveau évasé. La région ombragée couvre tous les points (R, z) pour lesquels $z/R < H_{rim}/R_{rim}$ et le rayon R_{fl} pour lequel le disque devient évasé est :

$$H_{rim}(R_{rim}) \frac{R_{fl}}{R_{rim}} = H_{cg}(R_{fl}), \quad (4.1)$$

où l'indice cg provient du modèle CG97 du disque évasé. Lorsque $R < R_{fl}$ la source principale de lumière provient de la réémission du bord interne. Il est difficile de déterminer exactement la structure du disque dans la région ombragée. Dullemond et al. (2001) utilisent un modèle simple pour déterminer, avec quelques petites suppositions,

la hauteur caractéristique H du disque à cet endroit en coordonnées cylindriques. Cette hauteur est donnée par

$$\frac{d \log(H^8 R^{-11})}{dR} = -\frac{1}{H}. \quad (4.2)$$

Cette équation différentielle peut être résolue numériquement et nous permet de trouver la hauteur du disque pour chaque rayon. Un croquis de cette distribution en hauteur se retrouve à la figure 4.2. On remarque selon l'équation 4.2 que la hauteur diminue plus le rayon augmente et qu'à un certain point, la hauteur deviendra nulle. Ceci est en fait non physique et avant que ce phénomène ne se produise, d'autres sources de chaleur apparaissent telle la réémission des photons provenant des autres structures du disque. Nous incluons dans le modèle la diffusion d'énergie vers l'intérieur provenant de la partie évasée du disque en changeant le signe de l'équation 4.2. Plus on se rapproche de la partie évasée, plus cette composante sera importante.

4.1.1.2 Région évasée

Pour la partie évasée, Dullemond et al. (2001) utilisent en grande ligne ce qui a été fait par Chiang et Goldreich (1997). La radiation stellaire provenant directement de l'étoile pénètre dans le disque à un angle de

$$\alpha = \frac{0.4R_*}{R} + (\gamma - 1) \frac{H_{cg}}{R}, \quad (4.3)$$

où R_* est le rayon de l'étoile, R est la distance au niveau du plan du disque et H_{cg} est la hauteur caractéristique du disque. La fonction γ varie faiblement en fonction de R et est de l'ordre de $9/7$. Nous utiliserons, dans notre cas, un γ constant de $9/7$. La température interne du disque (T_i) si on le considère complètement opaque est donnée par

$$T_i = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/4} + \left(\frac{R_*}{R}\right)^{1/2} T_{eff}, \quad (4.4)$$

où T_{eff} est la température effective de l'étoile. Le disque étant isotherme verticalement, on se retrouve avec une distribution gaussienne de densité possédant une échelle de hauteur de pression constante h_{cg} donné par

$$\frac{h_{cg}}{R} = \left(\frac{T_i}{T_c}\right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_*}\right)^{1/2}, \quad (4.5)$$

où $T_c = GM_*\mu m_p/kR_*$ est la température du viriel à la surface stellaire. Finalement, le ratio de la hauteur du disque H_{cg} par rapport à la hauteur de l'échelle de pression h_{cg} est un nombre sans dimension χ_{cg} :

$$H_{cg} = \chi_{cg} h_{cg}. \quad (4.6)$$

Ce χ_{cg} peut être calculé (Dullemond et al., 2001, annexe 2) et Dullemond et al. (2001) mentionnent que sa valeur se situe entre 2 et 6. Comme nous voulons simplement comparer deux distributions, sa valeur exacte importe peu. Il faut seulement s'assurer qu'on

utilise la même valeur pour les deux distributions et que la valeur choisie soit plausible.

Nous utiliserons $\chi_{cg} = 6$ pour nos deux distributions.

4.1.2 Les distributions comparées

Notre étude visera à comparer deux types de distribution de grains soit celle représentée à la figure 4.2 et soit une distribution évasée classique possédant les mêmes paramètres que la partie évasée du nouveau modèle. Pour notre comparaison, nous utiliseront une étoile possédant un $T_{eff} = 9500$ K un rayon de $R_* = 2 R_{\odot}$ et une masse de $M_* = 2.4 M_{\odot}$. Nous utilisons $\gamma = 9/7$ ainsi que $\chi_{cg} = 6$. Au niveau du disque, le rayon interne de condensation des grains que l'on situe à l'endroit où la température est sous $T_{rim} = 1500$ K est déterminé par, entre autre, le rayon de l'étoile, sa température effective ainsi que sa luminosité. Selon nos valeurs, l'endroit de condensation, donc l'emplacement du bord interne, est situé à $R_{rim} = 0.47$ UA et on lui donne une hauteur de $H_{rim}/R_{rim} = 0.18$. On utilise un disque de rayon $R_{ext} = 100$ UA et on détermine R_{fl} , l'endroit où le disque sort de l'ombre et qu'il devient évasé, à l'aide de l'équation 4.1. Selon nos paramètres, R_{fl} est ≈ 16 UA. Pour la partie du disque évasé, nous utiliserons une distribution du type

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-1.0} e^{\left(\frac{-\pi}{4} \left[\frac{z}{h(r)} \right]^2 \right)}, \quad (4.7)$$

où la hauteur caractéristique est définie par les équations 4.6, 4.5, 4.4 et 4.3. Finalement, nous utilisons une distribution MRN de grains de silicate astronomique utilisant 15

rayons de grains distincts distribués uniformément de $a_{min}= 0.1 \mu\text{m}$ à $a_{max}= 1.0 \mu\text{m}$ et d'une densité moyenne de 3.6 gcm^{-3} . Les propriétés optiques des grains sont tirées de Draine (1985). L'étude se fera pour une longueur d'onde $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$. La figure 4.4 représente les deux distributions de grains comparées. La densité de grains diminue lorsqu'on passe du rouge au bleu. Puisque R_{fl} est $\approx 16 \text{ UA}$, la différence entre ces deux distributions est en deçà de 16 AU. Lorsque $R > R_{fl}$ les deux distributions sont identiques. Nous avons donc dû effectuer un agrandissement sur la distribution (possédant un $R_{ext}= 100 \text{ AU}$) afin de bien voir la différence de ces deux distributions. La figure 4.5 représente la même distribution possédant un bord interne gonflé, mais avec un agrandissement moins important afin de bien voir les trois régions distinctes.

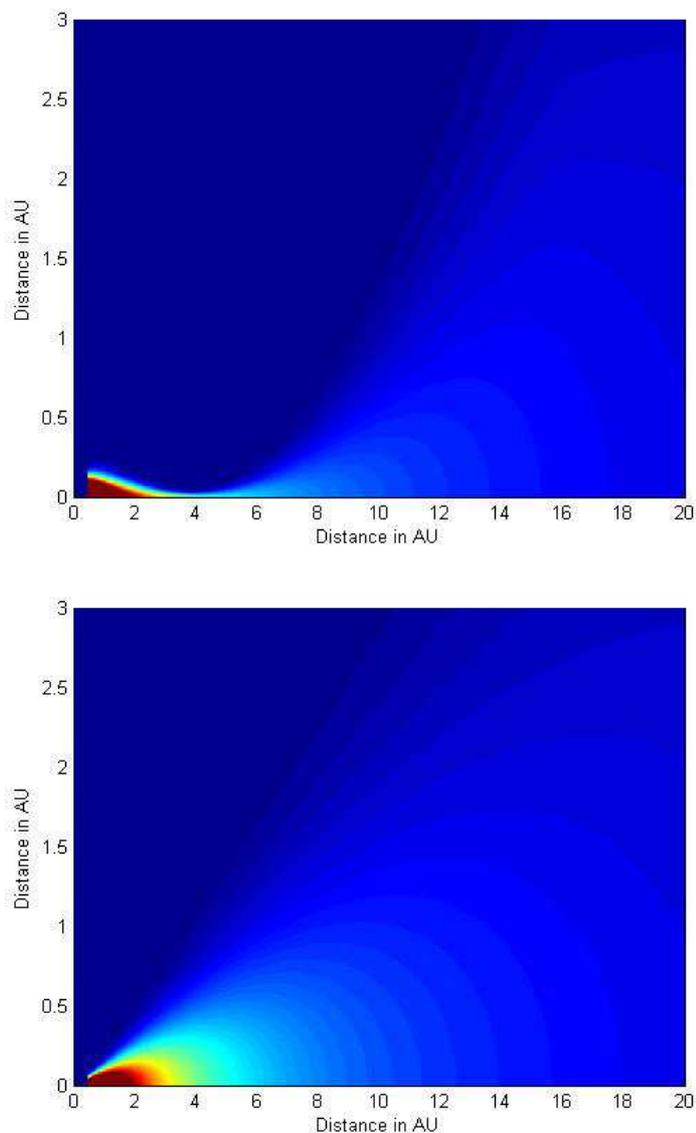


Figure 4.4 – Représentation des deux distributions de grains comparées, où le code de couleur illustre les variations de densité, $\sim 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ (bleu) à $\sim 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ (rouge). La distribution du haut est celle proposée par Dullemond et al. (2001) afin d'expliquer le saut de flux dans les SEDs des étoiles Ae. La distribution du bas est un disque évasé classique basée sur le modèle de Chiang et Goldreich (1997). La partie évasée de la nouvelle distribution possède les mêmes paramètres que le disque évasé classique donc à un rayon $R > R_{fl}$ les deux distributions sont identiques. Un agrandissement a été requis afin de bien voir la différence de distribution au centre. L'étoile se situe à 0,0 et les distances sont en unité astronomique

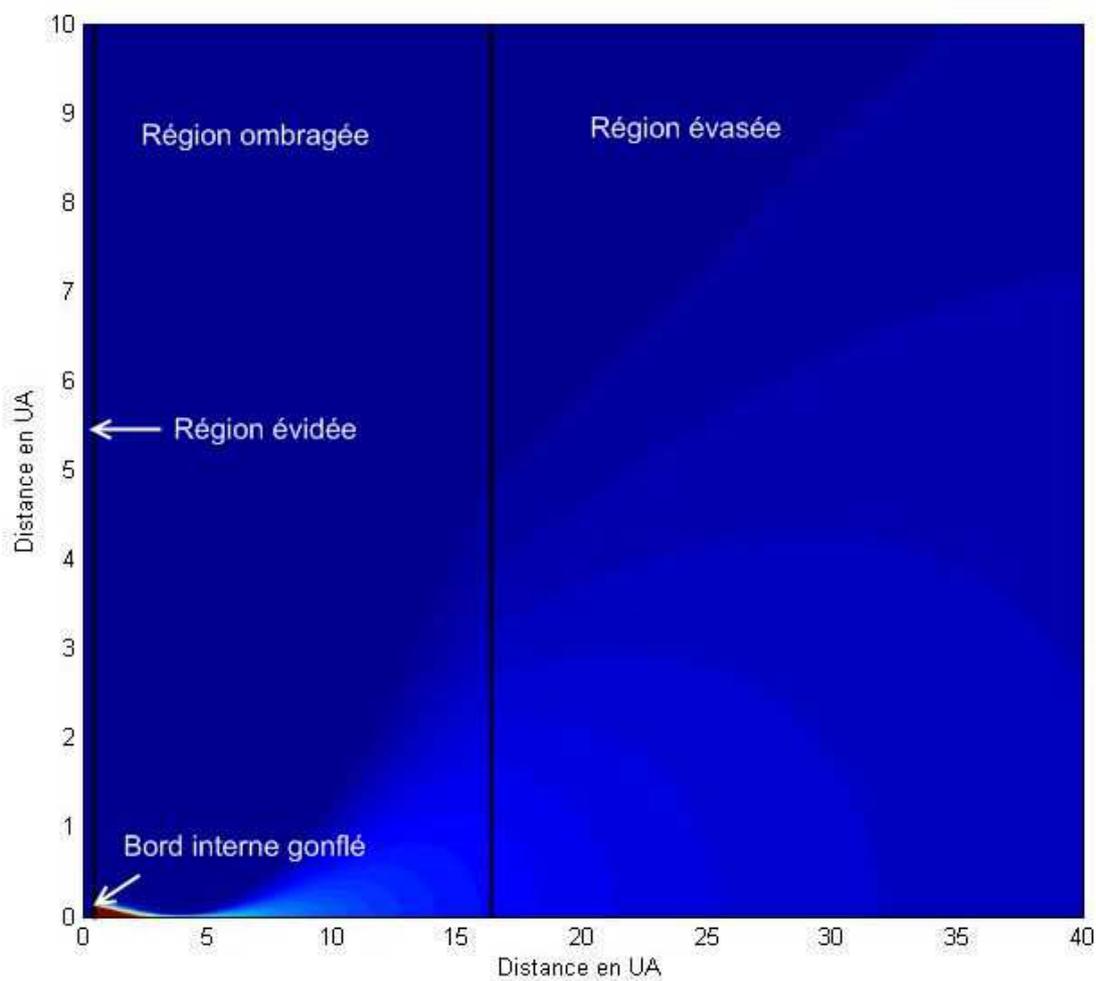


Figure 4.5 – Même distribution que celle présentée à la figure 4.4 en haut, mais avec un agrandissement un peu moins grand pour bien discerner les trois parties distinctes soit la cavité dépourvue de poussière, la région ombragée et la partie externe du disque évasé.

4.1.3 Résultats

Puisque la différence entre les deux distributions survient au centre de la distribution, nous nous attendons à voir des différences dans les résultats uniquement dans la partie centrale. C'est effectivement ce que nous avons remarqué puisque les cartes provenant des deux distributions sont identiques lorsque l'on regarde le système dans son ensemble d'où l'importance d'avoir inclus l'option d'agrandissement dans le programme. En effet, avec un agrandissement de 20 fois (donc pour des cartes de 5×5 UA) nous apercevons des différences dans les cartes d'intensité (figure 4.6) et de polarisation (figure 4.7).

4.1.4 Analyse et discussion

On peut facilement identifier le bord interne gonflé ainsi que la région ombragée sur la carte d'intensité de la nouvelle distribution (figure 4.6). En effet, on remarque au centre que l'intensité est très grande suivit, si l'on se déplace vers les Y positifs, d'une région de basse intensité correspondant à la région ombragée. La présence du bord interne gonflé est aussi visible dans les cartes de polarisation par la forme que prennent les courbes d'intensité ainsi que le haut degré de polarisation proche de l'étoile. En plus, la polarisation intégrée est plus importante dans le nouveau modèle comparativement au modèle évasé (respectivement 7.15 % et 5.21 % pour les cartes présentées à la figure 4.7). Cependant, le nombre de diffusions par photon pour chaque capteur est plus petit pour le modèle évasé. Toutes ces différences proviennent de la partie ombragée du nouveau modèle. En effet, cette partie du disque possède une plus petite hauteur carac-

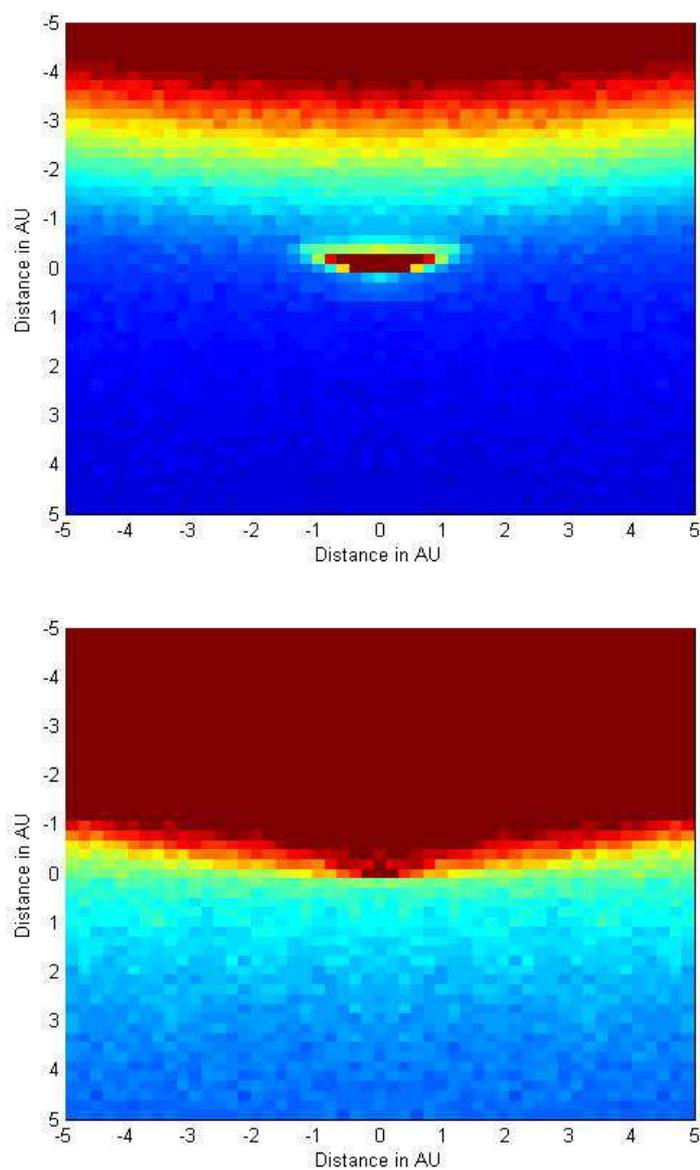


Figure 4.6 – Cartes d’intensités agrandies pour $\cos(i)=0.2$. La carte du haut représente la distribution contenant le bord interne gonflé tandis que la carte du bas est la distribution évasée classique. L’étoile se situe à 0,0 et la distance au centre est en unité astronomique (UA).

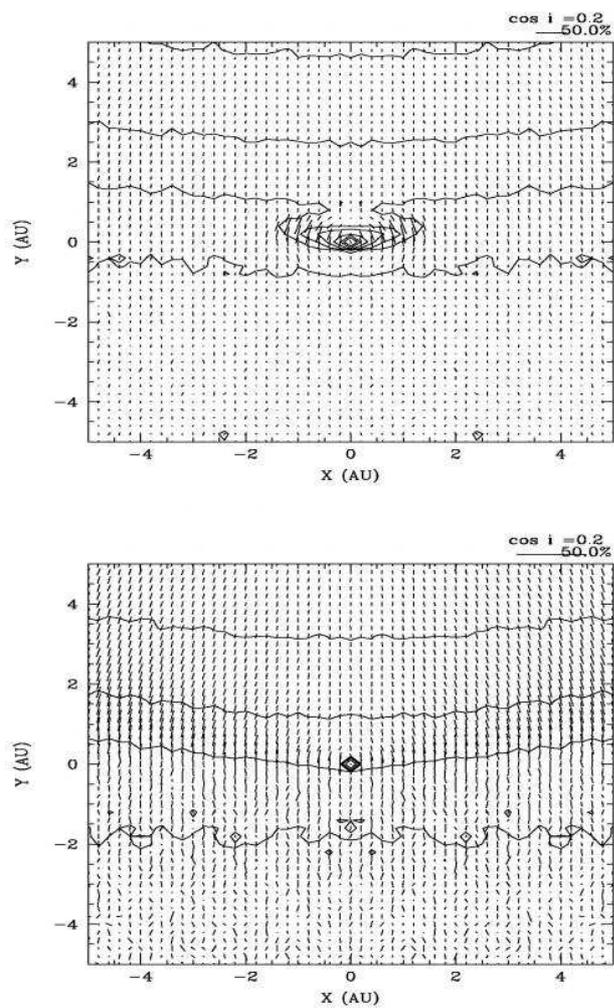


Figure 4.7 – Cartes de polarisation agrandies pour $\cos(i)= 0.2$ contenant des courbes d'intensité. La carte du haut représente la distribution contenant le bord interne gonflé tandis que la carte du bas est la distribution évasée classique. L'étoile se situe à 0,0 et la distance au centre est en unité astronomique (UA).

téristique (figure 4.4) ce qui entraîne un moins grand nombre de diffusions et de photons à cet endroit. Le grand agrandissement requis a nécessité l'utilisation de 30 milliards de photons pour la simulation afin de réduire au maximum le bruit en augmentant le nombre de photons dans la région agrandie. La version parallèle du programme a donc été utile dans notre analyse de ce nouveau modèle.

4.1.5 Conclusion

Les résultats provenant du code Monte Carlo nous ont montré quelques petites différences entre les deux distributions. Ces différences ont apparue en utilisant un agrandissement pour sonder la partie centrale de chaque distribution. Nous avons obtenu une grande intensité causée par la présence du bord interne gonflé suivi d'une région de basse intensité là où la région ombragée se situe. En plus, on obtient une polarisation plus faible ainsi qu'un moins grand nombre de diffusions avec le modèle de Dullemond et al. (2001). Nous ne pouvons, pour l'instant, rejeter ce nouveau modèle puisque la différence survient très près du centre seulement. Nous avons, cependant, vu les différences entre le modèle évasé et le nouveau modèle ce qui permettra éventuellement, en obtenant des observations d'une très grande résolution de cartes de polarisation d'étoiles Herbig Ae, de déterminer le modèle de distribution de densité correspondant à ce type d'étoile.

4.2 Étude de l'étoile V376 Cas

Étant longtemps considérée comme un système binaire dû à la présence de deux pics d'intensité en bande *I*, l'étoile Herbig AeBe V376 Cas serait en fait une étoile vue par la tranche. En effet, l'étoile possède une très forte polarisation linéaire d'environ 23 % (Asselin et al., 1996) avec un angle de position de $\approx 26^\circ$ dans la bande *I* causé, dans le cas le plus probable, par la présence d'un disque qui bloquerait la majorité des photons non polarisés. En plus, on découvre dans les cartes de polarisation de Asselin et al. (1996) des vecteurs alignés à l'endroit où se situerait le plan équatorial ainsi que des points nuls à l'extrémité de ces vecteurs alignés. Cependant, comme c'est le cas pour HL Tau (Lucas et al., 2004), les vecteurs alignés ne sont pas colinéaires avec les points nuls. Ménard et al. (2000) découvrent à leur tour la présence d'un étranglement ('dark lane') traversant la nébuleuse par réflexion à un angle de position qui est en accord avec celui mesuré par la polarisation. Cependant, la nature exacte de cet étranglement doit être confirmée, selon eux, avant de l'interpréter comme étant la signature d'un disque. La présence d'un disque étant possible pour les étoiles pré-séquence principales du type A, ce n'est pas nécessairement le cas pour les étoiles plus massives de type B dont fait partie V376 Cas. Un fait certain est que le système binaire semble de moins en moins plausible puisque V376 Cas n'est pas fait de sources ponctuelles et qu'une étude en bande K, longueur d'onde où la profondeur optique du système est plus petite que dans le visible, ne montre pas la présence de deux étoiles (Asselin et al., 1996). À l'aide d'observation dans l'infrarouge lointain de certaines étoiles Herbig AeBe, Natta et al.

(1992, 1993) suggèrent que l'excès en infrarouge proviendrait d'une grande enveloppe circumstellaire au lieu d'un disque d'accrétion. Cependant, ils argumentent aussi que ces enveloppes doivent être réchauffées par des sources plus froides que ce qui est indiqué par le type spectral de l'étoile centrale et ce sont les disques d'accrétion qui seraient les candidats idéals. Les courbes de visibilité en bande H de V376 Cas suggèrent en effet trois composantes : une grande enveloppe, une composante de 60 UA qui serait liée à disque et une composante à 5 UA qui contribue le plus au flux (Smith et al., 2004). Cette dernière composante serait le rayon de sublimation des grains de poussière vu à travers un disque évasé (le flux provenant de cette région est réfléchi par la matière circumstellaire et paraît plus gros que le rayon de sublimation original). La reproduction des cartes de polarisation provenant de V376 Cas permettra de mieux comprendre l'environnement des étoiles jeunes plus massives.

4.2.1 Cartes observées de V376 Cas

Les cartes de polarisation que nous tenterons de reproduire proviennent de la caméra de haute résolution en infrarouge proche Trident II avec le système d'optique adaptative PUEO sur le TCFH (figure 4.8 et 4.9). La largeur des pixels sur Trident II était de 21.5 mas et la qualité du ciel permettait d'atteindre une résolution de $\approx 0.11''$. Les données ont été analysées par Fabien Denni à l'aide du programme Polarfits lors de sa recherche auprès de Pierre Bastien en automne et hiver 2008-2009. Ce programme permet de produire les paramètres de stokes IQU standard provenant de 4 images d'intensité ayant un

angle de position distinct, soit 0° , 45° , 90° et 135° . Par la suite, on crée les cartes de polarisation. Les observations ont eu lieu dans la bande H en novembre 2003. Les cartes contiennent des contours d'intensité ainsi que de flux polarisé qui nous aideront dans notre analyse de cette étoile.

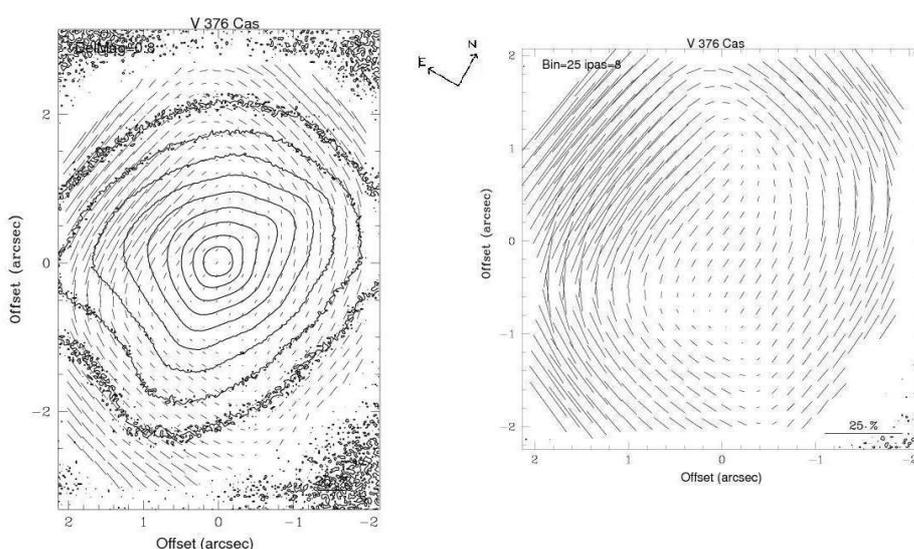


Figure 4.8 – Carte de polarisation observée en bande H de V376 Cas avec les contours d'intensité à gauche et sans les contours à droite. Tiré du rapport de recherche de Fabien Denni 2008-2009

4.2.2 Analyse de l'information sur V376 Cas

Il faut tout d'abord analyser toute l'information disponible afin de produire un modèle pour V376 Cas. Premièrement, nous allons analyser les cartes obtenues par les observations faites au TCFH. En observant la figure 4.8 on remarque que les contours d'intensité sont allongés à un angle de position $\approx 140^\circ$ similaire à ce qui a déjà été obtenu (Asselin et al., 1996, Leinert et al., 1991). Au niveau de la figure 4.9, on remarque

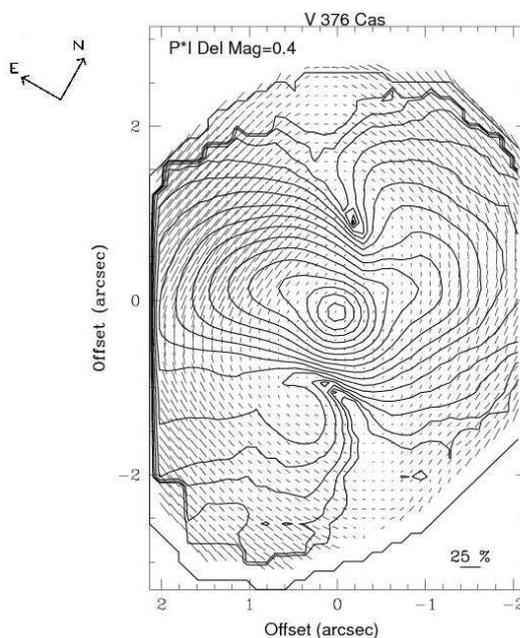


Figure 4.9 – Carte de polarisation observée en bande H de V376 Cas avec les contours de flux polarisé. Tiré du rapport de recherche de Fabien Denni 2008-2009

bien un étranglement des contours de flux polarisé. En comparant les deux figures, il est possible de conclure que l'étranglement est dû à la polarisation. En effet, la figure 4.10 montre bien que dans la région où l'étranglement a lieu, le degré de polarisation est très près de zéro. Au centre, là où est l'étoile, la polarisation est faible, mais les contours de flux polarisé sont circulaires (un peu allongés) ce qui indique que l'intensité doit être grande. Plus on s'éloigne du centre plus l'intensité diminue et si l'on suit la partie foncée de la figure 4.10 (faible polarisation), plus le flux polarisé est faible et il y a apparition d'un étranglement ('dark lane'). En plus, nous pouvons apercevoir à la figure 4.9 deux noeuds. La présence des noeuds indique qu'il y a des endroits où la polarisation tombe à zéro (points nuls). Les points nuls sont aussi bien identifiés si l'on trace une carte des

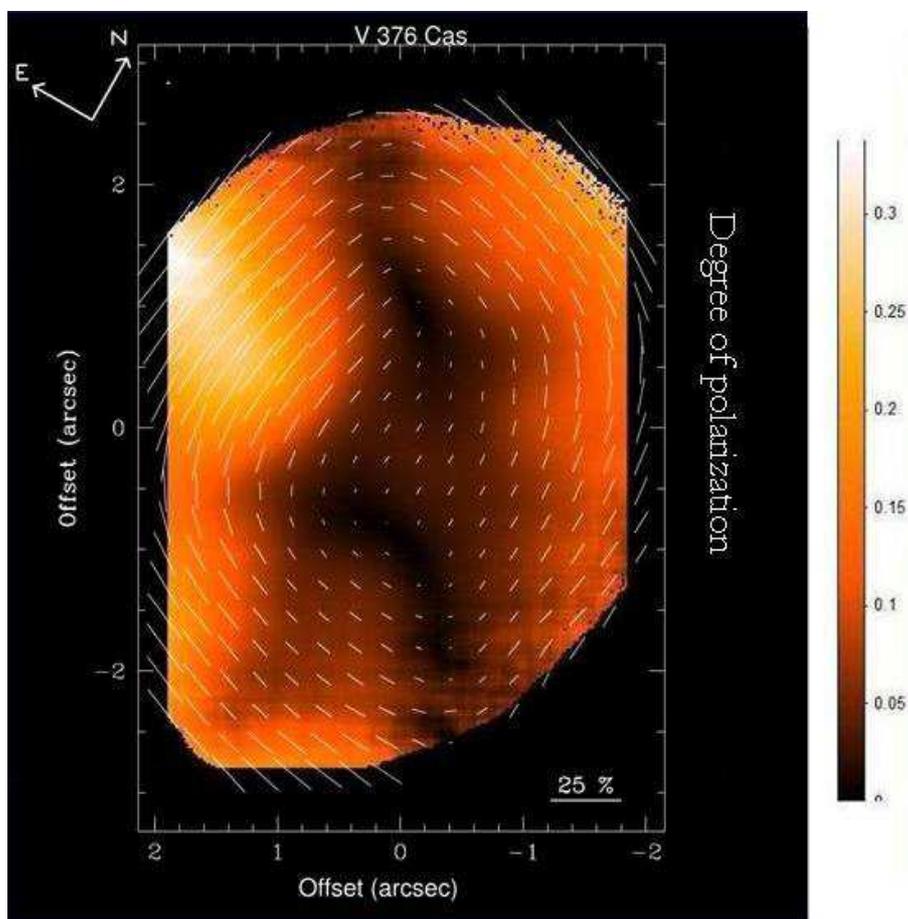


Figure 4.10 – Carte de polarisation observée en bande H de V376 Cas superposée au degré de polarisation indiqué dans l'échelle de couleurs à droite. Tiré du rapport de recherche de Fabien Denni 2008-2009

angles de polarisation puisqu'ils se situeront à l'endroit autour desquels il y a la présence de tous les angles de position de la polarisation (figure 4.11). L'étude de ces cartes indique que le système semble être classique. Il posséderait un disque puisque l'on remarque une région de faible polarisation (figure 4.10) ainsi que des points nuls (figure 4.11) et des cônes évidés par de forts vents perpendiculaires au plan équatorial souligné par l'élongation des courbes ainsi que la forte polarisation à ces endroits (à l'est de la

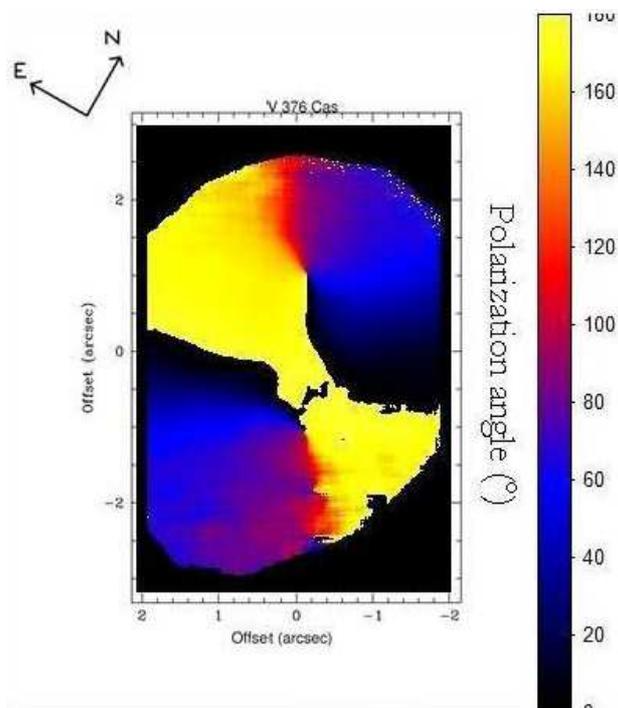


Figure 4.11 – Carte d’angle de position de la polarisation en bande H de V376 Cas. Les points nuls sont identifiés par les cercles. Tiré du rapport de recherche de Fabien Denni 2008-2009

figure 4.10). Finalement, comme les contours d’intensité ne présentent pas d’étranglement et que les contours de flux polarisé sont circulaires au centre malgré une faible polarisation, l’opacité du disque doit être assez faible pour laisser passer les photons, mais assez grande pour créer des vecteurs alignés en bande H (figure 4.8). Ceci amène des contraintes au niveau de la densité des structures. Par interférométrie, Smith et al. (2004) déterminent la courbe de visibilité de V376 Cas dans la bande H . La courbe obtenue suggère la présence de trois structures : une grosse enveloppe, une structure de 60 UA liée à un disque évasé ainsi qu’une structure à 5 UA qui est vraisemblablement due au rayon de sublimation de la poussière. Nous allons inclure ces structures dans notre mo-

dèle. Selon nos observations, nos points nuls se situent à environ 1 arcseconde du centre. Puisque V376 Cas se trouve à environ 600 pc de nous, cette distance équivaut à 600 UA. Ce qui indique que le disque s'étend sur plus de 600 UA. De plus, Smith et al. (2004) mentionne que le flux provient surtout de la structure à 5 UA comme c'est le cas pour la distribution avancée par Dullemond et al. (2001). Nous avons déjà analysé les différences, au niveau de la polarisation, de cette nouvelle distribution et elles surviennent dans la région ombragée et au bord interne gonflé. Smith et al. (2004) mentionne que la structure à 60 UA proviendrait de la diffusion provenant d'un disque évasé impliquant que la partie ombragée serait en deçà de ce rayon. Puisque nos cartes ne possèdent pas la résolution nécessaire pour identifier les structures avec ces dimensions, nous utiliserons donc un disque évasé classique qui produira le même résultat à cette résolution.

4.2.3 Modélisation de V376 Cas

Après maintes simulations, nous présentons le modèle qui reproduit le mieux les observations. Nous nous sommes inspiré des travaux de Fischer et al. (1996) pour définir nos structures afin qu'il n'y ait pas de discontinuité dans nos densités. En coordonnées cylindriques, la distribution de la densité prend la forme

$$\rho_{tot} = \rho_{disque}(r, z)f_1(r) + \rho_{env}(r, z)f_2(r), \quad (4.8)$$

où ρ_{tot} est la densité totale du système, ρ_{disque} et ρ_{env} sont les densités associées au disque et à l'enveloppe respectivement. Les fonctions $f_1(r)$ et $f_2(r)$ sont des filtres de Fermi garantissant une bonne transition entre les structures et elles sont définies par :

$$\begin{aligned} f_1(r) &= \left[1 + \exp\left(\frac{r-r_d}{0.1r_d}\right) \right]^{-1}, \\ f_2(r) &= \left[1 + \exp\left(\frac{r_d-r}{0.1r_d}\right) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Nous modélisons la présence d'une cavité par un profil parabolique

$$z_{cav} \tan(\theta_c) = \frac{r}{\left(\frac{r}{r_{cav}}\right)^{cc}}, \quad (4.10)$$

où z_{cav} est la hauteur de la cavité, θ_c est l'angle d'ouverture, cc est le paramètre de courbure et r_{cav} est le rayon où commence la cavité sur le plan équatorial. La densité de l'enveloppe suit une loi de puissance avec la condition que $\rho_{env}(r_d, 0) = \rho_d$:

$$\rho_{env}(r, z) = \rho_d (R/r_d)^\alpha, \quad (4.11)$$

où $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ et l'exposant α est la dépendance de la densité sur le rayon. Pour finir, la distribution du disque prend la forme

$$\rho_{disque}(r, z) = \rho_d (r/r_d)^{-3/2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left| \frac{z}{h(r)} \right|^2\right], \quad (4.12)$$

où $h(r) = z_d \left(\frac{r}{r_d} \right)$ avec $z_d = r_d/4$. Le tableau 4.I rassemble la valeur de chaque paramètre de la simulation reproduisant le mieux les observations. Nous utilisons une distribution

Paramètres	Valeur
θ_c	30°
cc	0.05
$r_{cav}(\text{UA})$	10.0
α	-1.1
$r_d(\text{UA})$	100
$\rho_d(\text{gcm}^{-3})$	2.8×10^{-18}
$R_{max}(\text{UA})$	1300

Tableau 4.I – Tableau représentant les valeurs des paramètres de notre modèle de V376 Cas

MRN de grains de silicate astronomique possédant 15 rayons distincts distribués uniformément entre $a_{min} = 0.11 \mu\text{m}$ et $a_{max} = 0.4 \mu\text{m}$ et d'une densité moyenne de 3.6gcm^{-3} .

4.3 Cartes de polarisation provenant de notre modèle

Les cartes de polarisation sont présentées aux figures 4.12 et 4.13. Nous avons tracé les contours de flux polarisé sur la première figure et les contours d'intensité sur la deuxième. Chaque figure contient le résultat provenant de deux angles différents soit les deux angles se rapprochant le plus à un système vu par la tranche ($\cos(i) = 0.1$ et $\cos(i) = 0.2$). Les cartes provenant du modèle peuvent être comparées aux figures 4.8 et 4.9 selon les contours tracés.

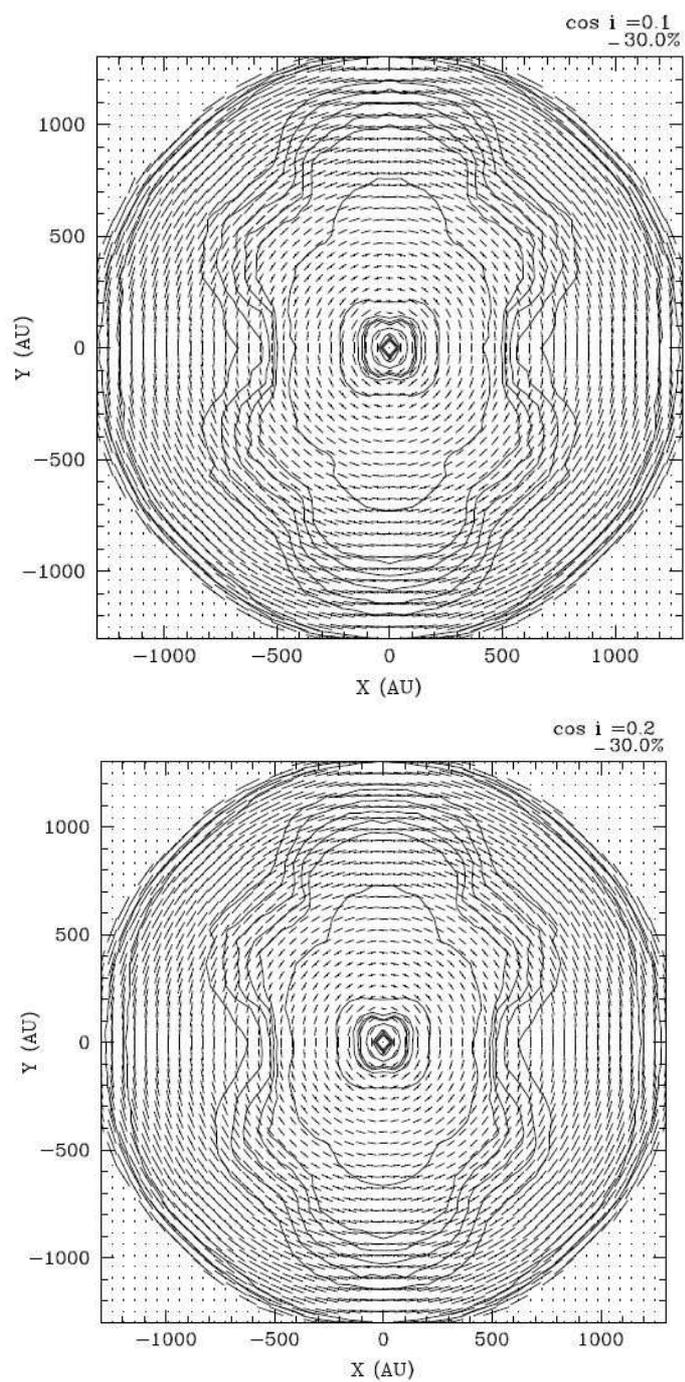


Figure 4.12 – Cartes de polarisation modélisées de V376 Cas en bande *H* pour deux angles différents avec des contours de flux polarisé

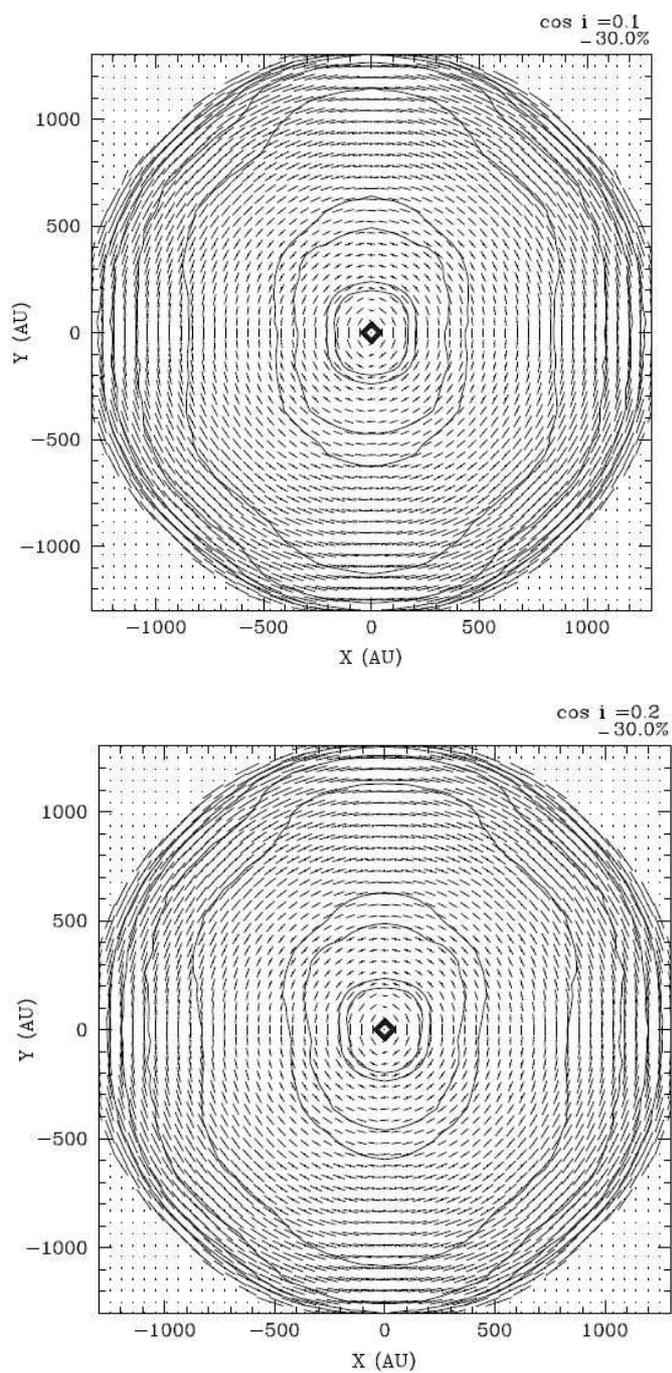


Figure 4.13 – Cartes de polarisation modélisées de V376 Cas en bande H pour deux angles différents avec des contours d'intensité

4.3.1 Analyse des résultats

On remarque qu'au niveau des contours tracés, notre modèle semble bien reproduire les observations. En effet, on retrouve la forme allongée des contours d'intensité ainsi qu'un étranglement au niveau des contours de flux polarisé. En plus, les contours de flux polarisé forme des noeuds à ≈ 500 UA de chaque coté du centre sur le plan équatorial ce qui est aussi observé à la figure 4.9. Cependant, ces noeuds ne semblent pas avoir la même origine. Nous avons mentionné dans notre analyse de l'information disponible sur V376 Cas que les noeuds sur les cartes observées proviennent de points nuls c'est-à-dire d'un endroit où la polarisation est nulle. Cette polarisation nulle est due à la transition d'une région opaque à une région transparente. Les vecteurs de polarisation, dans un tel cas, passeront d'un patron de vecteurs alignés à un patron centrosymétrique et cette transition crée un point nul de polarisation. Or, nos cartes ne contiennent aucunement cette transition puisque nous n'obtenons pas des vecteurs alignés au niveau du disque. Donc ces noeuds sont causés par une baisse d'intensité et non par une polarisation nulle. Une contrainte sur l'opacité du disque nous empêchait de lui donner une densité assez grande pour produire de multiples diffusions et ainsi obtenir des vecteurs alignés. Effectivement, plus on augmente l'opacité du disque, plus les contours d'intensité forment un étranglement au niveau du disque et on n'observe pas ce phénomène dans les observations. En plus, les contours de flux polarisé au centre sont presque circulaires malgré la basse polarisation au niveau du disque ce qui indique que l'intensité doit être tellement grande que cette basse polarisation, apparaissant seulement au niveau du disque, soit

négligeable et que le résultat net soit des contours circulaires. On peut maintenant se demander quel phénomène génère les vecteurs alignés sur les cartes observées (figures 4.8 et 4.9). Suite à nos simulations, on peut confirmer que ce n'est pas dû à des diffusions multiples au niveau du disque pour les raisons déjà mentionnées, mais aussi par le fait que les vecteurs alignés ne sont pas colinéaires avec les points nuls. Une des hypothèses les plus plausibles est la présence d'un champ magnétique alignant les grains au niveau du disque. C'est en effet ce que Lucas et al. (2004) ont utilisé pour leur modèle de HL Tau. Les observations de HL Tau montrent aussi des vecteurs alignés possédant un angle par rapport au plan équatorial et ils ont réussi à modéliser ce patron par la présence d'un champ magnétique.

4.3.2 Conclusion

Notre modèle de V376 Cas réussit à reproduire certaines caractéristiques des cartes observées telles que les contours d'intensité et de flux polarisé, mais échoue à reproduire le patron de vecteurs. Les vecteurs alignés n'ont pas pu être reproduits puisque cela nécessiterait un disque trop opaque. De plus, la diffusion multiple ne peut pas être la source des vecteurs alignés puisque ceux-ci ne sont pas colinéaires aux points nuls. Une des hypothèse est l'alignement des grains par torque radiatif en présence d'un champ magnétique (Cho et Lazarian, 2005). Avec des grains alignés, il n'est pas nécessaire que le disque possède une grande opacité pour avoir des vecteurs alignés ce qui concorde bien avec la conclusion que nous avons tirée des cartes observées de V376 Cas. En plus,

il est possible de changer l'orientation du champ magnétique afin que les vecteurs soient inclinés par rapport au plan équatorial. À un certain rayon, le champ magnétique va cesser d'affecter les grains ce qui entraînera une perte de l'alignement de ces grains et une création de points nuls de polarisation. Malheureusement, notre code sous sa forme actuelle, ne permet pas d'inclure un champ magnétique donc il nous est impossible de refaire nos calculs avec la présence d'un champ.

L'article qui suit est le fruit de mes recherches sur l'étoile R Mon. L'article a d'abord été écrit par moi-même pour être ensuite lu, modifié et commenté par Pierre Bastien (coauteur). D'autres modifications ont été apportées par moi par la suite. Les résultats présentés, permettant l'écriture de l'article, proviennent de mes recherches et ils ont été obtenus à l'aide du programme Monte Carlo provenant de mes études de maîtrise. Les résultats observationnels en bande H de R Mon proviennent de l'effort collectif des coauteurs.

CHAPITRE 5

ÉTUDE DE L'ÉTOILE R MON

**En voie de comprendre l'environnement de R Monocerotis par des observations
polarimétrique de haute résolution dans le proche infrarouge**

Article scientifique préparé pour fin de publication

**Toward Understanding the Environment of R Monocerotis from High-Resolution
Near-Infrared Polarimetric Observations**

M.-A. Jolin, P. Bastien, F. Denni, D. Lafrenière, R. Doyon, and P. Voyer

*Département de Physique and Centre de recherche en astrophysique du Québec, Université de
Montréal, B.P. 6128, Succ. Centre-ville, Montréal, Québec, H3C 3J7, Canada*

ABSTRACT

High-resolution *H*-band imaging polarimetry of R Mon obtained at the Canada-France-Hawaii telescope (CFHT) are presented. These data show a centrosymmetric pattern with elongated intensity contours mostly due to the presence of the companion R Mon B. We also consider published *R*-band data which show an extended right-angle conical reflection nebula with an offset in the optical peak. We study the circumstellar environment of R Mon with a radiative transfer Monte Carlo code. The best-fitting model obtained succeeds in reproducing the characteristics seen in the data in the two bands simultaneously. The model indicates the presence of relatively small astronomical silicate grains ranging from $0.04 \mu\text{m}$ to $0.15 \mu\text{m}$ distributed into three structures : a small disk, an inner and an outer envelope. The cavity is modeled by a conical structure with a constant low density and we include a “throat” to produce the offset of the optical peak.

***Subject heading* : polarization - circumstellar matter - stars : pre-main sequence - stars : individual : R Mon**

5.1 Introduction

Our understanding of planet formation has been progressing at a good pace in the last few years. Simulations, under certain conditions, show that dust particles can grow to enormous km-size boulders (Brauer, Henning, & Dullemond, 2008). A key element of this progress is tied to the best comprehension of the initial state of the system. Therefore, the dust distribution around young stellar objects (YSOs) is a vital component in our understanding of planet formation. Radiative transfer calculations used in Monte Carlo simulations provide an effective mean to study the YSOs circumstellar environment by reproducing observed intensity and polarization maps. Globally, the simulations allow the characterization of the density distribution around YSOs which can be used to outline its evolution during the aging of stars. They can also be used to find out what is particular to a given star. Indeed, by this method it was possible to classify HH 30 as a class II star (no envelope) with two jets (Wood et al., 1998) and to show that the presence of a magnetic field is necessary to explain the polarization maps of HL Tau (Lucas et al., 2004).

R Mon is a well-studied variable Herbig Ae/Be star (Herbig, 1960), i.e., it is an intermediate-mass pre-main sequence star. R Mon is located at a distance of ≈ 800 pc (Jones & Herbig, 1982) and illuminates the fan-shaped reflection nebula NGC 2261 ; together they form the famous Hubble's variable nebula. R Mon has an inferred luminosity of about $1400 L_{\odot}$ (Cohen et al., 1984). The nebula displays variability on timescales of months (Lightfoot, 1989).

Herbig (1968) noticed for the first time that R Mon was not a point source. He concluded that the visible light did not come directly from the star but from a small nebula which continues into the much larger NGC 2261 nebula. This suggested that R Mon was surrounded by a thick circumstellar disk or a torus in which a conical cavity was carved out by outflowing particles. Later on, observations at radio wavelengths revealed a bipolar CO outflow (Cantó et al., 1981) with a dominant blue-shifted northern part inclined towards the line of sight, thereby strengthening the YSO nature of R Mon.

Close et al. (1997) presented high-resolution ($\text{FWHM} = 0''.2$) JHK' adaptive optics intensity images and R -band HST images. Their R -band HST camera image (see Figure 5.4, top panel) revealed R Mon as an extended right-angle conical reflection nebula with a companion R Mon B at a $0''.666$ separation. The image also shows an offset between the IR and visible peaks and the intersection of the conical walls with the IR peak position which suggests the presence of a “throat” where the light can escape.

Keplerian rotation was detected by high resolution images in the ^{12}CO emission line (Fuente et al., 2006) consistent with the existence of a disk. The characteristics of the disk of R Mon are similar to those of the more evolved T Tauri stars which suggest a shorter timescale for the evolution of disks surrounding more massive stars. Furthermore, their results indicated the presence of large grains of the order the millimeter inside a radius of 150 AU. Although those large grains are also expected from the observations of Murakawa et al. (2008) in the JHK - band, their best model of R Mon used a typical interstellar grains size with a power-law grain size distribution $n(a) \propto a^{-3.5}$.

In this paper, we present new high resolution H -band observations of R Mon. These results, together with published data at other wavelengths, allow us to elaborate a thorough model of R Mon by constraining some parameters such as the size of dust grains and the density distribution of all the surrounding structures. The observations are presented in the next section, then follow our modelling and a discussion of our results.

5.2 Observations

We obtained H -band polarimetric images using the near-infrared (NIR) high resolution camera Trident II with the adaptive optics system PUEO on the 3.6 m Canada-France-Hawaii telescope (CFHT). These observations were carried out during the period 2003 November 1 – 6. The Trident II pixel scale on the CFHT was 21.5 mas. With the good seeing available at the CFHT, we could see easily the first Airy ring when taking images of isolated stars for measuring the PSF, reaching close to the resolution limit of the telescope in the H -band, $\approx 0.11''$. Two mutually perpendicular polarized images were recorded with a Wollaston prism, and the components were selected by placing an achromatic half-wave plate (HWP) in front. The HWP was positioned at every 22.5° from 0° to 360° , thus yielding 32 images. Each one of the 32 images corresponds to a specific position angle of the polarization. The field of view of a single image was approximately $5.5'' \times 22''$. Small dithering on 5 different sky positions was made, perpendicular to the direction of separation of the polarized images. For R Mon, two sequences of 16 positions of the HWP were obtained with integration times of 2.6 and 45 s, the first one

yielding non-saturated images and the second one allowing us to go deeper and to see the fainter structures. Standard polarized (HD 283855, HD 29333, Cyg OB2-11, Cyg OB2-22, and also Cyg OB2-21) and unpolarized (HD 331891, HD 212311, BD+28 4211, HD 14069) stars were observed for polarization calibration. We also observed the T Tauri star HL Tau and compared our polarization and intensity contour maps with the high resolution map in the H -band obtained by Lucas et al. (2004) at UKIRT and with the integrated polarization in an aperture of $0''.4$ diameter, and found very good agreement to within the errors.

The data were reduced in two separate steps. The first step was carried out with IDL routines written specifically for this project. First, a dark frame was subtracted from each object frame. Flat fielding was done with dome flats obtained with lights on and off, and bad pixels were interpolated. The dithered images were used to obtain a background sky frame which was subtracted from the data. All images at each dithered position were aligned with a flux centroid algorithm and added together. Finally, the images with corresponding position angles of the HWP were added together to yield four intensity images with four polarization position angles, I_{0° , I_{45° , I_{90° , and I_{135° .

The second step of the data reduction was carried out with our standard Fortran program Polarfits, used on many occasions before (Asselin et al., 1996, Bastien et al., 2003). It consists in producing the usual IQU Stokes parameters from the 4 images mentioned above and makes the desired contour and vector plots. The non-polarized standards allowed us to compute an instrumental polarization of $Q_{inst} = 0.32 \pm 0.06\%$

and $U_{inst} = 0.22 \pm 0.06\%$, which was subtracted from the program observations. The degree of the linear polarization P and its position angle measured eastward from the north direction and the polarized flux $P \times I$ were calculated from the IQU values with the standard formulas

$$PI = \sqrt{Q^2 + U^2}, \quad (5.1)$$

$$\theta = (1/2) \arctan(U/Q) - \theta_0, \quad (5.2)$$

where θ_0 is an instrumental offset parameter determined from the polarized standard stars.

Images of the intensity I (see Figure 5.1), degree of polarization P (see Figure 5.2), polarized flux $P \times I$, polarization position angle θ (see Figure 5.3) as well as their error images were produced. In all figures of R Mon (except Figure 5.4, top panel), the orientation on the sky is shown by arrows.

The absolute error on the linear polarization is dominated by the instrumental polarization and was found to be smaller than 0.5%. This value was determined from comparison of our observed values with published values for the standard polarized stars. The photon-noise errors are usually much smaller than 0.5%, except in areas with very low flux. Therefore, we believe that our polarization values above a few % are quite reliable whereas those below $\approx 1\%$ could be affected somewhat by our approximate instrumental polarization correction. In all of our maps, the celestial north is offset by $27^\circ 5' \pm 1^\circ 5'$

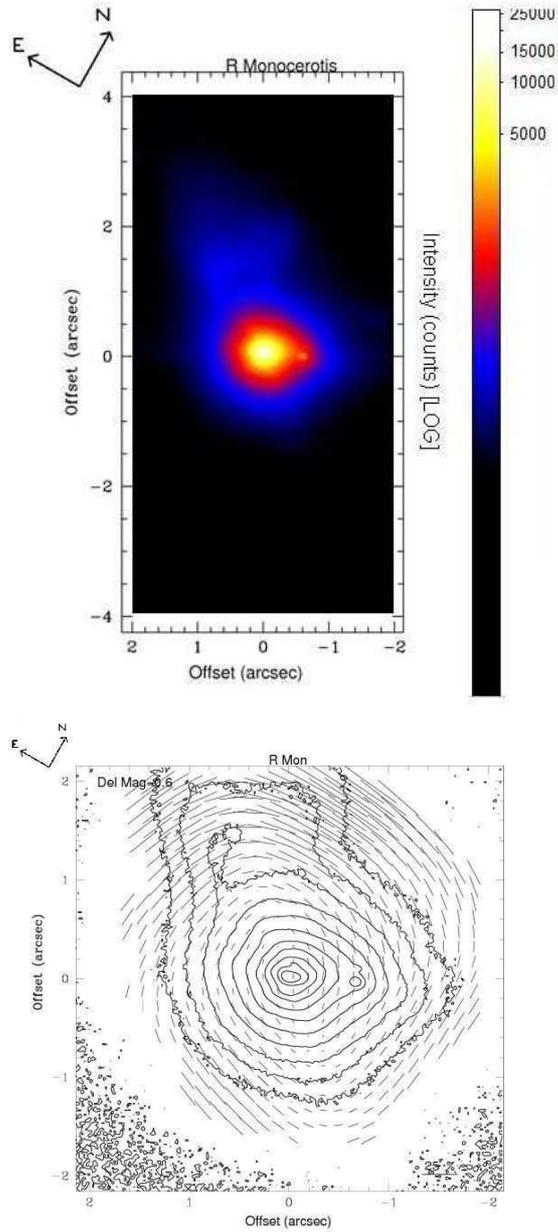


Figure 5.1 – *H*-band high-resolution data of R Mon. Top panel, *H*-band intensity image of R Mon on a logarithmic scale. The apparent circular shape of the intensity in the *H*-band sets some constraints on the disk density. The asymmetry of the elongated shape at the center is due to the presence of R Mon B $0''.69$ to the right of R Mon. Bottom panel, *H*-band polarized map of R Mon with intensity contour levels. The intensity contours are spaced by a factor of 0.6 mag.

with respect to the detector, due to the orientation of the instrument with respect to the telescope. This angle was determined from a comparison of the binary components of HK Tau with the position angle observed by Duchêne et al. (2003), $171.^{\circ}1 \pm 1.^{\circ}1$. One can verify that this angle gives the expected position angle for R Mon B (Close et al., 1997). This angle is also consistent with the correction for position angles, θ_0 , derived from the polarized standard stars (see eqn. 5.2 above).

The maximum linear polarization detected in our *H*-band polarization map is 55.8% and the integrated linear polarization, over a circular area of $1''.5$ from the central region, of 3.4 % at $\theta = 33.^{\circ}9$.

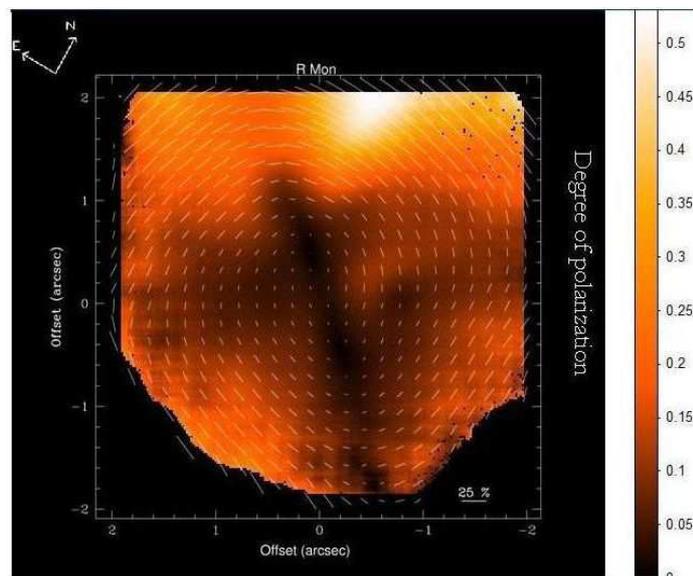


Figure 5.2 – *H*-band polarization degree image of R Mon overlaid with the polarization vector lines. The dark band which shows the area with low polarization is explained by the presence of a disk.

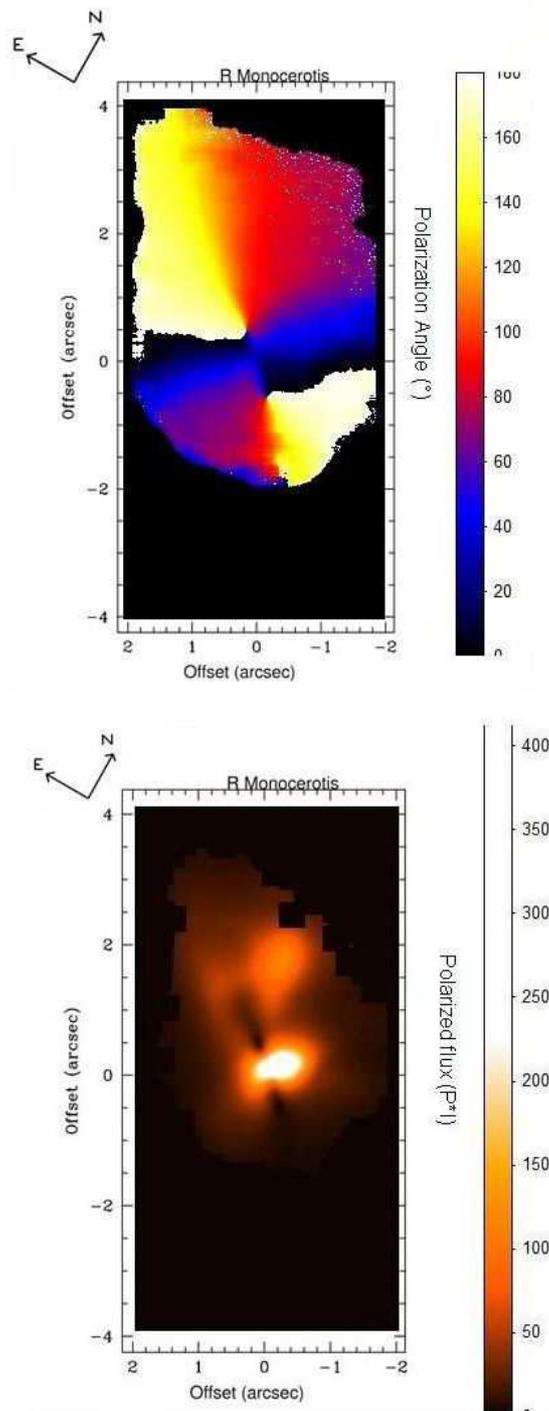


Figure 5.3 – *H*-band high-resolution data of R Mon. Top panel, the position angle image shows the two null points around which all position angles are present. The polarized flux is shown in the bottom panel.

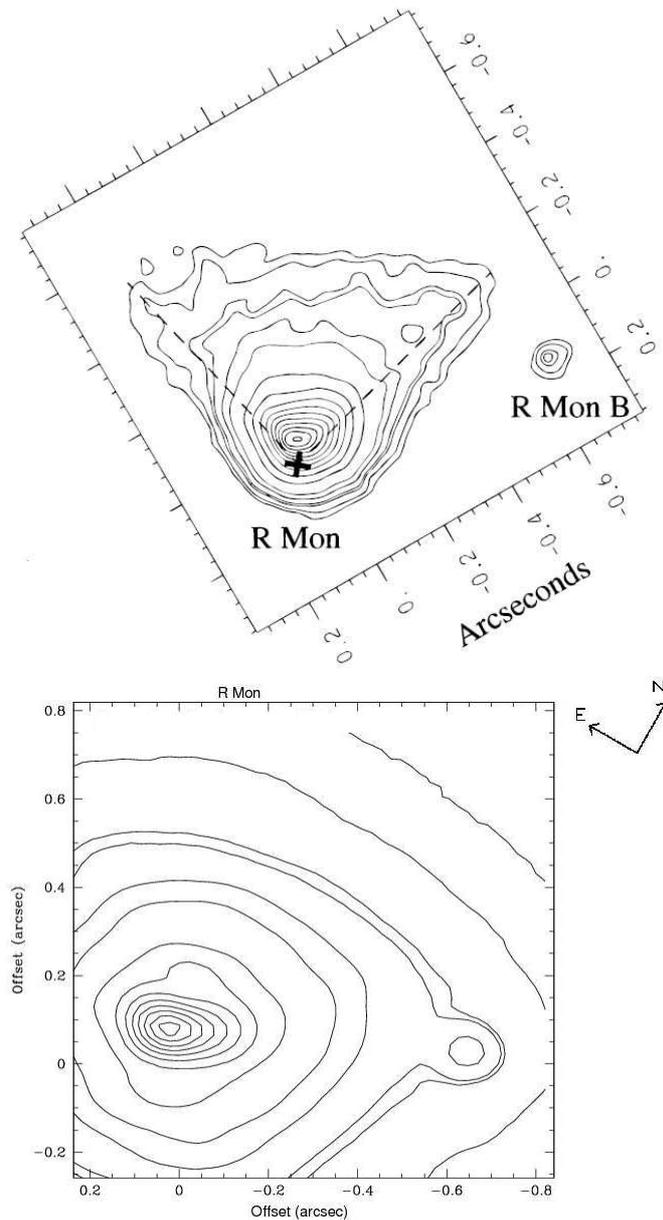


Figure 5.4 – Top panel, *R*-band HST camera image of R Mon taken from Close et al. (1997). It appears as a right-angle conical reflection nebula. The cross represents the IR peak $0''.06$ south of the optical peak which is evidence that the optical light escapes from a “throat”. Bottom panel, *H*-band CFHT image of R Mon. Both images show contour levels at 1, 2, 4, 4.5, 7, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 95, and 99 percent of R Mon’s peak flux.

5.3 Modelling

The Monte Carlo code used for our calculations is an updated version of the code written originally by Ménard (1989), following the identification of multiple scattering as responsible for explaining observed polarization maps of YSOs (Bastien & Ménard, 1988). The code computes multiple scattering by spherical grains following Mie scattering theory. A standard power-law MRN (Mathis, Rumpl et Nordsieck, 1977) grain size distribution is used, specified by minimum and maximum radii and the slope. An axisymmetric geometry with cells defined on a spherical polar grid with a density which can be specified for each cell if desired serves for the calculations. A non polarized point source emits photons which propagate a distance determined by evaluating the optical depth through the material. After this trajectory, the photons can scatter towards a new direction, determined according to the phase function of the grain. When the photons come out of the computing grid, they are accumulated in pixels in different maps according to their direction with respect to the polar axis. More details are given in Jolin (2009).

We decided to concentrate our efforts on trying to reproduce the intensity and polarization maps of Close et al. (1997) in the *R*-band and our own in the *H*-band. The observations made by Close et al. (1997) led them to produce a cartoon model of R Mon without being able to test it with simulations. However, since their model seems compatible with our *H*-band observations, we took their model structure (Close et al., 1997, see their fig.15) as a starting point for our analysis.

The main objective is to be able to reproduce Figure 5.4 with its main characteristics.

The model should be able to reproduce the offset between the IR and optical peaks and the right-angle conical shape in the R -band. The density must then be adjusted in order to recreate the contour level pattern of the H -band image which starts elliptical. The data from two wavelengths will help constrain the density of each structure and the radius of the dusty disk. The density must be sufficiently high so as to block light coming from the southern part in the R -band but sufficiently low so as to not produce a dark lane in the H -band.

The model consists of three structures : a small disk, with optically thick inner and optically thin outer envelopes. Using azimuthal symmetry, the density, in cylindrical coordinates, is given by

$$\rho_{tot} = \rho_{disk}(r, z)f_1(r) + \rho_{env_1}(r, z)f_2(r) + \rho_{env_2}, \quad (5.3)$$

where ρ_{tot} is the total density, ρ_{disk} , ρ_{env_1} and ρ_{env_2} are the disk, inner and outer envelopes densities respectively. The $f_1(r)$ and $f_2(r)$ functions are Fermi-type filters which help to produce smoother density transitions between the three structures and are given by :

$$\begin{aligned} f_1(r) &= \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_d}{0.1r_d}\right) \right]^{-1}, \\ f_2(r) &= \left[1 + \exp\left(\frac{r_d - r}{0.1r_d}\right) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

The flared disk in hydrostatic equilibrium is described by

$$\rho_{disque}(r, z) = \rho_d (r/r_d)^{-3/2} \exp \left[-\frac{1}{2} \left| \frac{z}{h(r)} \right|^2 \right], \quad (5.5)$$

where $h(r) = z_d \left(\frac{r}{r_d} \right)$ and $z_d = r_d/4$. The maximal disk radius r_d is 100 AU. The inner ellipsoidal envelope has major and minor axes of 450 AU and 75 AU respectively. Its density is given by :

$$\rho_{env_1}(r, z) = \rho_e (R/r_d)^\alpha, \quad (5.6)$$

where $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ and the α exponent represents the radial dependance. We create a "throat" by lowering the density of a conical structure inside the inner envelope which opens a path of "least resistance" for the photons due to its lower opacity. And finally we set a constant density for the outer envelope. The cavity, produced by the outflow dynamics, is modeled by a constant low density inside an opening angle of $\theta_{cav} = 60^\circ$. The values of the parameters for the best model are given in Table 5.I. The best model was determined from visual comparison of the observations with the numerous simulations. The best model used the MRN distribution for spherical astronomical silicates with 15 discrete dust radii equally distributed from 0.04 μm to 0.15 μm and a dust grain density of 3.6 g cm^{-3} .

Results of the model are shown in Figure 5.5 which can be compared with the observations shown in Figure 5.4. The simulation in the R -band was launched with 2 billion photons whereas the H -band used only 400 million photons. The H -band did not need

Parameters	Value
θ_{cav}	60°
$\rho_{cav}(\text{gcm}^{-3})$	10.0×10^{-19}
α	-1.1
$r_d(\text{AU})$	100
$\rho_d(\text{gcm}^{-3})$	7.0×10^{-18}
$\rho_e(\text{gcm}^{-3})$	3.5×10^{-16}
$\rho_{env_2}(\text{gcm}^{-3})$	4.0×10^{-18}
$R_{max}(\text{AU})$	1400

Tableau 5.I – Parameters describing the best-fit model.

as many photons due to significantly less scattering in this wavelength.

5.4 Discussion

5.4.1 Comparison with Observed Data

The simulations can reproduce satisfactorily many observed characteristics of R Mon. For the *R*-band, the presence of the “throat” produced the desired offset of the photocenter with respect to the stellar position. Moreover, the opacity is large enough that we only see a conical reflection nebula. The opening angle of the conical structure decreases with the inclination of the system. The large number of scatterings (≈ 16 per photon) inside the disk and inner envelope produces aligned vectors near the star.

The *H*-band computed maps show elliptical intensity contours near the center and little bumps in those contours, due to the “throat”, on the north and south sides which is also seen in the *H*-band data on Figure 5.4. The observational data of R Mon show no dark lane in the *H*-band (see Figures 5.1 and 5.4) which favors a lower inclination of the system where this dark lane, present at high inclination (top-left map of Figure

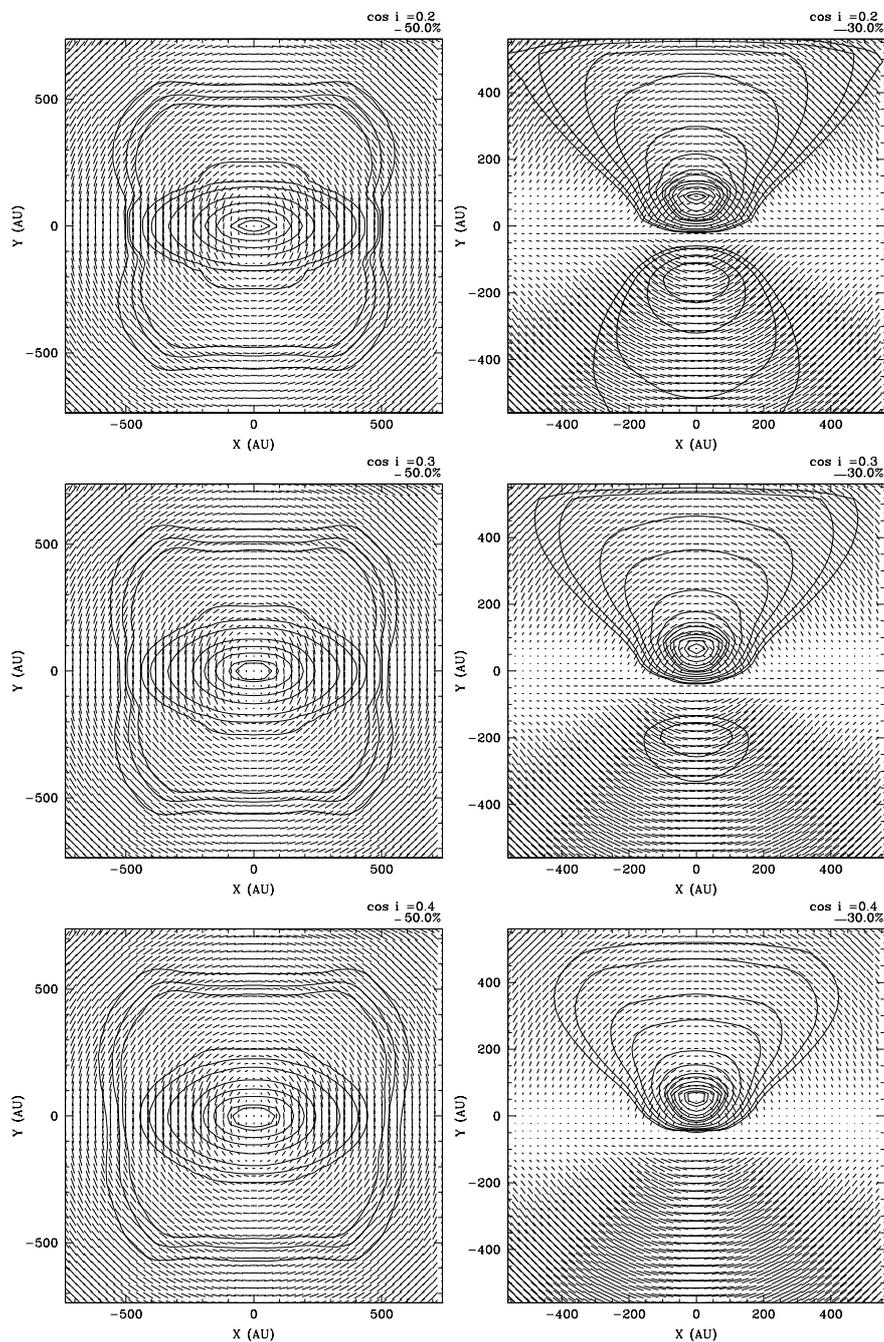


Figure 5.5 – Results of the best-fit model for R Mon. A zoom was used in order to obtain approximately the same scale than for the observations shown in Figure 5.4. The left (right) panels show the maps computed for the H -band (R -band) overlaid with intensity contours. The intensity contours are the same as described in Figure 5.4. From top to bottom the inclination of the system changes. The H - and R - models are smoothed to match the resolution of the data.

5.5), vanishes. The presence of R Mon B West of of R Mon A is responsible for the deformation of the outer intensity contours (see Figure 5.1 bottom panel) which cannot be reproduced by our model which assumed azimuthal symmetry. Therefore, we should make a reflection of the left side of the observational data with respect to the rotating axis in order to compare them with our computed H -band map. As for the polarization vectors, both maps display a centrosymmetric pattern.

Densities of all the structures were chosen carefully in order to reproduce, with as much accuracy as possible, observational data in the two bands. For example, a higher density in the outer envelope reduces the effect of strangulation in the H -band but produces a wider conical structure in the R -band. A higher density in the cavity gives maps that better fit the observations in the H -band but produces rounded contours in the R -band computed maps where the cavity is. The R -band data of Figure 5.4 clearly show that outer contour levels are straight and not rounded where the cavity is located, which means that we had to make a compromise.

We recall from section 5.2 the observed maximum polarization of 55.8% and the integrated polarization of 3.4% within $1''.5$ of the photocenter. Results of the maximal linear and integrated polarization of the computed maps are shown in Table 5.II. Although the maximal polarization for all inclinations is somewhat lower than the observed value, the observed integrated polarization falls within the range of the model calculations. From the computed maps of Figure 5.5 and the polarization degree, the best fit would be with an inclination close to $\cos(i)=0.3$, or $\approx 72.5^\circ$.

Inclination	P_{max}	P_{int}
$\cos(i)=0.2$	53.7%	4.2%
$\cos(i)=0.3$	52.0%	3.2%
$\cos(i)=0.4$	44.9%	2.2%

Tableau 5.II – Maximal and integrated linear polarization of the computed maps in the H -band. Both measurements for the three inclinations were taken from our zoomed maps which have a dimension of $\approx 0''.88 \times 0''.88$. Polarization measurements were taken from the smoothed maps.

5.4.2 Comparison with Other Results

Murakawa et al. (2008) observed R Mon with the VLT and Subaru in the JHK -bands. Their high angular resolution NACO observations show the presence of an arc-shaped feature extending from the central star towards the north-west. Since the polarization vectors show a pattern due to single scattering at this location, they suggest that the arc feature is the western wall of an outflow or a disk surface. This is in agreement with the R -band intensity map of Close et al. (1997) (see Figure 5.4, top panel), where the presence of the walls can be clearly seen.

Our observations in the H - band, similar to the Murakawa et al. (2008) CIAO H -band images, do not exhibit strong evidence of such a feature (see Figure 5.1). However, our zoomed H - band observation map at the bottom panel of Figure 5.4 shows an elongation in the inner intensity contours towards R Mon B. This was explained by the inner ellipsoidal envelope.

The Murakawa et al. (2008) results do not show obvious aligned vectors along the polarization disk in the JHK - bands although our model predicts aligned vectors in the R - band. They also investigated the wavelength dependence of the polarization. Towards

the central star, the polarization decreases with increasing wavelength. The polarization in the J - band ($P_J = 7\%$) becomes higher than in the H - band ($P_H = 1.5\%$). This trend is seen in our model. We calculated the mean polarization of our zoomed maps ($\approx 700 \times 700$ AU which is $\approx 0.''88 \times 0.''88$) for the R and H - bands simulation and we obtained, for an inclination of $\cos(i)=0.3$, $P_R = 7.2\%$ and $P_H = 3.20\%$. The trend holds true for all inclinations.

The circumstellar environment of R Mon is suspected to have a non homogenous grain size distribution. Fuente et al. (2006) presented high resolution images of R Mon which suggest large grains close to the star. The Murakawa et al. (2008) observations are also in favor of large grains close to the star due to low K - band polarization which is likely to be produced by light scattered by large grains ($a \geq \lambda$). Our Monte Carlo code does not permit us to change the dust size distribution for each structure. We had to compromise and find the best fit possible for all structures with one size distribution. The analysis of Murakawa et al. (2008) was conducted with a single scattering polarization program with a one-dimensional spherical dust shell model using one size distribution. Their best model used grains ranging in size from $0.005 \mu\text{m}$ to $0.23 \mu\text{m}$ with the same slope than the power-law we used. Our best model uses similar minimum and maximum grains sizes as well.

5.5 Conclusion

High-resolution imaging polarimetry of R Mon in the H -band taken at the CFHT were presented. A Monte Carlo modelling of both these H -band and R -band data helped us better determine the R Mon circumstellar environment. As proposed by Close et al. (1997), the best-fitting model has 3 structures, namely a small disk, and inner and outer envelopes. Moreover, they mentioned the need for a tunnel, a “throat”, of lower density inside the inner envelope to produce the offset of the photocenter with respect to the position of the star and we confirm this with our best model.

The small disk has a radial density profile $\rho \propto r^{-3/2}$ and a maximal disk radius of 100 AU. The inner envelope has an ellipsoidal shape with a minor axis of 75 AU, a major axis, on the disk’s plane, of 450 AU and a radial density profile $\rho \propto r^{-1.1}$. The outer envelope was modeled with a constant density. Finally, the bipolar cavities were created by lowering the density inside an opening angle of 60° around the polar directions.

The best-fitting model used the MRN distribution of spherical astronomical silicate grains from $0.04 \mu\text{m}$ to $0.15 \mu\text{m}$. Study of the linear polarization degree confirmed the validity of the model.

Observational data available at two wavelengths helped in constraining the parameters to produce a better model of R Mon which can reproduce many characteristics seen at both wavelengths. A high resolution polarization map in the R -band would help confirm the model. Also, model simulations with a grain size distribution which can vary with location in the computational grid would be beneficial.

Acknowledgments. We thank the CFHT staff for their help with setting up the instrument at the telescope and for carrying out the observations. We thank A. Hervé, F. Vervaet, N. Crimier and E. Piuze who contributed during the early stages of this project. MAJ thanks le Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (FQRNT) for a scholarship. This research was supported by the Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie du Canada.

BIBLIOGRAPHIE

- Asselin, L., Ménard, F., Bastien, P., Monin, J.-L., & Rouan, D. 1996, ApJ, 472, 349
- Bastien, P., Ménard, F. 1988, ApJ, 326, 334
- Bastien, P., Ross, V., & Hernandez, O. 2003, SPIE, 4843, 503
- Brauer, F., Henning, Th., & Dullemond, C.P. 2008, A&A, 487, L1
- Cantó, J., Rodriguez, L.F., Barral, J.F., & Carral, P. 1981, ApJ, 244, 102
- Close, L.M., Roddier, F., Hora, J.L., et al. 1997, ApJ, 489, 210
- Cohen, M., Harvey, P.M., Wilking, B.A., et al. 1984, ApJ, 278, 671
- Duchêne, G., Ménard, F., Stapelfeldt, K., & Duvert, G. 2003, A&A, 400, 559
- Fuente, A., Alonso-Albi, T., Bachiller, R., Natta, A., Testi, L., Neri, R., Planesas, P. 2006, ApJ, 649, L119
- Herbig, G.H. 1960, ApJS, 4, 337
- Herbig, G.H. 1968, ApJ, 152, 439
- Jolin, M.-A. 2009, M.Sc. thesis, Université de Montréal
- Jones, B.F., Herbig, G.H. 1982, AJ, 87, 1223
- Lightfoot, J.F. 1989, MNRAS, 239, 665
- Lucas, P. W., et al. 2004, MNRAS, 352, 1347
- Mathis, J., Rumpl, W., & Nordsieck, K. 1977, ApJ, 217, 425
- Ménard, F. 1989, Ph.D. thesis, Université de Montréal
- Murakawa, K., Preibisch, T., Kraus, S., et al. 2008, A&A, 488, L75
- Wood, K., Kenyon, S.J., Whitney, B., & Turnbull, M. 1998, ApJ, 497, 404

CHAPITRE 6

CONCLUSION

Notre étude polarimétrique des étoiles jeunes a été possible grâce au code Monte Carlo construit par Ménard (1989). La version du programme qui nous a été offerte a dû être corrigée et améliorée afin d'inclure les dernières avancées dans le domaine tel le calcul de la diffusion pour une distribution en taille de grains sphérique selon la théorie de Mie. Suite aux tests que nous lui avons imposés pour nous assurer de son bon fonctionnement, nous l'avons utilisé pour approfondir nos connaissances sur les étoiles jeunes.

Notre étude a commencé par la comparaison de deux modèles de disque soit le disque évasé et un disque contenant un bord interne gonflé suivi d'une partie ombragée. Ce dernier modèle a été proposé pour expliquer la distribution d'énergie spectrale des étoiles Herbig Ae. Les disques évasés étant largement acceptés, nous avons observé les cartes de polarisation provenant du deuxième modèle pour s'assurer qu'elles soient compatibles avec les cartes des disques évasés. Nous avons remarqué des différences au niveau du degré de polarisation ainsi que de l'intensité près de l'étoile. Ces disparités sont causées par le bord interne gonflé ainsi que la partie ombragée. Pour le modèle étudié, ces parties se situaient en deçà de 16 UA et nous avons observé une différence entre les deux modèles seulement lorsque nous avons produit un agrandissement qui sondait la partie centrale du système (5×5 UA). Grâce à nos simulations, nous savons quel type de carte de polarisation produit ce nouveau modèle et il sera possible prochainement d'ob-

tenir des cartes observées possédant la résolution nécessaire pour différencier les deux modèles.

Nous avons ensuite tenté de reproduire des cartes de polarisation et d'intensité observées de R Mon et V376 Cas.

V376 Cas

Nous avons seulement à notre disposition des observations en bande H . Cependant, nous avons pu contraindre certains paramètres à l'aide des contours d'intensité et de flux polarisé affichés sur la carte de polarisation. Notre modèle échoue à bien reproduire toutes les caractéristiques des observations, mais il nous a permis de mieux identifier les phénomènes présents autour de l'étoile. En effet, les vecteurs alignés peuvent provenir de diffusions multiples, mais nous avons remarqué que ceci était le cas seulement si on atteignait un minimum de 10 diffusions par photon au niveau du disque. En ce qui a trait à V376 Cas, la forme des contours d'intensité ne permet pas un si grand nombre de diffusions par photon. En plus, la non-colinéarité des vecteurs parallèles avec les points nuls réfute l'hypothèse que ces vecteurs proviennent de diffusions multiples par des grains sphériques. La forme des contours d'intensité suggère la présence de grains alignés par un torque radiatif en présence d'un champ magnétique ce qui causerait les vecteurs alignés observés.

R Mon

Nous avons à notre disposition une carte en bande R provenant de Close et al. (1997) ainsi que des observations en bande H provenant du TCFH analysées par Fabien Denni

en 2008-2009 ce qui nous a permis de mieux contraindre certains paramètres tels que la densité de matière autour de l'étoile et le rayon des grains. Nous avons utilisé des grains de silicate astronomique de rayon variant entre $0.04 \mu\text{m}$ et $0.15 \mu\text{m}$ répartis en structures telles que mentionnées dans Close et al. (1997). De plus, nous nous sommes inspirés de l'article de Fischer et al. (1996) pour inclure des filtres au niveau de la densité pour qu'il y ait continuité entre chaque structure. Notre modèle final reproduit bien les observations dans les deux bandes et nous a permis d'écrire un article.

Notre étude nous a permis d'approfondir les connaissances que nous avons des étoiles jeunes en nous montrant aussi les limites de notre programme. Le code pourrait être modifié davantage afin d'inclure la possibilité de travailler avec des grains non sphériques en présence d'un champ magnétique. Ceci permettra de mieux modéliser V376 Cas en plus d'augmenter les possibilités offertes par le code en général.

BIBLIOGRAPHIE

- D. Apai et al. Grain growth and dust settling in a brown dwarf disk. Gemini/T-ReCS observations of CFHT-BD-Tau 4. *A&A*, 426:L53–L57, 2004.
- L. Asselin, F. Ménard, P. Bastien, J.-F. Monin et D. Rouan. The Environment of V633 Cassiopeiae and V376 Cassiopeiae : Evidence for Circumstellar Disks. *ApJ*, 472: 349–359, 1996.
- P. Bastien. A Linear Polarization Survey of Southern T Tauri Stars. *ApJS*, 59:277–291, 1985.
- P. Bastien. Polarization, jets, and the distribution of circumstellar dust around T Tauri stars and other young infrared sources. *ApJ*, 317:231–240, 1987.
- P. Bastien et F. Ménard. On the Interpretation of Polarization Maps of Young Stellar Objects. *ApJ*, 326:334–338, 1988.
- P. Bastien et F. Ménard. Parameters of Disks Around Young Stellar Objects From Polarization Observations. *ApJ*, 364:232–241, 1990.
- S. V. W. Beckwith et A. I. Sargent. Particle emissivity in circumstellar disks. *ApJ*, 381: 250–258, 1991.
- S. V. W. Beckwith, A. I. Sargent, R.S. Chini et R. Guesten. A survey for circumstellar disks around young stellar objects. *AJ*, 99:924–945, 1990.

- C. Bertout. T Tauri Stars : Wild as Dust. *Ann. Rev. A&A*, 27:351–395, 1989.
- S. Bianchi, A. Ferrara et C. Giovanardi. Monte Carlo Simulation of Dusty Spiral Galaxies :Extinction and Polarization Properties. *ApJ*, 465:127–144, 1996.
- H. Blumer. Radiation diagrams of small dielectric spheres. *Z. Physik*, 32:119–134, 1925.
- J. Bouwman, G. Meeus, A. de Koter, S. Hony, C. Dominik et L.B.F.M. Waters. Processing of silicate dust grains in Herbig Ae/Be systems. *A&A*, 375:950–962, 2001.
- F. Brauer, Th. Henning et C.P. Dullemond. Planetesimal formation near the snow line in MRI-driven turbulent protoplanetary disks. *A&A*, 487:L1–L4, 2008.
- C.J. Burrows et al. Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30. *ApJ*, 473:437–451, 1996.
- E.I. Chiang et P. Goldreich. Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. *ApJ*, 490:368–376, 1997.
- J. Cho et A. Lazarian. Grain Alignment by Radiation in Dark Clouds and Cores. *ApJ*, 631:361–370, 2005.
- L.M. Close et al. Adaptive Optics Infrared Imaging Polarimetry and Optical HST Imaging of Hubble’s Variable Nebula (R Monocerotis/NGC 2261) : A Close Look at a Very Young Active Herbig Ae/Be Star. *AJ*, 489:210–221, 1997.
- M. Cohen. Infra-red observations of young stars - I. Stars in young clusters. *MNRAS*, 161:85–95, 1973a.

- M. Cohen. Infra-red observations of young stars - II. T Tauri stars and the Orion population. *MNRAS*, 161:97–104, 1973b.
- M. Cohen. Infra-red observations of young stars - III. Nebulous emission-line stars. *MNRAS*, 161:105–111, 1973c.
- M. Cohen. Infra-red observations of young stars - IV. Radiative mechanisms and interpretations. *MNRAS*, 164:395–421, 1973d.
- A.S. Coiera et al. High-Resolution Near-Infrared Images and Models of the Circumstellar Disk in HH 30. *ApJ*, 556:958–969, 2001.
- B.T. Draine. Tabulated Optical Properties of Graphite and Silicate Grains. *ApJS*, 57:587–594, 1985.
- B.T. Draine et H.M. Lee. Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains. *ApJ*, 285:89–108, 1984.
- G. Duchêne, C. McCabe et A.M. Ghez. A Multiwavelength Scattered Light Analysis of the Dust Grain Population in the GG Tauri Circumbinary Ring. *ApJ*, 606:969–982, 2004.
- C.P. Dullemond et C. Dominik. Dust coagulation in protoplanetary disks : A rapid depletion of small grains. *A&A*, 434:971–986, 2005.
- C.P. Dullemond, C. Dominik et A. Natta. Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole. *ApJ*, 560:957–969, 2001.

- E.D. Feigelson, W.A. Lawson et D.P. Garmire. The ϵ Chamaeleontis Young Stellar Group and the Characterization of Sparse Stellar Clusters. *ApJ*, 599:1207–1222, 2003.
- O. Fischer, Th. Henning et H.W. Yorke. Simulation of polarization maps II. The circumstellar environment of pre-main sequence objects. *A&A*, 308:863–885, 1996.
- C.A. Grady et al. The Environment of the Optically Brightest Herbig Ae Star, HD 104237. *ApJ*, 608:809–830, 2004.
- N. Grosso, J. Alves, K. Wood, R. Neuhäuser, T. Montmerle et J.E. Bjorkman. Spatial Study with the Very Large Telescope of a New Resolved Edge-on Circumstellar Dust Disk Discovered at the Periphery of the ρ Ophiuchi Dark Cloud. *ApJ*, 586:296–305, 2003.
- R. Hajjar. *Etude des environnements circumstellaires d'étoiles Ae/Be de Herbig et d'autres étoiles jeunes*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, 1997.
- L. Hartmann et S.J. Kenyon. The FU Orionis Phenomenon. *Ann. Rev. A&A*, 34:207–240, 1996.
- L. Henyey et J. Greenstein. Diffuse radiation in the Galaxy. *ApJ*, 93:70–83, 1941.
- G.H. Herbig. The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity. *ApJS*, 4:337, 1960.
- G.H. Herbig. The properties and problems of T Tauri stars and related objects. *Adv. A&A*, 1:47–103, 1962.

- G.H. Herbig. On the interpretation of FU Orionis. *Vistas in Astronomy*, 8:109–125, 1966.
- G.H. Herbig. Eruptive Phenomena in Early Stellar Evolution. *ApJ*, 217:693–715, 1977.
- B.F. Jones et G.H. Herbig. Proper motions of T Tauri variables and other stars associated with the Taurus-Auriga dark clouds. *AJ*, 84:1872–1889, 1979.
- S.J. Kenyon et L. Hartmann. Spectral energy distributions of T Tauri stars - Disk flaring and limits on accretion. *ApJ*, 323:714–733, 1987.
- K.A. Kretke et D.N.C. Lin. Grain Retention and Formation of Planetesimals near the Snow Line in MRI-driven Turbulent Protoplanetary Disks. *ApJ*, 664:L55–L58, 2007.
- L.V. Kuhl. *Protostar and Planets*. ed. T. Gehrels, Univ. of Ariz. Press, p. 708, 1978.
- R.B. Larson. A model for the formation of a spherical galaxy. *MNRAS*, 145:450L, 1969.
- C.W. Lee, Myers P.C. et M. Tafalla. A Survey for Infall Motions toward Starless Cores. II. CS (2-1) and N₂H⁺ (1-0) Mapping Observations. *ApJS*, 136:703–734, 2001.
- Ch. Leinert, M. Haas et R. Lenzen. LkH α 198 and V376 Cassiopeiae : speckle interferometric and polarimetric observations of circumstellar dust. *A&A*, 246:180–194, 1991.
- P.W. Lucas et al. High-resolution imaging polarimetry of HL Tau and magnetic field structure. *MNRAS*, 352:1347–1364, 2004.

- C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckerman, I. Song, J. Patience, D. Lafreniere et R. Doyon. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR8799. *Science*, 322:1348–, 2008.
- H. Masunaga, S.M. Miyama et S.I. Inutsuka. A Radiation HydroDynamic Model for Protostellar Collapse. I. The First Collapse. *ApJ*, 495:346–369, 1998.
- J.S. Mathis, W. Ruml et K. Nordsieck. The Size Distribution of Interstellar Grains. *ApJ*, 217:425–433, 1977.
- F. Ménard. *Etude de la polarisation causée par des grains dans les enveloppes circumstellaires denses*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, 1989.
- F. Ménard, K. R. Stapelfeldt, J. E. Krist, D. L. Padgett et W. Brandner. HST/WFPC2 Images of the Circumstellar Environment of V376 cas and V633 cas. *AAS Meeting*, # 43.14, 32:1471–862, 2000.
- R. Mundt, T. Buehrke, J. Solf, Ray T.P. et A.C. Raga. Optical jets and outflows in the HL Tauri region. *A&A*, 232:37–61, 1990.
- A. Natta, F. Palla, H.M. Butner et P.M. Evans, N.J.II ans Harvey. Infrared studies of pre-main-sequence intermediate-mass stars - Ikh α 198. *ApJ*, 391:805–816, 1992.
- A. Natta, F. Palla, H.M. Butner et P.M. Evans, N.J.II ans Harvey. Infrared studies of circumstellar matter around Herbig Ae/Be and related stars. *ApJ*, 406:674–691, 1993.

- T. Onishi, A. Mizuno, A. Kawamura, K. Tachihara et Y. Fukui. A Complete Search for Dense Cloud Cores in Taurus. *ApJ*, 145:950, 2002.
- C. Pinte, L. Fouchet, F. Ménard, J.-F. Gonzalez et G. Duchêne. On the stratified dust distribution of the GG Tauri circumbinary ring. *A&A*, 469:963–971, 2007.
- J. Rodmann, Th. Henning, C.J. Chandler, L.G. Mundy et D.J. Wilder. Large dust particles in disks around T Tauri stars. *A&A*, 446:211–221, 2006.
- K. Saigo, K. Tomisaka et T. Matsumoto. Evolution of First Cores and Formation of Stellar Cores in Rotating Molecular Cloud Cores. *ApJ*, 674:997–1014, 2008.
- A. Sicilia-Angular, L.W. Hartmann, D. Watson, C. Bohac, T. Henning et J. Bouwman. Silicate Dust in Evolved Protoplanetary Disks : Growth, Sedimentation, and Accretion. *ApJ*, 659:1637–1660, 2007.
- K.W. Smith, Y.Y. Balega, K.-H. Hofmann, Th. Preibisch, D. Schertl et G. Weigelt. Speckle interferometry of the HAeBe star V376 Cas. *A&A*, 413:217–223, 2004.
- N. Smith, J. Bally, D. Licht et J. Walawender. New Silhouette Disks with Reflection Nebulae and Outflows in the Orion Nebula and M43. *AJ*, 129:382–392, 2005.
- K.R. Stapelfeldt et al. Hubble Space Telescope WFPC2 Imaging of the Disk and Jet of HV Tauri C. *ApJ*, 589:410–418, 2003.
- L. Testi, A. Natta, D.S. Shepherd et Wilner D.J. Large grains in the disk of CQ Tau. *A&A*, 403:323–328, 2003.

- H.C. van de Hulst. *Light Scattering by Small Particles*. New York : John Wiley & Sons, p.470, 1957.
- M.E. van den Ancker, P.S. The, H.R.E. Tjin A Djie, C. Catala, D. de Winter, P.F.C. Blondel et L.B.F.M. Waters. HIPPARCOS data on Herbig Ae/Be stars : an evolutionary scenario. *A&A*, 324:L33–L36, 1997.
- S. Wolf, A. Schegerer, H. Beuther, D.L. Padgett et K.R. Stapelfeldt. Submillimeter Structure of the Disk of the Butterfly Star. *ApJ*, 674:L101–L104, 2008.
- K. Wood, S.J. Kenyon, B. Whitney et M. Turnbull. Optical and Near-Infrared Model Images of the Circumstellar Environments of Classical T Tauri Stars. *ApJ*, 497:404–418, 1998.
- K. Wood, M.J. Wolff, J.E. Bjorkman et B. Whitney. The Spectral Energy Distribution of HH 30 IRS : Constraining the Circumstellar Dust Size Distribution. *ApJ*, 564:887–895, 2002.
- R.R. Zappala. Lithium Abundances of Stars in Open Clusters. *ApJ*, 172:57, 1972.
- S. Zhou, N.J. Evans, C. Koempe et C.M. Walmsley. Evidence for protostellar collapse in B335. *ApJ*, 404:232–246, 1993.