

Université de Montréal

Analyse multi-échelle des champs magnétiques dans des nuages moléculaires à
structures filamentaires

par
Frédéric Poidevin
Département de Physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse de doctorat

Juillet, 2006

©Frédéric Poidevin, 2006

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse de doctorat intitulée :

Analyse multi-échelle des champs magnétiques dans des nuages moléculaires à
structures filamentaires

composée par :

Frédéric Poidevin

A été évaluée par le jury composé des personnes suivantes :

Claude Carignan,	Président-rapporteur et membre du jury
Pierre Bastien,	Directeur de recherche
Anthony J.F. Moffat,	Membre du jury
Terry J. Jones,	Examineur externe
Nicole St-Louis,	Représentante du doyen de la FES

Résumé

Associée à d'autres techniques observationnelles, la polarimétrie dans le visible ou dans le proche infrarouge permet d'étudier la morphologie des champs magnétiques à la périphérie de nombreuses régions de formation stellaire. A l'intérieur des nuages moléculaires la morphologie des champs est connue par polarimétrie submillimétrique, mais rarement pour les mêmes régions. Habituellement, il manque une échelle spatiale intermédiaire pour pouvoir comparer correctement la morphologie du champ magnétique galactique avec celle située à l'intérieur des nuages moléculaires.

Cette thèse propose les moyens nécessaires pour réaliser ce type d'analyse multi-échelle afin de mieux comprendre le rôle que peuvent jouer les champs magnétiques dans les processus de formation stellaire. La première analyse traite de la région GF 9. Vient ensuite une étude de la morphologie du champ magnétique dans les filaments OMC-2 et OMC-3 suivie d'une analyse multi-échelle dans le complexe de nuages moléculaires Orion A dont OMC-2 et OMC-3 font partie.

La synthèse des résultats couvrant GF 9 et Orion A est la suivante. Les approches statistiques employées montrent qu'aux grandes échelles spatiales la morphologie des champs magnétiques est poloïdale dans la région GF 9, et probablement hélicoïdale dans la région Orion A. A l'échelle spatiale des enveloppes des nuages moléculaires, les champs magnétiques apparaissent alignés avec les champs situés à leur périphérie. A l'échelle spatiale des coeurs, le champ magnétique poloïdal environnant la région GF 9 est apparemment entraîné par le coeur en rotation, et la diffusion ambipolaire n'y semble pas effective actuellement. Dans Orion A, la morphologie des champs est difficilement détectable dans les sites actifs de formation d'OMC-2, ou bien très fortement contrainte par les effets de la gravité dans OMC-1. Des effets probables de la turbulence ne sont détectés dans aucune des régions observées.

Les analyses multi-échelles suggèrent donc qu'indépendamment du stade évolutif et de la gamme de masse des régions de formation stellaires, le champ magnétique galactique subit des modifications de sa morphologie aux échelles spatiales comparables à celles des coeurs proto-stellaires, de la même façon que les propriétés structurelles des nuages moléculaires suivent des lois d'autosimilarité jusqu'à des échelles spatiales comparables à celles des coeurs.

Mots clés : Polarimétrie - Champ magnétique - Grains de poussière - Milieu interstellaire - Nuages moléculaires - Formation stellaire - Analyse multi-échelle - Diffusion ambipolaire -

Turbulence.

Summary

Together with other observational methods, visible and near infra-red polarimetry can help to understand the morphology of magnetic fields in the neighborhood of several star-forming regions. Inside molecular clouds, this morphology can be deduced with the help of submm polarimetry but rarely in the same regions. When both observational methods are used for the same region, there is a gap in the spatial scales to correctly compare the Galactic magnetic field with the magnetic field probed inside the clouds.

This thesis proposes the necessary steps to make this type of multi-scale analysis and to better understand the role that can be played by magnetic fields in stellar formation regions. The GF 9 region is the first region analysed with this method. Then, a study of the morphology of the magnetic field located in filamentary molecular clouds OMC-2 and OMC-3 is presented, followed by a multi-scale analysis of the Orion A region, the molecular cloud complex in which these clouds are embedded.

The results covering both regions can be summarized as follows. It is statistically shown that the large scale morphology of the field is poloidal in the GF 9 region, and probably toroidal in the Orion A complex. On the smaller spatial scale of the envelopes of the clouds, the magnetic fields appear to be aligned with the fields at their periphery. On the spatial scale of cores, the poloidal magnetic field located in the vicinity of GF 9 is apparently twisted and entrained by the rotation of the core and ambipolar diffusion does not seem to be effective at the present time. In Orion A, the morphology of the fields can hardly be probed in active sites of stellar formation in OMC-2, and is strongly constrained by the effects of gravity in OMC-1. There is no evidence for turbulence in all the observed regions.

All in all, the multi-scale analyses suggest that independently of the evolutionary state or of the range in mass of the star-forming regions, the magnetic field morphology is significantly affected on spatial scales similar to those of cores, in the same way that molecular cloud properties remain self-similar down to the spatial scales similar to those of cores.

Keywords : Polarimetry - Magnetic fields - Dust grains - Interstellar medium - Molecular Clouds - Stellar formation - Multi-scale analysis - Ambipolar diffusion - Turbulence.

“(L’artiste, le poète) se délivre de la peur et de la solitude par le travail : il modèle, il transforme, il s’affranchit lui-même et affranchit la matière, il affranchit enfin son semblable, non du poids de son humanité, mais du faix avilissant du dogme. On peut dire que, dans cette démarche, l’art précède la science et lui ouvre les horizons de la liberté, qu’il suscite et développe avant elle les besoins, en tout premier lieu celui de pénétrer toujours plus profondément les affinités secrètes qui unissent les hommes aux choses, la sensibilité aux objets.

L’histoire de l’art, inexistante par elle-même, devrait donc être le dernier chapitre, la conclusion de l’histoire des besoins humains, tels qu’ils ont surgit devant la conscience de l’homme dès le moment que la découverte du travail fit passer notre espèce du plan animal au plan humain, et tels qu’ils se sont par la suite développés, affinés et approfondis. Ce n’est pas la pensée qui distingue le primitif de l’animal, mais le travail, c’est-à-dire l’homme affrontant la nature et prenant le parti de la transformer, de l’humaniser, et par là même de s’en affranchir.

.....

Le véritable artiste, engagé de tout son être dans l’appréhension et l’appropriation de la réalité, voit naître alors devant lui une réalité nouvelle, dans laquelle il se reconnaît, s’éprouve et s’affirme. Ainsi s’affranchit-il de la peur de l’inconnu, de la terreur de l’esprit et des esprits, du tourment des aliénations collectives ; ainsi retrouve-t-il sa sérénité d’homme. On peut donc dire que l’esthétique est la science de cette sérénité, promise par la religion, mais accordée par l’art seul. C’est sans doute dans ce sens que Gorki nommait l’esthétique *l’éthique de l’avenir* - et il ajoutait que *la vie des hommes ne serait juste que dans la mesure où elle serait saturée de beauté.*”

VIRGILIO GILARDONI

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Pierre Bastien pour son indéfectible soutien, pour ses conseils, ainsi que pour les compétences qu'il m'aura permis d'acquérir durant le doctorat. Merci à François Ménard et Martin Houde, ainsi qu'aux nombreuses personnes du centre que, de loin ou de près, j'ai eu l'occasion de cotoyer. Merci à vous Roger, Simone, Valie, Guéna et les autres... ainsi qu'aux deux nouveaux petits hommes de la famille. Malgré les grandes distances qui nous auront séparés durant ces nombreuses années, aucun de vous n'aura jamais manqué de croire en ce projet. Finalement, merci à vous tous, amis et amies, avec qui, de près ou de loin, la vie prend toujours mille et une saveurs qu'il serait bien dommage de ne pas pouvoir toutes connaître dans une si petite vie. Dans le désordre donc, merci à vous Fernande, Gilles, Francis, Alain, Nath, Alex, Alexa, Titi, Gwen, Nico, So, Delphine, Marlène, Christian, Mylène, Julien, Nancy, Eve, Nancy, Pascal, Marc, Pascal, Nico, Franck, Sandra, Lara, Gorka, Samuel, Larissa, Aldée, Alice, son Bidou, Olivier, Guigui le complice, Pierre mon page, Etienne, Loïc, Christian, Gwen, Olivier, Laurent, André-Olivier et Nicolas à moins que ce ne soit l'inverse et dans un autre ordre - Pébédos, Nath et Cédric - pour toutes les fois où ils nous ont bien fait rire..., Pierre-Olivier, Mickaël, Luc-Master-Turbide, Bernard, Ghislain, Louise, Louis et re-Louise, ainsi qu'à toutes celles et ceux dont les noms m'échappent actuellement ... pour ne pas mentionner certains écrivains et autres personnalités qui, bien souvent de très loin dans le temps et l'espace, m'auront accompagné et marqué avec profondeur durant ce périple.

Abréviations

AGB	Asymptotic Giant Branch
A_V	Coefficient d'extinction en bande V
BL	Barnard's Loop
BN	Becklin-Neugebauer
CADC	Canadian Astronomical Data System
CDF	Cumulative Distribution Function
CESR	Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements
CMB	Cosmic Microwave Background
CF	Chandrasekhar et Fermi
CSO	Caltech submillimeter Observatory
DG	Davis & Greenstein
DSS	Digitized Sky Survey
EYSO	Embedded Young Stellar Object
FIR	Far Infra-Red
FP	Fiege & Pudritz

FWHM	Full-Width-at-Half-Maximum
GF	Globular Filament
GMC	Giant Molecular Cloud
GSC	Guide Star Catalog
HST	Hubble Space Telescope
H-R	Herztsprung-Russell
ICD	Intra Cluster Dust
IMF	Initial Mass Function
IR	Infra-Red
IRS	Infra-Red Source
IRAS	Infra-Red Astronomical Source
ISF	Integral-Shaped Filament
ISM	Interstellar Medium
ISO	Interstellar Space Observatory
JCMT	James-Clerck-Maxwell Telescope
J.D.	Julian Date
KAO	Kuiper Airbone Observatory
KL	Kleinman-Low
λ	Longueur d'onde
L_{bol}	Luminosité bolométrique
LDN	Lynd Dark Nebula

LM	Lee & Myers
L_{submm}	Luminosité submillimétrique
L_☉	Luminosité solaire
M_{env}	Masse de l'enveloppe
M_☉	Masse solaire
MHD	Magnéto-Hydro Dynamique
MLOF	Mount Lemmon Observing Facility
mm	millimètre ou millimétrique
MMS	Millimeter Source
MIS	Milieu Interstellaire
M17	Messier 17
μG	microgauss
μm	micromètre ou micron
NGC	New General Catalog
NIR	Near Infra-Red
n_{H₂}	Densité volumique de dihydrogène
OMC	Orion Molecular Cloud
OMM	Observatoire du Mont-Mégantic
OSJ	Objet Stellaire Jeune
P.A.	Position Angle
pc	parsec

POS	Plane Of the Sky
PSC	Point Source Catalog
RM	Rotation Measure
SC	Selection Code
SCUBA	Submillimeter Common User Bolometer Array
submm	submillimétrique
SURF	SCUBA User Reduction Facility
τ	Profondeur Optique
T_{bol}	Température Bolométrique
3D	Trois dimensionnel
UV	Ultra-Violet
VSG	Very Small Grains
YSO	Young Stellar Object

Table des matières

Résumé	iii
Summary	v
Dédicace	vi
Remerciements	vii
Liste des abréviations	viii
Table des matières	xii
Liste des tableaux	xvi
Table des figures	xvii
1 Introduction	1
1.1 Processus de formation stellaire	1
1.1.1 Processus bimodal	1
1.1.2 Fonction de masse initiale	2
1.2 Propriétés des nuages moléculaires	2
1.2.1 Origines probables des nuages moléculaires	2
1.2.2 Caractéristiques physiques observées	3
1.2.3 Turbulence et champs magnétiques	4
1.3 Equilibre et effondrement	4

1.3.1	Le théorème du Viriel	4
1.3.2	Modes de contraction dans les nuages	7
1.3.3	Propriétés des coeurs	9
2	Détecter les champs magnétiques	10
2.1	Méthodes de détection des champs magnétiques	11
2.1.1	Polarimétrie	11
2.1.2	Autres méthodes	13
2.2	Mécanismes polarisants	14
2.2.1	Absorption dichroïque	15
2.2.2	Polarisation à l'émission	17
2.2.3	Autres processus	17
2.3	Grains de poussières	19
2.3.1	Généralités	20
2.3.2	Processus d'alignement des grains	20
2.4	Variations de la polarisation linéaire avec la longueur d'onde	24
2.4.1	Visible - IR proche, et loi de Serkowski	24
2.4.2	Polarisation dans le domaine IR	25
2.4.3	Polarisation dans le domaine submm	26
2.5	Conclusion	29
3	Bilan des observations et problématique de thèse	30
3.1	Observations par polarimétrie linéaire dans le visible et l'IR proche	31
3.1.1	Revue des observations	31
3.1.2	Analyse des cartes	32
3.2	Observations par polarimétrie linéaire dans l'IR lointain et le submm	36
3.2.1	Revue des observations	36
3.2.2	Analyse des cartes	37
3.2.3	Méthode de Chandrasekhar et Fermi	42
3.3	Champs magnétiques et nuages moléculaires	43
3.3.1	Structures des champs magnétiques	43

3.3.2	Modèles et simulations numériques	45
3.4	Problématique et sous problématiques de thèse	47
4	Multi-Scale Analysis of Magnetic Fields in GF9	49
4.1	Introduction	51
4.2	The GF 9 Region	52
4.3	Observational results	54
4.3.1	Observations	54
4.3.2	Visible polarization measurements	55
4.3.3	Variations of P with A_V	59
4.4	Analysis and Discussion	63
4.4.1	Ambient Magnetic Field Orientation in the Vicinity of GF 9	63
4.4.2	Multiscale Analysis of the Magnetic Field	63
4.4.3	Magnetic field strength and magnetic flux in the core region	70
4.5	Conclusions	73
5	Magnetic Fields in OMC-2 and OMC-3	75
5.1	Introduction	76
5.2	Observations and data reduction	78
5.3	Results	80
5.3.1	Degree of polarization and distribution of polarization position angles	80
5.3.2	Polarization hole	89
5.3.3	CO Outflows and H_2 jets	89
5.4	Discussion	94
5.4.1	A uniform poloidal magnetic field along OMC-3 & OMC-2?	94
5.4.2	Jets and Outflows impact on submm polarization patterns	97
5.4.3	Depolarization in FIR3, 4 & 5	98
5.5	Summary	99
6	Multi-Scale Analysis of Magnetic Fields in Orion A	101
6.1	Introduction	102

6.2	Observational results	104
6.2.1	Visible polarization data in and around Orion A	104
6.2.2	IR data in the direction of the BN region	124
6.2.3	Variations of P with A_V	127
6.3	Multi-scale analyses of magnetic fields	131
6.3.1	Comparison of results on large spatial scales	131
6.3.2	Comparisons of magnetic fields in and around OMC-1	131
6.3.3	Comparisons of magnetic fields in and around OMC-2 and OMC-3	142
6.3.4	Comparisons of magnetic fields in and around OMC-4	146
6.4	Discussion	148
6.4.1	The large scale magnetic field morphology	148
6.4.2	Magnetic field connections between diffuse and dense phases in the ISM	156
6.4.3	A twist of the magnetic field through BN but also throughout OMC-1?	157
6.5	Summary	158
7	Conclusion	160
	Bibliographie	173

Liste des tableaux

4.1	Visible polarization data around the region GF 9	56
4.2	Stars with suspected variable polarization in GF 9	59
4.3	NIR polarization data of Jones (2003) and equivalent $\lambda = 7660 \text{ \AA}$ polarization data in GF 9	61
4.4	Polarization statistics at various wavelengths and various scales in GF 9	64
4.5	Position angles of cores in GF 9 and offsets with the mean magnetic field position angles	69
4.6	Magnetic field strength in CS cores in GF 9	72
5.1	Jiggle map positions in OMC-2	79
5.2	850 μm polarization data in OMC-2 and OMC-3	83
5.3	Basic Statistics along OMC-2 and OMC-3	85
5.4	List of jets and outflows P.A.s and offsets with mean P.A. of submm polarization vectors	93
6.1	New visible polarization data from the OMM in Orion A	106
6.2	Visible polarization data from stars observed at OMM, and from the literature in Orion A	108
6.3	Supplementary visible polarization data from the literature in Orion A	111
6.4	Visible polarization data in OMC 2 from Mount Lemmon	116
6.5	IR polarization data in the BN region	122
6.6	Polarization statistics in and around regions Orion A, OMC-1 and BN	129
6.7	Polarization statistics in and around regions OMC-2/3 and OMC-4	130
6.8	Pearson correlation test	155

Table des figures

2.1	Polarisation par des grains de poussières	15
2.2	Variations de la polarisation interstellaire en fonction de la longueur d'onde dans le visible	24
2.3	Variations de la polarisation interstellaire en fonction de la longueur d'onde dans l'IR	26
2.4	Résultats de la photopolarimétrie près de la raie de résonance à $9.7 \mu\text{m}$	28
3.1	Liste des nuages moléculaires observés par polarimétrie dans le domaine du visible	32
3.2	Carte de polarisation dans le visible dans Taurus	33
3.3	Relations entre la polarisation et l'extinction dans le visible et le proche IR	35
3.4	Carte de la polarisation à $100\mu\text{m}$ dans OMC-1	37
3.5	Carte de la polarisation à $850\mu\text{m}$ dans OMC-3	38
3.6	Spectre de la polarisation dans l'IR lointain.	40
3.7	Représentations schématiques des géométries des champs magnétiques	44
3.8	Carte des lignes du champ magnétique dans OMC-1	45
4.1	DSS red plate of GF 9 and its environment with reverse colors	53
4.2	Visible polarization map of GF 9	58
4.3	Histogram of degrees of polarization in GF 9	60
4.4	Histogram of polarization position angles in GF 9	60
4.5	Variations of visible degrees of polarization with optical depth in GF 9	62
4.6	Polarization map around and into the core region observed by Ciardi et al. (1998, 2000) in GF 9	65

4.7	Polarization map in the filament region observed by Ciardi et al. (1998, 2000) in GF 9	66
4.8	Galactic visible polarization map around GF 9	71
5.1	850 μm polarization map of OMC-2	81
5.2	Histogram of polarization in OMC-2 and OMC-3	82
5.3	Histogram of polarization position angles in OMC-2 and OMC-3	82
5.4	350 μm and 850 μm polarization of OMC-2 and OMC-3	86
5.5	Depolarization in OMC-2 and OMC-3	90
5.6	H ₂ jets and CO outflows distributions compared with submm polarization patterns	91
5.7	Distribution of the angular offsets between H ₂ jets and CO outflows P.A.s and submm polarization vectors P.A.s	92
5.8	Cumulative distribution function of the difference in P.A.s between local submm polarization vectors and flows in OMC-2	94
5.9	Means and dispersions of P for 8 subsets of 850 μm data	95
5.10	Means with their dispersions of polarization position angles for 8 subsets of 850 μm data	96
6.1	Visible polarization map of Orion A	118
6.2	Histogram of the degree of polarization of visible data in Orion A	119
6.3	Histogram of polarization position angles of visible data in Orion A	119
6.4	Visible polarization map in and around OMC-2	120
6.5	Histogram of the degree of polarization of visible data in and around OMC-2 .	120
6.6	Histogram of polarization position angles of visible data in and around OMC-2	121
6.7	IR polarization map in the region of the Becklin-Neugebauer (BN) object . . .	125
6.8	Histogram of IR degrees of polarization in the BN region	126
6.9	Histogram of IR polarization position angles in the BN region	126
6.10	Variations of P with A_V in Orion A	128
6.11	Visible polarization map around Orion A but where all vectors are one percent in size	132
6.12	Visible and 350 μm polarization map of OMC-1	133
6.13	Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors in OMC-1	134

6.14	IR and submm polarization map through the BN region	136
6.15	Offsets of polarization position angles between IR and submm vectors through the BN region	136
6.16	Degrees of polarization versus offsets of polarization position angles between IR and submm vectors through the BN region	137
6.17	Degrees of polarization versus polarization position angles of IR vectors through the BN region	138
6.18	Distribution of IR degrees of polarization versus IR optical depth in the BN region	140
6.19	Distribution of IR degrees of polarization per IR optical depth versus IR optical depth in the BN region	141
6.20	Distribution of IR optical depth τ_K versus offsets in polarization position angles θ_{off} in the BN region	141
6.21	850 μm and 350 μm data superimposed to visible data in and around OMC-2/3	143
6.22	Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors in and around OMC-2/3	144
6.23	850 μm and 350 μm data superimposed to visible data through sources FIR3 to FIR6 in OMC-2	145
6.24	Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors through sources FIR3 to FIR6 in OMC-2	146
6.25	350 μm data superimposed to visible data in and around OMC-4	147
6.26	Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors in and around OMC-4	148
6.27	First angular section of visible polarization vectors in Orion A	149
6.28	Second angular section of visible polarization vectors in Orion A	150
6.29	Visible polarization map in Orion A for sources with known distances and extinction coefficients	151
6.30	Distribution of polarization position angles versus visual extinction coefficients of data shown in Figure 6.29.	152
6.31	Distribution of polarization position angles versus distance of data shown in Figure 6.29.	153
6.32	Distribution of polarization position angles versus visual extinctions per unit length of data shown in Figure 6.29.	153

6.33 Distribution of degrees of polarization versus visual extinction coefficients of data shown in Figure 6.29. 154

6.34 Distribution of degrees of polarization versus distances of data shown in Figure 6.29. 154

6.35 Distribution of degrees of polarization versus visual extinctions per unit length of data shown in Figure 6.29. 155

Chapitre 1

Introduction

Dans cette section nous présentons une brève revue des concepts de formation stellaire actuels et de nos connaissances dans ce domaine. Cela va nous permettre d'expliquer dans quel contexte général se situent les enjeux de notre travail d'analyse observationnel. Afin de bien comprendre la nature de ce travail nous présentons les méthodes et les outils permettant l'observation des champs magnétiques dans le chapitre 2. Un chapitre faisant l'état des lieux des faits et connaissances utiles par rapport à notre recherche suivra. C'est dans ce chapitre 3 que sera introduite la problématique reliée à la thèse centrale dont ce travail fait l'objet ainsi que les sous problématiques qui lui sont associées. Les résultats finaux seront ensuite présentés sous forme d'articles dans les chapitres 4, 5 et 6. Une conclusion suivra dans le chapitre 7.

1.1 Processus de formation stellaire

1.1.1 Processus bimodal

Si nous nous référons à la littérature (e.g., Shu et al., 1987) de nombreux travaux font état, ou bien spéculent très fortement pour une raison de cohérence avec divers résultats observationnels, que la formation stellaire a lieu suivant deux modes distincts. L'un permettrait de donner naissance aux étoiles dites de faibles masses ($M \lesssim 1M_{\odot}$) et l'autre aux étoiles considérées comme massives ($M \approx 10M_{\odot}$ et plus) et de masses intermédiaires ($M \approx 1 - 10M_{\odot}$). D'âge relativement jeune ($\approx 1-2$ millions d'années), et à cause de l'évolution de sa distribution en gaz et en poussière par des mécanismes encore mal compris, la région Taurus est un exemple de régions de formation d'étoiles de faibles masses, en contraste avec la région d'Orion dans laquelle des objets stellaires jeunes (OSJ) de masses faibles et élevées peuvent être rencontrés. D'autre part, une classification en deux classes distinctes de nuages moléculaires a aussi été établie par Solomon et al. (1985). Elle contient les nuages qui seraient considérés comme froids ($T < 10\text{K}$) et ceux considérés comme chauds ($T > 20\text{K}$). La première classe ne contient pas d'étoiles plus jeunes que celles de type spectral B, ce qui se traduirait en

terme de températures effectives par $T_E \lesssim 10000\text{K}$, et se trouve être distribuée uniformément dans le disque galactique. La seconde dominante en nombre et en terme de masse se trouve être associée à des régions H II et est confinée dans les bras spiraux. D'une certaine façon la compréhension du problème de la formation stellaire peut donc être reportée sur notre compréhension de la formation et de l'évolution des progéniteurs de ces deux classes d'étoiles. A cet effet voir la section 1.3.3.

1.1.2 Fonction de masse initiale

Notons auparavant que puisque plus d'étoiles de faible masse que d'étoiles de masse élevée sont formées dans les nuages, le nombre d'étoiles qui se forment par intervalle de masse et par unité de volume est très dépendant de la masse. Afin de rendre compte de cet effet, la première fonction de masse initiale (anglicisme IMF pour Initial Mass Function) a été déterminée empiriquement par Salpeter (1955). De façon générale elle montre que le nombre d'étoiles $n(M)$ produites avec des masses comprises entre M et $M + dM$ satisfaisait la relation

$$\Psi(M) = \frac{dn(M)}{d(\ln)M} = \frac{Mdn(M)}{dM} \propto M^{-x}, M_{min} < M < M_{max}. \quad (1.1)$$

Les observations récentes ont permis de confirmer la pente $x \approx 1.35$ déjà établie par Salpeter (1955) pour des étoiles de masses $M \geq M_{min} \approx 1M_{\odot}$. La limite supérieure est quant à elle estimée à la valeur $M_{max} \approx 100M_{\odot}$. En dessous de $M \approx M_{min}$, il y a apparition d'un plateau. D'autres travaux montrent qu'il pourrait y avoir plusieurs maxima locaux (e.g. Scalo, 1986) ce qui irait dans le sens d'un processus bimodal mais les incertitudes liées à la conversion des fonctions de luminosité en IMF suggèrent de rester circonspect dans l'interprétation de ces maxima. Pour un bilan plus récent sur le sujet voir aussi Meyer et al. (2000).

1.2 Propriétés des nuages moléculaires

1.2.1 Origines probables des nuages moléculaires

Il existe plusieurs théories développées pour expliquer la formation des nuages moléculaires. Nous ne développerons pas tous les concepts auxquels elles font appel car cela dépasserait le cadre de cet ouvrage, mais nous énumérons ces théories à titre d'information :

1 - Formation basée sur des chocs : des modèles proposent que les régions H II en expansion ainsi que les coquilles des restes de supernovae produisent directement des nuages moléculaires sur des échelles de l'ordre du parsec en comprimant le gaz, la poussière et les champs magnétiques situés derrière le front des ondes de chocs.

2 - Formation produite par instabilité du gaz : des modèles proposent que des condensations émergent directement d'instabilités thermiques, ainsi que d'instabilités produites par des ondes de densité magnétiques et gravitationnelles, notamment à des échelles du kiloparsec dans les bras spiraux.

3 - Formation par turbulence supersonique : des modèles proposent que la turbulence supersonique peut générer des structures en densité dans les gaz. Ils permettent d’expliquer les corrélations exprimées en terme de lois de puissance entre les mouvements et des paramètres d’échelles spatiales dans les nuages (e.g. Larson, 1981).

4 - Formation par des ondes magnéto-hydrodynamiques (ou MHD) : des ondes magnétiques d’Alfvén modérément non-linéaires pourraient aisément produire des effets de turbulence sur les bords des nuages, et se propager à travers un nuage parallèlement aux lignes de champs magnétiques contrôlées par des ondes transverses magnétiques (Elmegreen, 1999). Ce support produit par des ondes Alfvén s’opposant aux effets de la gravité ne pourrait avoir lieu qu’en présence de champs magnétiques élevés et impliquerait une valeur élevée des largeurs de raies.

1.2.2 Caractéristiques physiques observées

Les nuages moléculaires sont les principaux sites de formation stellaire. Ils contiennent une partie substantielle du monoxyde de carbone, CO, tel qu’observé à l’émission et pratiquement toute la masse rencontrée sous forme moléculaire est contenue dans des nuages “géants” (ou GMC pour l’anglicisme Giant Molecular Clouds) ayant des masses comprises entre 10^4 et $10^6 M_\odot$. Les tailles correspondantes s’échelonnent sur des distances comprises entre 10 et 100 pc (Shu et al., 1987). Les densités moyennes de ces composantes du milieu interstellaire (MIS) sont de l’ordre de 100 cm^{-3} . Les températures correspondantes avoisinent 10 K et les champs magnétiques ont une intensité $\lesssim 10 \mu\text{G}$. La vitesse du son associée à ces milieux est de l’ordre de 0.2 km/s. Quant à la poussière elle représente 1% de la masse totale du milieu. A des échelles spatiales moindres des sous-structures ou agrégats peuvent être observés. En fonction des régions observées comme la région de formation d’étoiles de faibles masses Taurus ou bien les amas denses tels R Coronae Australis ou bien ρ Ophiuchus, ils peuvent avoir des masses s’échelonnant respectivement de $M_{agg} \sim 10^3 - 10^4 M_\odot$ à $M_{agg} \sim 19 - 110 M_\odot$, des gammes de tailles respectives $R_{agg} \sim 2 - 5 \text{ pc}$ et $R_{agg} \sim 0.3 - 0.6 \text{ pc}$, des densités n_{H_2} comprises entre $\approx 10^{2.5} \text{ cm}^{-3}$ et $\approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ainsi que des températures avoisinant $T \approx 10 \text{ K}$. Lorsque la densité le permet, de plus petites régions situées à l’intérieur de ces agrégats peuvent aussi être observées à l’aide de traceurs moléculaires tels que, par exemple, H_2CO , CS, HC_3N et NH_3 (Shu et al., 1987).

De façon générale, les GMC sont auto-similaires sur un grand nombre d’échelles spatiales et suivent des lois de puissance avec un indice similaire (voir Williams et al., 2000). En terme de formation stellaire, cette auto-similarité est indépendante de la nature des nuages et bien que la densité apparaisse tout de même plus élevée dans les nuages contenant des sites actifs de formation stellaire, les propriétés structurelles ne varient pas d’un nuage à l’autre. Dans les régions liées gravitationnellement et dénommées par les termes de coeurs ou de noyaux (Voir section 1.3.3) ce n’est plus le cas. Les densités élevées observées à haute résolution dans ces régions montrent qu’il existe une rupture dans la relation d’auto-similarité d’échelle, permettant ainsi d’établir des limites sur les premières phases de formation stellaire.

Finalement les nuages dont la localisation ne se limite pas aux bras spiraux devraient

pouvoir survivre durant une ou plusieurs périodes de rotation de la galaxie et donc avoir des temps de vie de l'ordre de cent millions d'années, alors que les nuages contenant des coeurs "chauds" (probablement des étoiles de type OB) sont supposés être assemblés durant le temps de traversée des bras spiraux sur des échelles de temps de l'ordre de dix millions d'années. Malgré ces incertitudes, ce qui apparait à peu près certain c'est que l'ensemble des nuages n'est guère plus vieux que le temps de traversée des agrégats qu'il contient.

1.2.3 Turbulence et champs magnétiques

La découverte puis l'analyse de raies de molécules de CO présentes dans des nuages moléculaires a permis d'établir la présence de fluides se déplaçant à des vitesses supersoniques élevées. Lorsque ces vitesses sont interprétées en terme de turbulence, les largeurs de raies (FWHM de l'anglicisme Full-Width-at-Half-Maximum pour Pleine Largeur à Mi Hauteur) d'un nuage de largeur R ont une valeur virialisée (voir section 1.2) approchant l'expression $\Delta V \approx (2GM/R)^{1/2}$. Empiriquement une loi de puissance $\Delta V \propto R^\alpha$ avec $\alpha \approx 0.3$ à 0.6 a pu être établie. D'un point de vue théorique, l'absence de champs magnétiques implique que la turbulence devient un phénomène très dissipatif. Il apparait donc difficile de concevoir la présence de celle-ci sans la présence de celui-ci. D'autre part, les données observationnelles montrent que, et les champs magnétiques, et les effets dûs à la turbulence sont importants pour comprendre les processus physiques mis en jeu à l'intérieur des nuages. En effet les cartes de polarisation (voir section 3 et en particulier la section 3.2) montrent des lignes de champs régulières plutôt que chaotiques ce qui implique la présence de forts champs magnétiques. D'autre part aux petites échelles spatiales et en ce qui concerne la formation des étoiles de faibles masses, les lignes de champs magnétiques ne sont pas alignées avec l'axe mineur de chacun des noyaux tels que vus sur le plan du ciel, suggérant par là l'importance des effets de la turbulence (Crutcher, 2004).

1.3 Equilibre et effondrement

L'effondrement gravitationnel, la fragmentation des nuages puis l'effondrement des fragments sont des phénomènes particulièrement complexes non encore résolus. Le milieu interstellaire évolue dans le potentiel gravitationnel des étoiles de la Galaxie. Il forme ces étoiles et il est lui même susceptible de devenir localement instable gravitationnellement.

1.3.1 Le théorème du Viriel

Ce théorème initialement formulé dans sa forme la plus simple par Clausius (1870) ainsi que par Poincaré (1911) est le théorème fondamental rendant compte de l'équilibre des structures auto-gravitantes dans l'univers. Le lecteur désireux d'en suivre une démonstration peut se référer à l'ouvrage de Lequeux et al. (2002). Ici nous ne mentionnerons que certains résultats

principaux permettant d'établir certains critères de stabilité et d'instabilité.

Dans sa forme la plus simple la condition d'équilibre est régie par

$$2\tau + \Omega = 0. \quad (1.2)$$

Si τ est le terme d'énergie thermique, et Ω le terme d'énergie gravitationnelle, il stipule alors que le mouvement du gaz s'oppose aux effets de la gravité. Si le gaz est aussi animé de mouvements macroscopiques, par exemple turbulents, $\tau = \tau_{therm} + \tau_{macro}$, avec $\tau_{macro} = (1/2)\Sigma m v_{rms}^2$ et où v_{rms}^2 est la valeur quadratique moyenne de la vitesse macroscopique. Dans le cas d'un nuage sphérique homogène de gaz parfait de masse M , de rayon R , de température T et de poids moléculaire moyen μ , les termes d'énergie thermique et gravitationnelle s'écrivent respectivement :

$$\tau_{therm} = \frac{3}{2} \frac{MkT}{\mu m_H} \quad (1.3)$$

et

$$\Omega = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (1.4)$$

où k est la constante de Boltzmann, m_H est la masse de l'atome d'hydrogène ^1H , et G la constante de gravitation universelle.

Masse et longueur de Jeans

En prenant $2\tau = -\Omega$ il est possible d'exprimer R en fonction de la masse M et de la densité n et d'obtenir un critère d'instabilité. Ce critère signifie qu'un nuage sphérique, homogène, isotherme à température T , sans mouvements macroscopiques, de densité n devient instable si sa masse est supérieure à la masse critique $M_{crit,th}$

$$M > M_{crit,th} = \left(\frac{1}{\mu m_H}\right)^2 \left(\frac{5}{2} \frac{kT}{G}\right)^{3/2} \left(\frac{4}{3} \pi n\right)^{-1/2}. \quad (1.5)$$

Le problème de l'instabilité peut aussi être traité par une analyse linéaire de la stabilité gravitationnelle d'un milieu uniforme infini. Un tel milieu n'a pas de réalité physique mais des faits observationnels suggèrent qu'une telle approche est envisageable. Sans développer plus en avant ici (e.g. Lequeux et al., 2002, p. 370), en considérant une perturbation de forme ondulatoire, $\rho_1 = K e^{i(kx + \omega t)}$, il est possible de déterminer la relation de dispersion qui relie la fréquence de la pulsation ω et le nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$ de cette perturbation :

$$\omega^2 = k^2 c_S^2 - 4\pi G \rho_0. \quad (1.6)$$

Les modes instables sont ceux pour lesquels le nombre d'onde

$$k < k_J = \left(\frac{4\pi G \rho_0}{c_S^2}\right)^{1/2}, \quad (1.7)$$

où ρ_0 est la densité à l'équilibre et $c_S = (k_B T / \mu)^{1/2}$ la vitesse du son isotherme. La longueur de Jeans a pour expression $\lambda_J = 2\pi/k_J$, et la plus grande masse gravitationnellement stable dans un milieu de densité et de température données, ayant une forme cubique dont les arêtes ont pour longueur λ , est la masse de Jeans $M_J = \rho(2\pi/k_J)^3$. A un facteur près d'environ 10^3 en considérant les conditions rencontrées dans un nuage diffus standard ($T = 10\text{K}$, $B = 5\mu\text{G}$ et $n_0 = 20\text{cm}^{-3}$) cette masse est en fait semblable à la masse M_c incluant les effets d'un champ magnétique uniforme et présentée par l'équation 1.9 ci-après.

Forme généralisée du théorème du Viriel

Si le milieu est considéré comme un fluide unique, son mouvement peut être défini par la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, ainsi que par les équations de Maxwell s'il est partiellement ou totalement ionisé. Lorsque le fluide est supposé parfaitement conducteur, et partout électriquement neutre nous nous trouvons dans le cas de l'approximation MHD. A l'aide de l'équation du mouvement que nous ne décrivons pas ici (e.g. Lequeux et al., 2002, p. 378), il est alors possible de donner une forme plus générale au théorème du viriel. Cette forme fait intervenir le champ magnétique ainsi que la pression extérieure. Bien que complexe, l'effet du champ magnétique sur la stabilité, l'effondrement gravitationnel et la fragmentation des nuages interstellaires peut alors être abordé. L'hypothèse que le champ magnétique décroît très rapidement à l'intérieur du nuage, à cause du fait que le milieu est moins aisément ionisable par les rayonnements ultra-violet et visible au delà d'une profondeur optique supérieure à l'unité, est souvent posée afin de simplifier les calculs. Sous cette hypothèse les termes de surface magnétiques apparaissant dans l'équation mentionnée ci-dessus peuvent être négligés à la condition de prendre une surface S à une certaine distance du nuage, ce qui semble assez justifié comme le montrent des calculs assez complets développés par Spitzer (1978). Pour un nuage sphérique dans lequel se trouve un champ magnétique uniforme, le terme magnétique de volume est $(4\pi R^3/3)(B^2/8\pi)$ et l'équation suivante peut être dérivée :

$$\frac{3MkT}{\mu m_H} - 4\pi R^3 P_{ext} - \frac{1}{R} \left(\frac{3}{5} GM^2 - \frac{1}{3} R^4 B^2 \right) = 0, \quad (1.8)$$

où P_{ext} est le terme de pression extérieure exercée sur le nuage. Il est possible de considérer cette équation de différentes façons. A champ magnétique nul, $B = 0$, et à masse M et température T fixées, il est possible de déterminer des solutions où R est fonction de P_{ext} . A rayon R élevé, la densité est très faible, le terme de gravitation négligeable et les pressions internes et externes sont égales. Si le terme P_{ext} augmente, le rayon diminue ce qui a pour effet d'augmenter le terme de gravité ce qui diminue encore le rayon. L'équilibre devient donc instable si le milieu extérieur le permet, et si la pression extérieure dépasse une certaine limite, aucun équilibre n'est plus possible et il y a effondrement. Lorsque le terme magnétique n'est pas nul, $B \neq 0$, la quantité importante qu'est la masse critique M_c pour laquelle l'énergie magnétique est égale à la valeur absolue de l'énergie gravitationnelle peut être dérivée et a

pour expression :

$$M_c = \frac{c_1}{\pi} \left(\frac{5}{9G} \right)^{1/2} \phi_B, \quad (1.9)$$

où $\phi_B = \pi R^2 B$ est le flux magnétique total dans le nuage, et c_1 un facteur tenant compte de la géométrie réelle possible du nuage. Cette expression et ce qu'elle implique sur les différents modes possibles de contraction va être discutée dans la section 1.3.2.

Diffusion ambipolaire

Auparavant, nous discutons brièvement de la diffusion ambipolaire. Le principe en est le suivant : dans un plasma faiblement ionisé et en l'absence de champ magnétique, les électrons, plus légers, diffusent plus vite, ce qui crée un gradient de densité de charge interne, formant un champ électrique de polarisation s'opposant à la séparation des charges. Les électrons sont ralentis et les ions accélérés dans les sens de la diffusion. Il en résulte que les électrons et les ions doivent diffuser ensemble à la même vitesse et avec le même coefficient de diffusion, dit coefficient de diffusion ambipolaire.

Du point de vue astrophysique, il s'avère que le champ magnétique n'est peut être pas toujours conservé lors de l'évolution de la matière interstellaire, c'est à dire que le couplage entre le champ magnétique et le gaz n'est pas parfait. Il en résulte que l'approximation MHD n'est plus valable. Le champ magnétique et les ions sont toujours bien couplés mais puisque les milieux sont généralement très peu ionisés, avec des degrés d'ionisation variant de $x \approx 10^{-4}$ dans des milieux diffus à $x \approx 10^{-7}$ dans des milieux plus denses (Lequeux et al., 2002), la dynamique du gaz est essentiellement celle des particules neutres. Il en résulte l'existence d'un couplage entre le champs magnétique et la gaz par l'intermédiaire des collisions ions-neutres. Le support du nuage par le champ magnétique se fait donc par l'intermédiaire d'une force de freinage correspondant à la force de couplage ions-neutres. Dans un milieu très peu ionisé comme les nuages moléculaires, les effets de cette force s'apparentent en fait à ceux produits par les forces de Lorentz agissant sur le fluide de particules chargées, si bien que le support magnétique devient indissociable de la diffusion ambipolaire. Finalement et sans rentrer plus en détail sur ce sujet, des estimations montrent que comparativement au temps de chute libre, la diffusion ambipolaire est un processus lent lorsque l'ionisation est due aux rayons cosmiques.

1.3.2 Modes de contraction dans les nuages

Tout d'abord notons que si les étoiles se formaient à la vitesse du temps de chute libre, c'est à dire en considérant qu'il n'y a ni champ magnétique, ni rotation, et que la pression est négligeable, le taux de formation stellaire devrait alors être environ 300 fois plus important que celui observé. De façon générale ce simple argument suggère donc très fortement qu'il existe un ou plusieurs phénomènes capables de temporiser la formation des étoiles. D'autre part les observations sont favorables à des effondrements qui auraient lieu de l'intérieur vers l'extérieur (inside-out) et non pas de l'extérieur vers l'intérieur (outside-in) (Shu et al., 1987).

Si nous acceptons la présence d'un champ magnétique, des effets supplémentaires sont donc à considérer et il convient alors de distinguer au moins deux modes de contraction.

Cas sous critique

Les équations 1.8 et 1.9 montrent que les nuages magnétisés de masse $M < M_c$ ne peuvent pas s'effondrer sous l'effet d'une augmentation de pression si le flux magnétique est conservé. Leur évolution est cependant envisageable si une diminution du flux magnétique a lieu par diffusion ambipolaire. Cependant ce processus est très lent donc quasi statique. Cet aspect a été traité par Lizano & Shu (1989). Leur travail inclut le soutien du nuage par des effets turbulents et permet de définir une seconde masse critique au dessous de laquelle la diffusion ambipolaire empêche la formation d'un coeur dense, mais au dessus de laquelle la formation lente d'un coeur peut avoir lieu.

Cas super critique

Contrairement au cas précédent, les nuages super critiques peuvent s'effondrer globalement sous l'effet d'une augmentation de pression extérieure, ou bien si la pression interne diminue. Dans ce cas, qu'il y ait conservation ou non du flux, le champ magnétique ne peut stopper l'effondrement (Lizano & Shu, 1989). Une possibilité envisagée pour former ce type de nuage est l'agglomération de nuages sous-critiques formant un complexe. Le nuage ainsi formé s'effondrerait alors en forme de disque plat le long de la composante régulière du champ magnétique. Ce disque peut par la suite se fragmenter en morceaux de tailles comparables à l'épaisseur de ce disque. Ce phénomène pourrait se produire dans les bras de galaxies spirales, ou bien dans les régions centrales de certaines galaxies et nécessite une grande quantité de matériel moléculaire.

Autres cas possibles

Finalement il existe d'autres points de vue privilégiant plutôt le rôle de la turbulence pour expliquer la régulation des effondrements. Par exemple, pour Nakano (1998), les nuages seraient tous plus ou moins sous-critiques et c'est une diminution de la turbulence qui permettrait d'atteindre la valeur de la pression minimale, P_m , au delà de laquelle l'effondrement se produit. Cependant la turbulence semble se dissiper plus vite que le temps de chute libre (Ostriker et al., 2001). Il faudrait donc pouvoir invoquer un mécanisme extérieur permettant de la maintenir pour pouvoir invoquer ces effets sur des échelles de temps supérieures au temps de chute libre. De leur côté, les observations suggèrent que les coeurs de nuages peu actifs de sites comme Taurus sont peu turbulents et sont associés à un petit nombre d'étoiles jeunes de faibles masses, alors que les coeurs denses de sites très actifs sont très turbulents et peuvent être associés à de nombreuses étoiles jeunes souvent massives.

1.3.3 Propriétés des coeurs

Finalement les progéniteurs que sont les noyaux, ou bien encore les coeurs, sont rencontrés sous formes plutôt allongées, ont des ellipticités ≈ 2 et vont potentiellement donner naissance à des étoiles. Ces objets de quelques masses solaires s'étendent sur des distances de l'ordre de 0.1 pc et ont des densités $n(\text{H}_2) \approx 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$, des densités de colonnes $N(\text{H}_2) \approx 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, des températures autour de 10 K et des champs magnétiques d'intensité $\sim 10 - 50 \mu\text{G}$. La fraction d'ionisation dans ces milieux est estimée à $\sim 10^{-7}$ (Shu et al., 1987). De plus lorsque la densité du milieu devient supérieure à 10^8 cm^{-3} le milieu devient trop opaque à la source ionisante principale que sont les rayons X, et l'ionisation ne peut plus être produite que par la radioactivité naturelle.

Chapitre 2

Détecter les champs magnétiques

Nous disposons de plusieurs méthodes afin d’obtenir, à des résolutions variables, des informations concernant les champs magnétiques présents dans le milieu interstellaire (MIS). Parmi ces informations nous pouvons distinguer celles de type scalaire de celles de type géométrique. Parmi ces méthodes nous pouvons distinguer celles qui permettent d’estimer directement certaines propriétés du champ magnétique macroscopique, de celles moins directes nous obligeant à émettre des hypothèses ou bien à fixer certains paramètres, afin de déduire les propriétés ainsi que les implications physiques des champs magnétiques dans les processus de formation stellaire.

Dans ce chapitre, nous présentons une revue de l’instrumentation et des méthodes dont nous disposons pour détecter les champs magnétiques. Nous explicitons ensuite, parmi quelques autres processus possibles, quels sont les processus polarisants associés à des grains alignés en fonction du domaine de longueurs d’onde considéré, puis nous discutons brièvement les principaux mécanismes d’alignement des grains de poussières. Finalement nous nous attardons sur les variations que peut suivre le pourcentage de polarisation linéaire avec la longueur d’onde lorsque l’on couvre un domaine de longueurs d’onde allant du visible au submillimétrique. Essentiellement empiriques, ces lois peuvent être particulièrement utiles afin d’analyser l’origine d’un rayonnement polarisé linéairement, ou bien encore pour mettre des contraintes au sein de modèles établis pour produire des cartes de polarisation.

2.1 Méthodes de détection des champs magnétiques

La polarimétrie linéaire est un outil puissant et approprié pour obtenir des informations sur l’orientation spatiale des champs magnétiques qui nous intéresse. En particulier la polarimétrie linéaire à travers filtres à bande large. Les détails de nos observations sont présentés dans les sections appropriées des chapitres 4, 5 et 6, mais nous nous attardons déjà plus particulièrement sur cette technique le long du présent chapitre.

2.1.1 Polarimétrie

De façon générale, la polarimétrie est la mesure de la polarisation du signal reçu par l’observateur. Cette polarisation résulte d’une dissymétrie qui a affecté l’émission ou bien qui a modifié le rayonnement durant son trajet jusqu’au récepteur. Dans les nombreux cas nous intéressant, cette dissymétrie est très probablement provoquée de façon indirecte par la présence d’un champ magnétique macroscopique dont l’orientation locale est corrélée avec la direction d’alignement des grains de poussière dans le MIS. Nous reviendrons plus en avant sur la nature des grains dans la section 2.3, puisqu’elle contribue de façon importante à l’ensemble de nos connaissances actuelles sur les phénomènes physico-chimiques qui ont lieu dans le MIS.

Paramètres de Stokes

Classiquement, les propriétés du signal polarisé sont décrites à l'aide des paramètres de Stokes I , Q , U et V . Considérons deux vecteurs \vec{k} et \vec{l} orientés perpendiculairement l'un à l'autre dans un plan perpendiculaire à la ligne de visée. Considérons \vec{l} orienté sur le plan du ciel suivant la direction du pôle nord galactique. Le produit vectoriel de \vec{k} par \vec{l} est un vecteur orienté suivant la direction de propagation du signal. Par convention, θ est l'angle sur le plan du ciel compté positivement à partir du nord en allant vers l'est. En considérant p comme le pourcentage de polarisation du signal mesuré, nous disposons du jeu de relations suivant :

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \quad (2.1)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right). \quad (2.2)$$

Le taux de polarisation est purement linéaire lorsque V est nul, et il est purement circulaire lorsque U et Q sont nuls. I représente l'intensité lumineuse totale du signal analysé. Dans ce qui suit, nous emploierons P pour parler du pourcentage de polarisation linéaire. Alternativement on obtient alors, $Q = P\cos(2\theta)$, qui est positif pour un angle dans la direction nord-sud (0°), et négatif pour la direction est-ouest (90°), et $U = P\sin(2\theta)$, qui est positif pour un angle de 45° , et négatif pour un angle de 135° .

L'intérêt d'un tel formalisme est que lorsque l'on ajoute deux faisceaux de lumière incohérents, les paramètres de Stokes ont la propriété d'être additifs indépendamment l'un de l'autre. Cette propriété est largement employée dans les modèles établis et permet de reconstituer des cartes polarimétriques après renormalisation (e.g. Fiege & Pudritz (2000f), Fiege & Pudritz (2000e), Padoan et al. (2001), Heitsch et al. (2001), voir section 3.3.2). Afin de pouvoir établir des comparaisons avec les nombreuses cartes de polarisation obtenues par les observations, ces modèles se donnent généralement différentes configurations spatiales du champ magnétique macroscopique. En considérant que des grains non sphériques sont alignés par ce champ magnétique, et en tenant compte du processus de polarisation lié à ces grains en fonction du domaine de longueurs d'onde modélisé, les calculateurs contemporains permettent d'estimer les vecteurs de polarisation après sommation sur la ligne de visée des différents paramètres de Stokes calculés. Ce problème d'inversion n'est pas simple puisqu'il doit tenir compte de l'ensemble des informations utiles dont nous disposons par l'entremise des observations du MIS, supposer que ces informations soient suffisantes, puis prendre en compte les différentes approches analytiques possibles.

Notons enfin que la polarimétrie qui nous intéresse ici est effectuée dans les domaines du visible, de l'infra-rouge (IR) et du submillimétrique (submm). Suivant le domaine de longueurs d'onde étudié, les mécanismes polarisants ne sont pas les mêmes et il est donc important de pouvoir les distinguer. Ce point est discuté à la section 2.2.

2.1.2 Autres méthodes

Spectrométrie et spectropolarimétrie

Parmi les autres méthodes, nous disposons de celles faisant appel à la spectroscopie. Dans ce cas, l'étude des spectres de certaines molécules permet de mettre en évidence la présence d'un champ magnétique par effet Zeeman.

En présence d'un champ magnétique suffisamment fort, la raie spectroscopique va être démultipliée en un doublet ou bien en un triplet (e.g. Cohen-Tannoujdi et al., 1973). D'un point de vue quantique, l'effet Zeeman s'interprète donc comme une levée de la dégénérescence des états de transitions possibles associés à une transition donnée. Ainsi, si le champ est perpendiculaire à la direction d'observation nous observerons un triplet (composants π), alors que si le champ est parallèle à la ligne de visée nous observerons un doublet (composants σ). Les raies du triplet sont polarisées linéairement et décrites par les paramètres Q et U de Stokes, alors que celles du doublet sont polarisées circulairement, de sens opposé et décrites par le paramètre de Stokes V .

Nous obtenons donc idéalement trois informations différentes, dont une de nature scalaire et deux de nature géométrique. Premièrement, dans chaque cas la position des composantes par rapport à la position centrale est proportionnelle au module du champ magnétique. Deuxièmement, le rapport des intensités des composantes centrales et latérales dépend de l'angle entre le champ magnétique et la ligne de visée. Troisièmement, la polarisation de la raie centrale est parallèle à la direction du champ vu en projection sur le plan du ciel.

Cela dit, le champ magnétique est rarement assez fort pour séparer les composantes du triplet et la structure des raies est alors analysée par polarimétrie. Pour plus de détails sur ces méthodes, voir Leroy (1998) et Kazantsev & Hénoux (1995).

Observationnellement, il est possible dans certaines limites de déterminer la structure du champ magnétique à la surface d'étoiles magnétiques Ap et Bp (Voir Landstreet (1993)), mais les valeurs du champ doivent être favorables ($B \geq 2$ kG) pour obtenir à haute résolution les informations souhaitées. Pour ce qui traite du MIS, Myers & Goodman (1988), Crutcher et al. (1993), Myers et al. (1995), Crutcher & Troland (2000) et Bourke et al. (2001) pour citer quelques exemples, ont effectué des mesures du champ magnétique allant d'une dizaine à quelques centaines de μG dans des régions HII ainsi que dans quelques nuages moléculaires. Les observations effectuées à 1665 et 1667 MHz correspondent à l'effet Zeeman dans les molécules OH et sondent les milieux internuages, alors que celles faites à 21 cm correspondent au même effet dans les molécules H₂ et permettent de sonder des nuages moléculaires.

Autres méthodes spectroscopiques

Une autre façon de détecter les effets du champ magnétique a été proposée par Houde et al. (2000a). Cette approche permet de sonder des régions considérées comme turbulentes

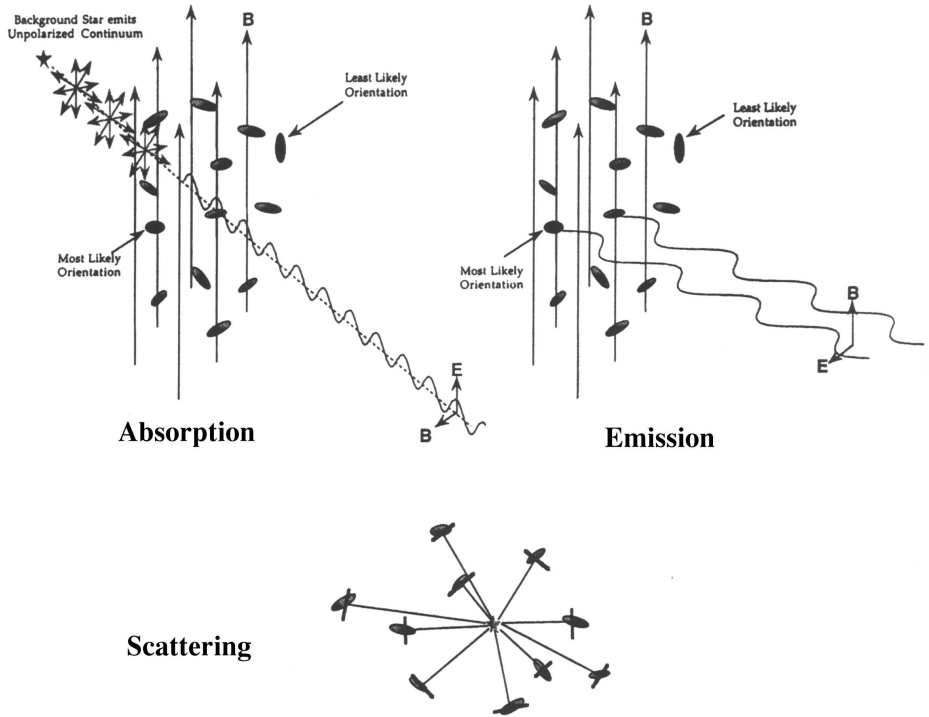
dans le MIS. Les observations sont faites dans le millimétrique (mm) et dans le submm, dans des régions où les flots sont considérés comme approximativement linéaires. Concrètement, les profils des raies de molécules ioniques apparaissent plus étroits que ceux des raies des molécules neutres chimiquement comparables. La résolution des équations du mouvement sous les hypothèses précédentes permet d’attribuer la différence de largeur des raies au fait que les ions vont avoir un mouvement gyromagnétique autour de la direction du champ magnétique local, alors que les particules neutres sont entraînées par le flot. Ainsi, si la direction locale du champ magnétique n’est pas colinéaire avec celle du flot des particules neutres, la vitesse de dispersion moyenne de chacune des espèces n’est pas la même, et un modèle relativement simple permet de déduire l’orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. Ces effets sont attribués à des champs magnétiques d’environ $10 \mu\text{G}$ dans des plasmas faiblement ionisés, et sont détectables si les largeurs des raies ne sont pas dominées par des effets thermiques.

Enfin, une dernière méthode spectroscopique consiste à observer la polarisation des raies d’émission de molécules telles que le CO ou bien le CS. Ces détections ont lieu à des longueurs d’onde mm ou bien submm. Les premières observations positives de la polarisation de ce type d’émission ont été rapportées par Girart et al. (1999) ainsi que par Greaves et al. (1999) puis par Greaves & Holland (2001). Le modèle le plus approprié pour expliquer ce type d’observations est celui développé par Goldreich et Kylafis (Voir Goldreich & Kylafis (1981), Goldreich & Kylafis (1982) and Kylafis (1983)). Une polarisation linéaire peut être détectée lorsque (1) le taux de transitions radiatives est au moins égal au taux collisionnel, (2) la profondeur optique est modérée et anisotrope, et (3) le nombre d’extrema de la composante de vitesse le long de la ligne de visée à travers la source est faible. Dans ce cas, si le dédoublement par effet Zeeman domine les transitions dues à des collisions ou bien provoquées par transition radiative, alors la polarisation est alignée soit perpendiculairement, soit parallèlement à la projection du champ magnétique sur le plan du ciel. Cette méthode trouve son intérêt dans l’observation de flots moléculaires ou bien encore dans des régions d’effondrement de matière sous hypothèse de la présence d’un champ de vitesse unidimensionnel.

2.2 Mécanismes polarisants

Il est important pour pouvoir interpréter convenablement les cartes polarimétriques observées de comprendre comment les propriétés d’orientation des grains de poussières sont reliées aux rayonnements polarisés détectés par l’observateur. Bien qu’il existe d’autres processus que ceux dont nous allons discuter ici et pouvant produire un signal polarisé (comme par exemple la polarisation par effet synchrotron, voir section 2.2.3), dans ce qui nous intéresse, les propriétés d’orientation des grains sont essentiellement associées aux trois mécanismes polarisants suivants montrés dans la figure 2.1.

FIG. 2.1 – Polarisation par des grains de poussières (Weintraub et al. (2000)).



2.2.1 Absorption dichroïque

Comme nous pouvons le voir sur cette figure, si tous les grains situés dans la ligne de visée sont de même taille, de même forme, de même composition et tous alignés de telle sorte qu'un de leur axe de symétrie le plus court (voir section 2.3.2) soit aligné dans la direction d'un champ magnétique gardant la même direction par rapport à la ligne de visée, alors la lumière non polarisée émise par la source lumineuse observée est préférentiellement absorbée suivant la direction la plus longue des grains, et la direction du vecteur de polarisation mesuré puis évalué à l'aide des paramètres de Stokes est celle du champ électrique du signal lumineux intégré sur la ligne de visée ; c'est-à-dire aussi celle de la projection du champ magnétique du MIS aligné avec l'axe court des grains. Dans un cas idéal comme celui-ci, le pourcentage de polarisation est proportionnel à la quantité de grains alignés présents dans la ligne de visée, et par là même augmenterait de façon linéaire avec l'extinction A_V .

Formalisme descriptif

Dans les modèles, nous distinguons généralement les grains de forme *oblate* de ceux de forme *prolate*. En se référant à la définition de van de Hulst (1957), l'axe de symétrie du grain

ayant pour mesure a , les premiers sont définis par : $a < b$; $b = c$ (disque sphéroïdal aplati) et les seconds par : $a > b$; $b = c$ (tige sphéroïdale allongée). Si on considère x et y les directions du vecteur champ électrique, \vec{E} , pour lesquelles l'intensité du flux est respectivement maximale et minimale, le degré de polarisation est donné par :

$$P = \frac{F_x - F_y}{F_x + F_y}, \quad (2.3)$$

En considérant les profondeurs optiques, τ_x et τ_y , associées à chaque direction, il est possible de montrer (Hildebrand (1988)) que la polarisation par absorption sélective

$$P_{abs} = \tanh\left(\frac{\tau_x - \tau_y}{2}\right), \quad (2.4)$$

conduit à la relation :

$$\frac{P_{abs}}{\tau} = -\frac{C_x - C_y}{C_x + C_y}, \quad (2.5)$$

avec $\tau \approx \frac{\tau_x + \tau_y}{2}$ sous l'hypothèse, $P_{abs} \ll 1$.

Dans le repère du grain, pour des grains uniformes de forme sphéroïdale quelconque, de fonction diélectrique $\epsilon(\lambda)$ et de volume V , van de Hulst (1957) définit :

$$C_j = \frac{2\pi V}{\lambda} \epsilon''(\lambda) / ([L_j[\epsilon'(\lambda) - 1] + 1]^2 + [L_j \epsilon''(\lambda)]^2), \quad (2.6)$$

où les paramètres de forme, L_j sont définis par les rapports des trois dimensions des grains a , b et c . Les sections efficaces, C_j , peuvent alors prendre deux valeurs. C_{\parallel} , lorsque le champ électrique, \vec{E} , est parallèle à l'axe de dimension a et C_{\perp} , lorsque le champ électrique \vec{E} est perpendiculaire à ce même axe.

En considérant deux longueurs d'onde u et v distinctes, il est alors possible de définir le rapport :

$$\frac{P_{abs}(u)}{P_{abs}(v)} = \frac{(C_{\perp} - C_{\parallel})_u}{(C_{\perp} - C_{\parallel})_v}. \quad (2.7)$$

Ce type d'expressions permet d'étudier la dépendance spectrale de la polarisation dans l'IR et dans le submm (e.g. Hildebrand & Dragovan, 1995, ainsi que la section 3.2.2).

Notons enfin que si l'orientation d'alignement des grains change le long de la ligne de visée, le MIS devient linéairement biréfringent, c'est à dire que l'indice de réfraction n'est alors plus le même dans toutes les directions de polarisation, et peut ainsi produire des composantes polarisées linéaires perpendiculaires différentes et dont la résultante est une onde polarisée circulairement détectable par l'observateur.

2.2.2 Polarisation à l'émission

L'interprétation de la polarisation à l'émission est analogue à celle de l'absorption dichroïque, sauf que dans ce cas le rayonnement polarisé est émis par les grains. Dans le cas idéal de la figure 2.1, les grains réémettent dans l'IR, et à des longueurs d'onde plus élevées, une partie de l'énergie fournie par le rayonnement absorbé à des longueurs d'onde dans le domaine du visible et de l'ultra-violet (UV), de telle sorte que la direction moyenne du champ électrique mesurée par polarimétrie est parallèle à la direction allongée des grains, et donc perpendiculaire à l'orientation projetée sur le plan du ciel du champ magnétique aligné avec l'axe court des grains. L'explication physique en est la suivante, du fait que le flux de densité par émission thermique est proportionnel à l'émissivité des grains, et en vertu des lois de Kirchhoff, proportionnel à la section efficace d'absorption, il est possible d'exprimer le degré de polarisation émis par un nuage optiquement mince à partir de l'équation 2.3. L'expression obtenue est :

$$P_{em} = + \frac{C_x - C_y}{C_x + C_y} (\tau \ll 1). \quad (2.8)$$

Observationnellement, ce type de polarisation par émission permet de sonder le champ magnétique présent dans les régions denses en poussières du MIS ayant des dimensions allant de celles des complexes moléculaires à celle des OSJs en formation.

2.2.3 Autres processus

Polarisation par des mécanismes de diffusion

Parmi les autres mécanismes polarisants, nous pouvons citer celui lié à la diffusion qui peut se produire lors du transfert de rayonnement. De la sorte, le champ électrique rayonné peut être polarisé linéairement par diffusion sur des molécules (diffusion de Rayleigh), par diffusion sur des électrons (diffusion de Thomson) ou bien par diffusion sur des grains de poussières (diffusion de Mie dans le cas de particules sphériques homogènes). Pour chacun de ces contextes le taux de polarisation est exprimé et peut généralement être calculé en fonction de l'angle de diffusion entre les directions source émettrice-diffuseur et diffuseur-observateur (Leroy, 1998). Généralement la lumière du visible au proche IR est polarisée dans le plan du ciel perpendiculairement à la direction source émettrice-diffuseur (Voir la figure 2.1).

Par exemple, les nébuleuses en réflexion peuvent être observées à une longueur d'onde donnée si suffisamment de grains de poussières ayant un rayon moyen approprié par rapport à la longueur d'onde sont présents, et si la source émettrice fournit une quantité suffisante de photons à la fréquence observée (Weintraub et al., 2000). Dans un tel cas, une partie de la lumière émergente de la photosphère est diffusée une ou plusieurs fois par la poussière et permet d'observer de la lumière polarisée linéairement dans le MIS.

Des modèles Monte-Carlo ont été développés afin de calculer des cartes polarimétriques dans des environnements circumstellaires poussiéreux à partir de la théorie de la diffusion de Mie. Ces modèles nécessitant des calculs avec diffusion multiple (e.g. Bastien & Ménard, 1988) permettent assez bien de reproduire les forts taux de polarisation observés ainsi que de contraindre, dans certains cas, l'inclinaison des disques circumstellaires présents autour d'objets stellaires jeunes (Bastien & Ménard, 1990).

Rotation Faraday

Cette section ainsi que la suivante ont fortement été inspirées par les exposés présentés par Lequeux et al. (2002). Nous renvoyons à cet ouvrage le lecteur désireux d'avoir plus de détails sur ces sujets.

Le rayonnement fréquemment polarisé linéairement émis par une source galactique ou extragalactique de rayonnement radio synchrotron (voir point suivant) ou par les pulsars, peut être décomposé en deux ondes polarisées circulairement. Or en présence d'un champ magnétique, les électrons libres d'un milieu ionisé font de ce milieu un diélectrique dont l'indice de réfraction est différent pour les deux polarisations circulaires opposées. La propagation dans un plasma magnétisé d'une onde polarisée linéairement conduit donc à un déphasage entre ces composantes et à une rotation du plan de polarisation rectiligne, la rotation Faraday, d'angle

$$\Omega = 8.1 \times 10^5 \left(\frac{\lambda}{\text{m}}\right)^2 \int_0^L \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{B_{\parallel}}{\text{G}}\right) d\left(\frac{l}{\text{pc}}\right) \text{rad}, \quad (2.9)$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement, n_e la densité d'électrons libres, B_{\parallel} la composante longitudinale du champ magnétique et L la longueur de la ligne de visée. La quantité, $\frac{RM}{\text{rad.m}^{-2}} = \frac{\Omega}{\lambda^2}$, appelée mesure de rotation (Rotation Measure en anglais) est aussi souvent utilisée, la longueur d'onde λ étant exprimée en mètres.

En utilisant ces relations, la composante longitudinale B_{\parallel} du champ magnétique peut être mesurée. Pour cela des mesures de l'angle de position de l'onde à au moins trois fréquences distinctes, et assez proches pour éviter les ambiguïtés par des multiples de π dans la rotation, sont effectuées. Puisqu'il faut aussi connaître la densité électronique, les pulsars, qui sont des sources qui émettent des ondes polarisées linéairement par impulsions très courtes, sont employés. Le plasma est dispersif, et la différence exprimée en secondes entre les temps d'arrivée de l'impulsion aux fréquences ν_1 et ν_2 ($\nu_1 > \nu_2$) est donnée par la relation :

$$\Delta t = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \left(\frac{1}{\nu_2^2} - \frac{1}{\nu_1^2}\right) \int_0^L n_e dl, \quad (2.10)$$

où e est la charge de l'électron, m_e la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière dans le vide. Cette dernière relation est employée pour déterminer une mesure de $\langle n_e \rangle$.

Effet synchrotron

Ce rayonnement doit son nom au dispositif accélérateur qui permet de le faire apparaître. Le principe en est le suivant : lorsqu'un électron spirale le long d'une ligne de champ magnétique, sa trajectoire est ellipsoïdale, et l'axe de symétrie de l'ellipse ainsi formée est confondue avec l'orientation du champ magnétique. Soumis à une accélération centripète, l'électron émet alors des ondes électromagnétiques pouvant être particulièrement intenses aux longueurs d'onde radioélectriques. La polarisation, perpendiculaire à l'orientation apparente du champ magnétique, est linéaire ou bien elliptique, et les paramètres de Stokes calculés pour un ensemble d'électrons dépendent alors de la géométrie du problème (angle entre la ligne de visée et le champ magnétique), ainsi que de la loi de distribution des vitesses. Si la polarisation est linéaire elle peut être corrigée de la rotation Faraday. D'autre part si le flux d'électrons relativistes est connu et si la distribution de ces électrons d'énergie E est connue, la fréquence caractéristique du rayonnement synchrotron dans un champ magnétique B est donnée par la relation :

$$\nu_c = \left(\frac{E}{m_e c^2}\right)^2 \frac{3eB}{4\pi m_e c}. \quad (2.11)$$

Pour une revue approfondie sur le sujet et ses manifestations astronomiques, voir Ginzburg & Syrovatskii (1965).

Effet Zeeman

L'effet Zeeman a déjà été présenté à la section 2.1.2.

2.3 Grains de poussières

C'est en 1949 que Hall et Hiltner découvrent indépendamment l'un de l'autre, que la lumière de la plus grande partie des étoiles est partiellement polarisée linéairement de quelques % (voir Hiltner (1949) et Hall (1949)). Ils montrent que cette poussière interstellaire, dont il était déjà connu qu'elle est source de rougissement de la lumière et d'extinction lumineuse, est aussi la cause de la polarisation observée. De nombreuses spéculations sont alors faites sur les origines physiques de la polarisation.

Dans ce qui suit nous allons discuter des caractéristiques générales des grains de poussières dans le MIS, et le lecteur désireux d'en savoir plus sur les grains peut par exemple consulter l'ouvrage de Stepnik (2001). Les différents mécanismes d'alignement possibles des grains sont ensuite présentés, puis suivis d'une description des facteurs pouvant contribuer à réduire le taux de polarisation. Ces diverses notions ont pour but de poser de façon assez sommaire la complexité du cadre dans lequel se situe l'analyse des cartes polarimétriques, ainsi que certaines contraintes qui lui sont inhérentes.

2.3.1 Généralités

Le MIS est constitué de particules solides dispersées à travers le gaz interstellaire. Cette composante minoritaire représente environ 1% de la masse du MIS pour 99% de gaz, atomique ou moléculaire. La taille des grains du MIS va de celle de molécules contenant quelques dizaines d'atomes et de l'ordre du nanomètre (acronyme anglo-saxon VSGs pour Very Small Grains), à celle d'agglomérats de l'ordre du μm et contenant quelques 10^{10} atomes (BGs pour big grains). En terme d'interaction avec le champ de rayonnement et en fonction de leur taille, les grains interstellaires absorbent, diffusent et émettent des ondes électromagnétiques dans des bandes spectrales associées à chacun de ces processus. Ils font ainsi écran à la radiation UV de certaines régions et réémettent l'énergie absorbée dans l'IR et le submm. Les propriétés d'absorption peuvent être expliquées en première approximation par la théorie de Mie. De nombreuses structures spectrales à l'émission permettent de distinguer la nature des différents grains. Leur forme et leur composition chimique est extrêmement variable, et environ deux types de solides contribuent de façon à peu près égale à la masse des grains : le minéral amorphe de silicate et la matière carbonnée.

Dans le MIS, il est important de pouvoir caractériser la dépendance de l'extinction à la longueur d'onde afin de pouvoir corriger les effets de rougissements. Par exemple, l'extinction peut être caractérisée à l'aide de photométrie multicolore sur des étoiles de type spectral connu et permet d'établir des relations du type : $A_V = R_V E_{B-V}$, où $R_V = 3.1 \pm 0.1$ pour les régions diffuses est le rapport de l'extinction totale à l'extinction sélective, avec A_V l'absorption visuelle et E_{B-V} l'excès de couleur (Scheffler, 1988). D'autre part, l'émission IR et submm des grains permet de sonder et de caractériser de façon efficace les régions plus denses en poussière, en particulier dans les régions de formation stellaire et dans les nuages moléculaires où R_V tend à avoir des valeurs supérieures à $R_V \approx 3.1$, la distribution en taille des grains de poussière n'étant pas identiques dans les milieux diffus et dans les milieux plus denses.

2.3.2 Processus d'alignement des grains

Sur la base des observations d'Hiltner, Chandrasekhar & Fermi (1953) interprètent le patron de polarisation obtenu par polarimétrie sur des étoiles distantes comme celui qui serait causé par la présence d'un champ magnétique dirigé le long des bras spiraux de notre galaxie. Une étude basée sur la dispersion angulaire des vecteurs de polarisation permet alors d'évaluer l'intensité du champ à quelques μG (Voir section 3.2.3). Cette estimation est par la suite confirmée par des mesures de rayonnement synchrotron, de l'effet Zeeman ainsi que par des mesures de la rotation Faraday à l'émission à partir de pulsars proches (Manchester, 1974). Or, comme nous l'avons précédemment mentionné la polarisation nécessite la présence d'une dissymétrie dans la ligne de visée. Plusieurs scénarii sont alors proposés afin d'expliquer la présence d'une telle dissymétrie.

Comme nous allons le voir dans ce qui suit, et comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, ces dissymétries peuvent être expliquées par la présence de grains non sphériques

alignés. Le type de l'alignement peut quant à lui être défini par l'une des trois classes suivantes : mécanique, magnétique ou radiatif. Dans ce qui suit nous ne présentons qu'une brève revue des développements de cette théorie, et nous renvoyons le lecteur intéressé par plus de détails à la revue rédigée par Lazarian (2003).

Alignement par des processus mécaniques

La première tentative pour expliquer l'alignement de la poussière par un processus purement mécanique et considérant l'interaction des grains avec un flux gazeux a été proposé par Gold (1952). Dans ce cas, chaque impact d'un atome du gaz avec un grain produit un changement dans le moment cinétique du grain. Le moment cinétique total résultant est perpendiculaire à la vitesse relative du gaz, et est préférentiellement perpendiculaire à l'axe le plus long du grain. Il résulte statistiquement de cette succession d'impacts, que la surface projetée sur le plan du ciel des grains va être alignée avec la direction du flot gazeux. Par la suite, la diffusion ambipolaire fût une modification apportée au mécanisme de Gold (1952) et élaborée par Lazarian (1994) et Roberge et al. (1995). Ce mécanisme tend à aligner l'axe de rotation des grains avec le plan formé par les vecteurs \vec{B} et $v_{rel} \times \vec{B}$, où v_{rel} est le vecteur de la vitesse relative entre le gaz et les grains. Dans ce cas, le profil moyen des grains sur le plan du ciel est allongé dans la direction perpendiculaire au vecteur \vec{B} . D'autres travaux ont été développés dans ce domaine mais globalement toutes ces possibilités ne permettent pas de considérer que ce processus soit universellement applicable (Cho & Lazarian (2005)).

Alignement par des processus magnétiques

La possibilité d'aligner des grains ferromagnétiques comme le seraient des aiguilles de boussoles a tout d'abord été considérée par Spitzer & Tukey (1951), mais dans ce cas l'énergie magnétique comparativement aux énergies cinétiques rotationnelles mises en jeu par les chocs, n'est pas suffisante pour maintenir l'alignement.

Un autre procédé parmi les plus remarquables a été proposé par Davis & Greenstein (1951). Dans ce cas, l'interaction avec le champ magnétique extérieur suggère que les grains composés de quelques % de fer, vont avoir tendance à se relaxer vers un état de plus faible énergie. Le champ magnétique extérieur produit par induction un champ électrique à l'intérieur des grains. Ces grains n'étant pas au repos, les champs électriques induits ne se retrouvent jamais alignés avec celui extérieur au grains. Cela a pour effet de créer un couple dissipatif qui lentement va réduire les composantes rotationnelles perpendiculaire à la direction du champ magnétique extérieur. Ce processus tend donc à aligner l'axe le plus court du grain, c'est à dire celui pour lequel le moment d'inertie est maximal, avec le champ magnétique. Ce mécanisme d'alignement correspond à un processus dissipatif dû essentiellement à la différence de température entre celle du gaz (T_{gaz}) et celle des grains (T_{grains}), et la température attendue des grains est de l'ordre de 10K.

Purcell (1979) remarqua que l'alignement de grains ayant suivi ce processus était moins

susceptible d'être perturbé par des collisions avec le gaz si les vitesses de rotation de ces grains étaient augmentées, indépendamment du fait que l'alignement soit toujours produit avec la même efficacité. Il introduisit alors le concept de rotation suprathermique revenant ainsi à supposer l'existence de processus à même d'augmenter de façon considérable la vitesse de rotation des grains. A cet effet, il proposa (1) l'existence de sites actifs à la surface des grains. Dans ces sites, les atomes d'hydrogène se combinent et forment du dihydrogène qui une fois éjecté va fournir un moment de rotation élevé au grain, (2) l'absorption de photons UV par les grains, ce qui a pour effet d'entraîner l'émission de photoélectrons. A priori, ce second processus s'adresse plus particulièrement à des grains situés dans un environnement proche d'étoiles actives mais n'est probablement pas généralisable aux régions où la formation stellaire n'en est qu'au stade embryonnaire, voir inexistante.

Un apport important des travaux de Purcell (1979) aura aussi été d'avoir identifié un processus de relaxation (effet Barnett) suffisamment rapide ayant pour effet d'aligner l'axe de rotation du grain avec l'axe de moment d'inertie maximal du grain. Dès lors, l'idée que les grains sont toujours en rotation autour de leur axe de moment d'inertie maximal devint alors 'universellement' acceptée. Une conséquence plus générale de ces travaux aura été d'ouvrir le champ à des recherches plus particulières sur les mouvements internes des grains.

Pour résumer, les modèles développés récemment prennent en compte le fait que puisque les grains interstellaires sont de petites tailles et interagissent avec leur environnement (photons absorbés et émis, formation d'hydrogène moléculaire à leur surface, etc...), ils sont soumis à des vitesses de rotation très importantes souvent suprathermiques. A cause de cela, l'effet dominant n'est plus la simple interaction des inclusions paramagnétiques dans le grain en rotation avec le champ magnétique extérieur (mécanisme de Davis et Greenstein), et des mécanismes plus complexes comme la dissipation résonnante des quantas de rotation du grain avec la transition de type Zeeman des spins non appariés du grain (électrons ou noyaux) peuvent devenir prépondérant (e.g. Lazarian, 2000). Des modèles assez complets existent donc maintenant (e.g. Draine & Flatau, 1994) et rendent compte à la fois de la rotation du grain et de son interaction dissipative avec le champ magnétique, en fonction de l'environnement stellaire.

Alignement par des processus radiatifs

Un autre scénario propose l'augmentation de la rotation des grains par des couples radiatifs. Dans ce cas, des grains de formes irrégulières peuvent avoir une hélicité non nulle. Cette géométrie particulière leur permet de diffuser des photons ayant une polarisation circulaire droite ou gauche différemment, ce qui comme dans le cas du mécanisme proposé par Purcell (1979) va créer une augmentation de la rotation des grains (Dolginov & Mitrofanov (1976), Lazarian (1995)). L'étude récemment menée par Draine & Weingartner (1996, 1997) révèle que sous certaines conditions, il est possible d'obtenir des taux de rotation supérieurs à ceux estimés par Purcell (1979), mais aussi que dans la plupart des cas les grains tendent à s'aligner avec leur axe le plus long orienté dans une direction perpendiculaire à celle du champ magnétique,

et ce même en l'absence de processus de relaxation paramagnétique.

Facteur de réduction de la polarisation

Dans le cas de grains alignés magnétiquement, puisque l'alignement n'est pas nécessairement parfait, Draine (1985) a défini le facteur de réduction de la polarisation,

$$\phi \equiv RF \cos^2(\gamma), \quad (2.12)$$

exprimant les effets combinés des facteurs individuels qui tendent à réduire la valeur qu'aurait la polarisation maximale idéale pour une forme et une composition donnée. Le terme $\cos^2(\gamma)$ traduit la réduction due à l'inclinaison du champ magnétique par rapport au plan du ciel. Le facteur de réduction de Rayleigh,

$$R \equiv \left(\frac{3}{2}\right)(\langle \cos^2(\beta) \rangle - \frac{1}{3}), \quad (2.13)$$

défini par Greenberg (1968), donne la réduction due à l'inclinaison, β , avec laquelle le grain précède autour de la direction du champ magnétique. Ainsi pour un alignement parfait, $\langle \cos^2(\beta) \rangle = 1$ et $R = 1$ et pour un alignement aléatoire $\langle \cos^2(\beta) \rangle = \frac{1}{3}$ et $R = 0$. Quant au terme,

$$F \equiv \left(\frac{3}{2}\right)(\langle \cos^2(\theta) \rangle / \frac{1}{3}), \quad (2.14)$$

il traduit la réduction due à la composante turbulente du champ magnétique où θ est l'angle entre le champ local et le champ ordonné.

Dans les faits, le facteur de réduction n'est jusqu'à présent contraint que de façon globale seulement à l'aide de la valeur maximale moyenne de la polarisation à l'émission $P_{e,\max} \approx 10\%$ déterminée statistiquement par des observations dans le submm (voir section 3.2.1).

Conclusion

Tous les mécanismes d'alignement présentés dans cette section sont parmi les plus retenus et permettraient d'expliquer les patrons de polarisation observés en considérant que des grains non sphériques alignés localement créent une dissymétrie dans la ligne de visée. Comme le font remarquer Hildebrand (1988), ainsi que Lazarian (2003), il est important de noter que pour chacun de ces processus (mécanique, magnétique ou bien radiatif) des niches peuvent exister quelque part dans la galaxie en fonction des conditions environnementales locales. Ainsi, si par exemple l'alignement magnétique des grains situés dans le MIS diffus est attesté à l'aide de diverses méthodologies observationnelles convergentes (polarimétrie optique sur des étoiles de champ, mesure de rayonnement synchrotron et mesures de la rotation Faraday sur des pulsars proches), ce mécanisme n'est peut-être plus valable dans les régions plus denses ou

les probabilités de collisions sont statistiquement plus élevés et ou les effets probables de la turbulence ne sont peut être pas négligeables.

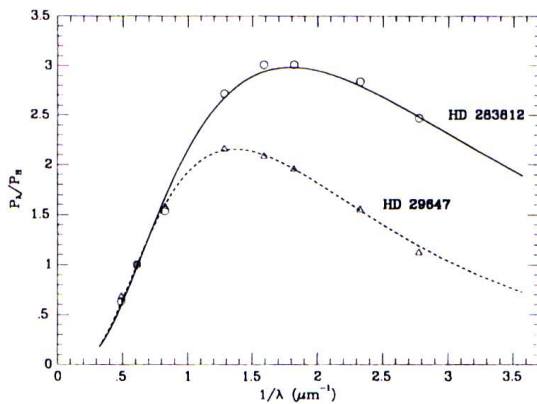
2.4 Variations de la polarisation linéaire avec la longueur d'onde

Il est pratique afin de décrire la dépendance spectrale de la polarisation linéaire de distinguer différents domaines de longueurs d'onde. Nous allons dans ce qui suit considérer le domaine visible - proche IR (0.35 à 2.2 μm), le domaine IR (2.2 à $\approx 10 \mu\text{m}$) et le domaine submm ($\sim 100 \mu\text{m}$ et plus).

2.4.1 Visible - IR proche, et loi de Serkowski

Les mesures de polarisation faites sur de nombreuses étoiles à travers diverses bandes passantes permettent d'établir la dépendance spectrale de la polarisation linéaire produite par la poussière du MIS. Ce type de dépendance permet, comme nous pouvons en voir un exemple sur la figure 2.2, de tracer la courbe de polarisation associée à une étoile où, $P(\lambda)$, est le pourcentage de polarisation exprimé en fonction de λ^{-1} exprimé en μm^{-1} . Dans le visible ces différentes courbes ont la forme d'un pic large et asymétrique. Le maximum de polarisation, P_{max} , correspond à une longueur d'onde λ_{max} dont les valeurs varient typiquement d'une étoile à l'autre entre 0.4 et 0.8 μm autour d'une valeur moyenne de 0.55 μm (Whittet, 1996).

FIG. 2.2 – Courbes de polarisation interstellaire pour deux étoiles dans le nuage du Taureau (Whittet, 1996).



Ces observations peuvent être exprimées par la loi de Serkowski :

$$\frac{P(\lambda)}{P(\text{max})} = \exp\left[-K \ln^2\left(\frac{\lambda_{\text{max}}}{\lambda}\right)\right], \quad (2.15)$$

où K est un paramètre permettant de déterminer la largeur de la courbe. Avec l’extension des mesures jusque dans le proche IR, la valeur initiale de $K = 1.15$ est devenue $K = c_1 \lambda_{\max} + c_2$ avec, $c_1 = 1.66 \pm 0.09$ et $c_2 = 0.01 \pm 0.05$ (Whittet et al., 1992). Cette dernière relation traduit que la largeur de la courbe de polarisation diminue lorsque λ_{\max} augmente. La corrélation entre K et λ_{\max} peut s’interpréter comme un changement dans la taille, et/ou comme un rétrécissement dans la distribution en taille des grains qui évoluent différemment en fonction de l’environnement où ils se trouvent.

L’intérêt d’une telle représentation empirique est lié à la quantité physique λ_{\max} reliée à la taille moyenne des grains. En effet, pour des grains diélectriques idéaux d’indice de réfraction n , nous avons $\lambda_{\max} \approx 2\pi(n-1)a$ où a est une dimension moyenne typique des grains. De façon générale, la polarisation par absorption dichroïque est dominée à une longueur d’onde donnée λ par des grains de dimension $\sim \frac{\lambda}{2\pi(n-1)}$. Ainsi, le pic $P(\lambda_{\max})$ entre l’UV proche et l’IR proche résulte de l’effet combiné de la distribution en taille des grains et de l’efficacité de leur alignement en fonction de cette taille. Dans ce sens, le déficit de polarisation dans l’IR s’explique par la présence d’un nombre de ‘gros’ grains moins important que celui des grains ‘moyens’ dont les effets combinés sont mesurés. De même le déficit dans l’UV s’explique par des grains qui, bien qu’abondants, sont moins efficacement alignés que les grains plus larges (Mathis, 1986). La variation de λ_{\max} d’une étoile à l’autre s’expliquerait par des fluctuations dans la distribution en taille des petits grains, dans la distribution de leur forme, ou bien encore par des efficacités d’alignement variables.

2.4.2 Polarisation dans le domaine IR

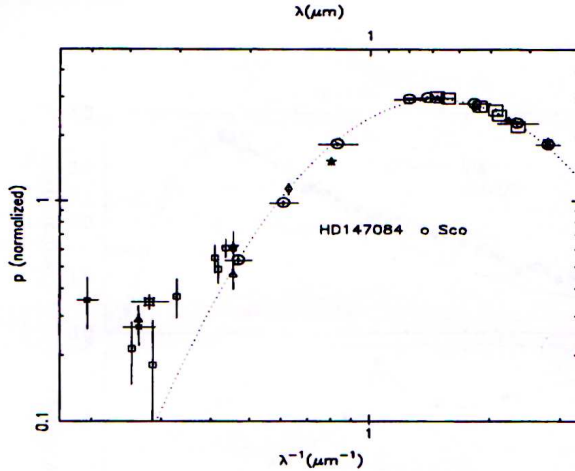
Le développement de l’instrumentation IR débuté il y a quelques décennies a permis d’étendre les mesures de polarisation à des longueurs d’onde comprises entre 3 et 5 μm (voir Jones, 1990; Nagata, 1990). Contrairement à ce qui aurait pu être supposé, une déviation à la loi empirique de Serkowski a lieu lorsque $\lambda > 2.5\mu\text{m}$. On observe ce comportement sur la figure 2.3 pour $\lambda^{-1} < 0.4 \mu\text{m}^{-1}$. Au delà de cette valeur, une meilleure représentation de la dépendance spectrale de la polarisation est exprimée par la loi de puissance :

$$P(\lambda) \propto \lambda^{-\beta}, \quad (2.16)$$

où l’indice de puissance β est typiquement compris entre 1.6 et 2.0. Cette relation permet de bien paramétrer les observations entre $\lambda = 1$ et 5 μm , par contre il n’existerait pas de corrélation entre β et λ_{\max} .

Le comportement invariant de la loi de Serkowski sur un vaste domaine de longueurs d’onde, et pour des environnements extrêmement variables, la rend donc en quelque sorte universelle (Whittet, 1996). De ce fait, et conjointement à des mesures spectroscopiques, la polarisation associée avec la raie de résonance en absorption à 3.1 μm d’eau sous forme de glace, de même que celle à 9.7 μm de poussière de silicate apparentes dans les nuages moléculaires, a permis de déduire que des grains de poussières de silicate ou bien recouverts de ‘glace’ peuvent être

FIG. 2.3 – Courbe de polarisation pour HD 147084 (*o* Sco) avec $\lambda_{\max} = 0.68\mu\text{m}$ (Whittet, 1996).



alignés par les champs magnétiques dans ces environnements (Aitken, 1996).

Cela dit, l'interprétation du mécanisme de polarisation dans le domaine IR proche et IR moyen reste à aborder avec précautions. En effet dans ce domaine de longueurs d'onde, la possibilité d'observer des nébuleuses en réflexion suggère que les grains ne peuvent devenir totalement absorbant à ces fréquences (e.g. Minchin et al., 1991). Cependant dans certains cas, la séparation des deux composantes de polarisation par absorption et par émission semble pouvoir être effectuée de façon relativement robuste (Aitken, 1996). Le profil en absorption apparaît alors comme indépendant de la source et l'angle de position de la polarisation qui lui est associé est lui aussi constant, c'est à dire indépendant d'un "vrillage" possible de l'alignement des grains le long de la ligne de visée. De plus, mais bien que les statistiques à ce sujet soient limitées, il apparaît que la polarisation par émission est souvent associée à des régions ionisées et beaucoup moins à d'autres types de régions.

2.4.3 Polarisation dans le domaine submm

Dans ce domaine de longueurs d'onde, nous nous attendons à ce que le degré de polarisation soit indépendant de λ puisque l'émission de la poussière est produite à des longueurs d'ondes suffisamment élevées pour que le milieu traversé soit usuellement considéré comme optiquement mince. P n'est plus alors dépendant que de l'efficacité d'alignement des grains, ainsi que de la morphologie du champ magnétique. En faisant l'hypothèse de grains alignés magnétiquement, ce point de vue est proposé par Hildebrand (1988) dans une approche théorique conjointe aux observations.

Celui ci propose que pour des nuages idéalisés dans lesquels se trouvent des grains uniformes de forme sphéroïdale quelconque ayant pour paramètres de forme, L_j , (voir equation 2.6)

pouvant avoir leur composition caractérisée globalement par une fonction diélectrique, $\epsilon(\lambda)$, et ayant des paramètres d'alignements (β, γ) quelconques (voir les équations 2.12 et 2.13), la polarisation dans le cas où $\lambda \gg a$ est donnée complètement par les expressions 2.5, 2.7 et 2.8.

A l'aide de ce formalisme, nombre d'incertitudes reliant la polarisation aux propriétés des grains disparaissent si nous considérons les rapports de polarisation pour différentes longueurs d'onde u et v . Par contre, ces informations sont différentes suivant ce que l'on compare, et il faut distinguer les trois cas possibles suivants : $P_{abs}(u)/P_{abs}(v)$, $P_{em}(u)/P_{em}(v)$ et $P_{em}/(P_{abs}/\tau)$.

- Le premier cas avec u et v dans l'IR est indépendant de l'alignement des grains, de la taille des grains ainsi que de la profondeur optique. Aux alentours des raies en absorption, le rapport dépend fortement des valeurs choisies pour u et v , de la forme et de la nature des grains. Observationnellement, il faut s'assurer que d'autres effets que la polarisation par absorption ne se manifestent pas.

- Le deuxième cas s'adresse à des nuages opaques dans le visible mais considérés comme transparents dans le submm et pour lesquels, la polarisation à l'émission par des grains de silicates est indépendante de λ quelle que soit la forme des grains. Pour un type de grains donnés, le rapport des polarisations est donc quasiment indépendant du degré et de la direction de l'alignement. Dans le cas où les longueurs d'onde u et v sont de part et d'autre du pic de l'émission thermique, le rapport des polarisations doit être considérablement différent de l'unité si des grains ayant tendance à s'aligner différemment ou bien encore, ayant des élongations différentes sont à des températures différentes (voir section 3.2.2).

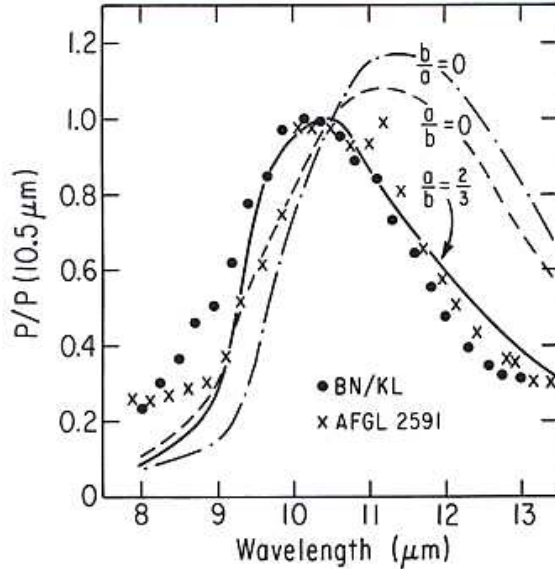
- Le dernier cas est lui aussi relativement indépendant de l'alignement des grains pour un type de grains donnés. L'utilité d'un tel rapport est limité par les larges incertitudes sur la mesure de τ dans l'IR et par les mesures elles-mêmes qui ne permettent pas d'échantillonner des densités de colonnes de poussière équivalentes. Si ce problème peut être résolu, ce rapport permet de contraindre les fonctions diélectriques sur un large domaine de longueurs d'onde, en particulier pour des 'mixture' de grains.

Or, la plupart de ce que nous connaissons des grains provient de la spectropolarimétrie aux alentours des raies de résonance de la poussière à ~ 3 et $10 \mu\text{m}$. Draine & Lee (1984) ont utilisé les spectres d'absorption et de polarisation afin d'établir que les grains sont modérément de forme *oblate*. Le spectre de polarisation est paramétré avec des grains sphéroïdaux *oblates* avec le rapport arbitraire $a/b = 1/2$. Sur cette base et à l'aide du formalisme précédent Hildebrand & Dragovan (1995) utilisent le rapport

$$P_e(\lambda_1) = AP_a(\lambda_2)/\tau(\lambda_2), \quad (2.17)$$

où $A = P_e(\lambda_1)/P_e(\lambda_2)$ est calculé de façon à traduire la dépendance de P_e à la fonction diélectrique et à la forme des grains. Les fonctions diélectriques utilisées sont celles tabulées par Draine (1985) pour le graphite et le "silicate astronomique". Ces auteurs montrent ainsi que le maximum de pourcentage de polarisation $P_e(\text{max}) \approx 9 - 10\%$ observé à l'émission thermique à $100 \mu\text{m}$ est en accord avec les valeurs de P_a/τ à $2.2 \mu\text{m}$ ce qui tend à confirmer les modèles de grains de Mathis et al. (1977) et Draine (1985). Le modèle exclut les grains de

FIG. 2.4 – Résultats de la photopolarimétrie près de la raie de résonance à $9.7\mu\text{m}$ pour deux objets, et comparaison des spectres calculés et mesurés pour trois valeurs de rapport d'axes (Hildebrand & Dragovan, 1995).



forme *prolate*. Le meilleur rapport pour des grains *oblate* est $a/b \approx 2/3$ pour deux régions (Voir figure 2.4). En considérant cette valeur, le facteur de réduction de la polarisation ϕ (voir équation 2.12) est ≈ 0.25 . Ce dernier résultat est consistant avec la valeur maximale calculée par Lazarian (1994) et Roberge et al. (1995) pour un alignement par diffusion ambipolaire. De plus, si la polarisation observée, P , est proche de P_{max} , il est possible de mettre une limite, $\gamma \geq \arcsin(P/P_{\text{max}})^{1/2}$, à l'inclinaison du champ par rapport à la ligne de visée.

De façon générale, cette approche permet donc de contraindre certains paramètres liés aux grains à l'aide de modèles et de résultats d'observations. Nous verrons dans la section suivante qu'il est possible de commencer à avoir une idée de l'évolution des spectres de polarisation dans les nuages à partir d'un échantillon restreint de sources. D'autre part, l'émission de la poussière est usuellement considérée comme optiquement mince, ce qui implique que le degré de polarisation ne dépendrait que de l'efficacité d'alignement des grains et de la morphologie du champ. Cette hypothèse impliquant l'indépendance à la longueur d'onde du degré de polarisation dans le domaine submm (e.g. Hildebrand, 1988) va également être discutée dans le contexte des observations.

2.5 Conclusion

Nous disposons donc de plusieurs méthodes pour obtenir des informations de nature diverse sur les champs magnétiques présents dans le MIS. En ce qui concerne leur étude par polarimétrie, il est important pour pouvoir correctement interpréter les cartes de polarisation, de distinguer la polarisation par absorption dichroïque de celle par diffusion simple ou multiple. La polarisation à l'émission ayant lieu dans l'IR lointain et aux longueurs d'onde supérieures ne suscite pas ce type de problèmes, car dans ce domaine de longueurs d'onde la diffusion n'est pas à considérer. De plus, il nous faudrait dans la mesure du possible pouvoir distinguer entre les différents mécanismes d'alignement possibles des grains en interaction avec le milieu extérieur afin de pouvoir remonter à l'orientation des champs magnétiques sur le plan du ciel. Bien qu'il n'y ait à priori pas de méthode directe pour cela, nous ferons généralement l'hypothèse qu'il existe une corrélation entre l'orientation des grains de poussières et celle du champ magnétique interstellaire local. A cet égard, Berkhuijsen et al. (1964) ont montré que dans les bras spiraux de la galaxie, il y a orthogonalité entre la polarisation produite par absorption sélective et celle produite à l'émission par effet synchrotron. Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, à défaut de montrer que les grains sont alignés magnétiquement, cette comparaison montre clairement qu'il existe une corrélation entre l'orientation des grains et celle du champ magnétique telle que déduite en projection sur le plan du ciel. Cette corrélation sera extrapolée et souvent généralisée dans les milieux plus denses rencontrés dans le MIS.

Chapitre 3

Bilan des observations et problématique de thèse

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux structures des champs magnétiques telles qu’elles apparaissent du point de vue des observations à des longueurs d’onde visible, IR et submm. Nous discuterons ensuite des deux principales classes de modèles traitant des nuages moléculaires et permettant de produire des cartes polarimétriques. Dans ce contexte nous expliquerons ce qui a originellement motivé ce travail puis la problématique de thèse à laquelle nous avons décidé d’essayer de répondre. Au passage nous introduirons des sous problématiques inhérentes au contexte dans lequel se situe notre travail et pour lesquelles nous avons aussi réussi à apporter quelques éléments de réponse.

3.1 Observations par polarimétrie linéaire dans le visible et l’IR proche

3.1.1 Revue des observations

Comme nous l’avons vu dans la section précédente, les nombreuses observations polarimétriques faites dans le visible depuis une cinquantaine d’années ont permis d’établir la dépendance spectrale de la polarisation par la loi de Serkowski par observation d’étoiles de champ. Dans les faits, la polarisation par absorption dichroïque permet d’étudier la structure des champs magnétiques à différentes échelles allant de celle du champ macroscopique galactique de la Voie-Lactée (e.g. Mathewson & Ford, 1970) à celle de champs localement associés à des nuages individuels (e.g. Goodman et al., 1990).

Dans les années 1970, il était supposé que des observations faites sur des étoiles à la périphérie de nuages sombres permettraient de cartographier le champ magnétique en projection sur le plan du ciel, puisque virtuellement toute la poussière le long de la ligne de visée serait localisée à la distance du nuage. Les premières cartes furent faites par Vrba et al. (1976), et à la même époque, il devenait apparent que les champs magnétiques jouent un rôle important dans les processus de formation stellaire (Mouschovias, 1976a,b). Cependant l’étude de la relation polarisation versus extinction montre que de telles attentes sont peut-être optimistes. Nous discuterons de cette problématique dans la section suivante.

Auparavant, une liste non exhaustive des observations polarimétriques faites dans le domaine du visible autour de nuages moléculaires est présentée dans le tableau de la figure 3.1. Les noms des différentes régions ainsi que leur limites spatiales sont données dans la colonne 1 et dans les colonnes 2 à 5 respectivement. Le nombre total de mesures polarimétriques N_{tot} est donné dans la colonne 6. Les orientations moyennes des angles de polarisation ($\bar{\Theta}_E$) ainsi que les dispersions (s) sur ces mesures sont présentées dans les colonnes 7 et 8. Le lecteur intéressé pourra trouver les détails des références dans l’article de Myers & Goodman (1991b). Dans la colonne 9 de cette table, les types de “ patrons de polarisation ” classés de 1 à 5 correspondent à ce qui suit : 1 - une direction moyenne unique de la polarisation et une dispersion spatiale uniforme autour de la moyenne sur toute la région ; 2 - deux directions distinctes ayant des dispersions comparables, suggérant la présence d’un second nuage dans certains

cas ; 3 - deux directions ou plus, chacune dans une zone distincte de celle de son voisin ; 4 - deux régions ayant des dispersions distinctes, mais avec une orientation moyenne clairement visible seulement dans la région de faible dispersion ; 5 - une large dispersion avec aucune direction moyenne privilégiée apparente. A elle seule, cette classification illustre la variété de cas pouvant être rencontrés. Finalement nous concluons en remarquant que lorsqu'une direction moyenne est clairement identifiable, elle ne suit pas à priori de direction privilégiée par rapport à l'orientation du filament sur le plan du ciel tel que vu sur une carte visible.

FIG. 3.1 – Liste des nuages moléculaires à la périphérie desquels des observations polarimétriques ont été menées dans le domaine du visible. Ce Tableau est extrait de Myers & Goodman (1991b)

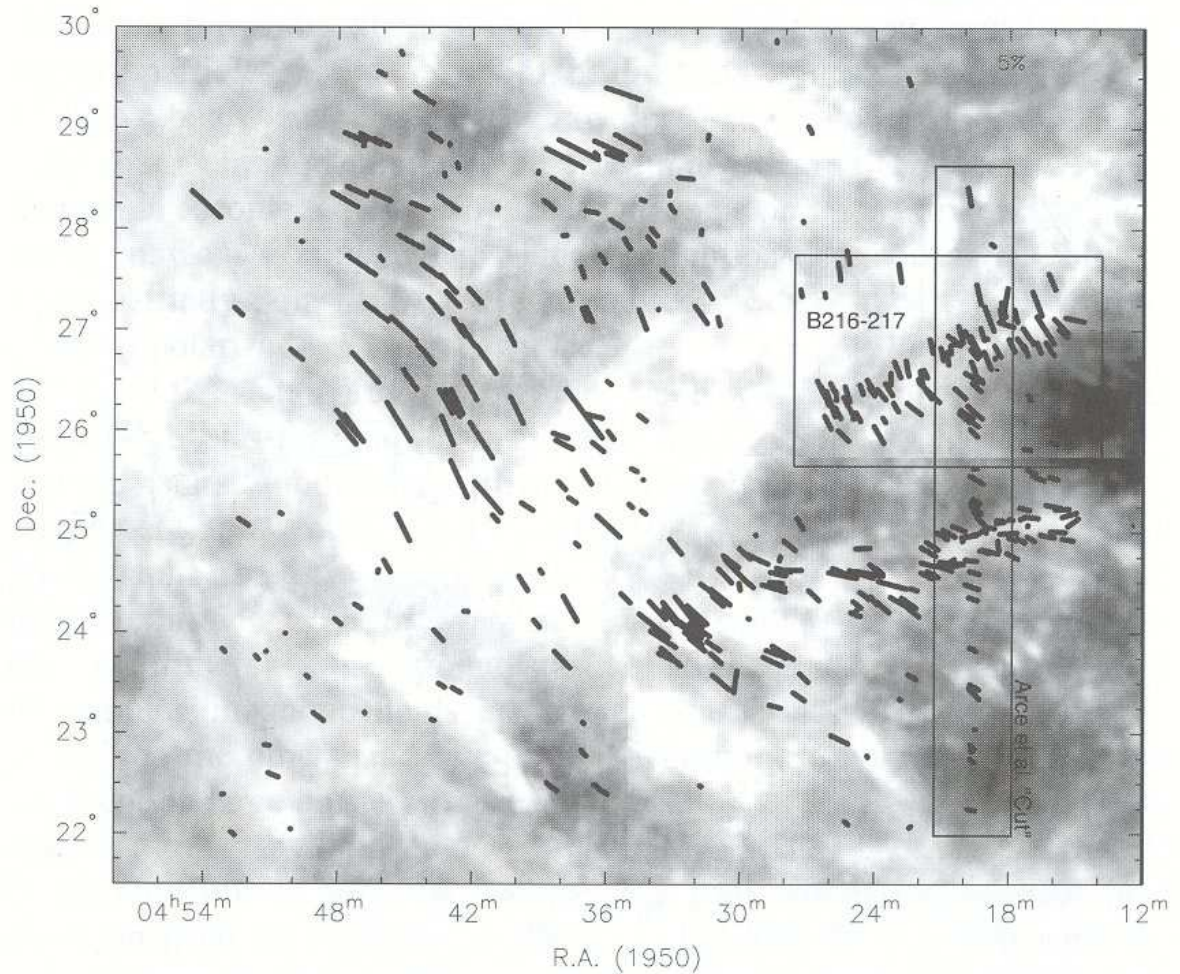
DISTRIBUTIONS OF OPTICAL POLARIZATION ANGLE									
REGION (1)	R.A.(1950)		Decl.(1950)		N_{tot} (6)	$\bar{\Theta}_E$ (7)	s (8)	SPATIAL PATTERN TYPE (9)	REFERENCES (10)
	Minimum (2)	Maximum (3)	Minimum (4)	Maximum (5)					
A. Clouds without Clusters									
Lupus 4	15 ^h 53 ^m 3	16 ^h 05 ^m 8	-42°30'	-41°20'	42	22° ± 1°	0.16 ± 0.01	1	1
Chamaeleon 2	12 51.5	13 05.8	-77 40	-76 40	79	117 ± 1	0.18 ± 0.01	1	1
GF 7	20 53.2	21 06.8	46 30	50 20	29	31 ± 1	0.18 ± 0.02	3	2
L1755	16 36.0	16 46.0	-22 30	-21 00	48	58.6 ± 0.4	0.21 ± 0.01	1	3
Chamaeleon 1	10 50.9	11 12.0	-77 40	-75 45	124	125 ± 1	0.22 ± 0.01	1	1
B18	04 22.2	04 33.9	23 20	25 20	62	55 ± 1	0.23 ± 0.01	3	4
B216	04 15.1	04 26.2	25 55	27 45	57	28 ± 1	0.26 ± 0.01	1	4
B1 + B3 + B5	03 28.0	03 48.0	29 50	32 50	32	147 ± 3	0.27 ± 0.04	2	3
L1506	04 15.0	04 22.0	24 40	25 25	38	77 ± 1	0.30 ± 0.02	2	3
GF 23	19 00.9	19 09.5	-38 15	-36 45	29	90 ± 2	0.37 ± 0.02	1	5, 6
L204	16 43.3	16 48.0	-14 20	-09 20	49	71 ± 2	0.40 ± 0.03	3	7
L1641	05 32.3	05 42.6	-09 45	-06 05	71	121 ± 3	0.42 ± 0.04	3	8
Lupus 1	15 34.6	15 44.9	-35 13	-33 00	98	50 ± 2	0.43 ± 0.04	3	1
Lupus 2	15 51.8	15 58.6	-38 00	-37 05	54	40 ± 5	0.5 ± 0.1	4	1
L1689	16 27.0	16 33.0	-25 30	-24 00	29	61 ± 8	0.7 ± 0.1	5	9
B. Clusters									
α Per	02 40.0	03 35.0	45 00	52 00	83	118 ± 1	0.29 ± 0.01	1	10
HR 5999	15 59.2	16 12.3	-39 26	-38 17	54	178 ± 1	0.32 ± 0.02	3	1, 11
HD 147889	16 20.0	16 27.0	-25 00	-23 30	32	40 ± 4	0.4 ± 0.1	3	9, 12
NGC 1333	03 24.1	03 27.6	30 45	31 35	38	98 ± 7	0.5 ± 0.1	5	9
NGC 6726	18 54.5	19 00.9	-38 15	-36 45	32	52 ± 16	0.9 ± 0.3	5	5, 13
C. Complexes									
Chamaeleon	(Chamaeleon 1 + Chamaeleon 2)				203	121.1 ± 0.4	0.22 ± 0.01	1	1
Ophiuchus	16 19.0	16 46.0	-25 15	-21 00	166	54 ± 2	0.34 ± 0.03	4	3, 9
Taurus	04 15.0	04 54.0	22 00	30 00	339	48 ± 1	0.43 ± 0.01	3	3, 4, 14
Lupus	(Lupus 2 + HR 5999 + Lupus 4)				150	16 ± 2	0.47 ± 0.03	...	1, 15
Perseus	03 20.5	03 46.0	29 50	32 50	41	149 ± 9	0.7 ± 0.1	2, 5	3
Corona Australis	(NGC 6726 + GF 23)				61	86 ± 6	0.9 ± 0.1	4	5, 13, 16

3.1.2 Analyse des cartes

La figure 3.2 montre un exemple du type de carte que nous pouvons obtenir par polarimétrie. Les vecteurs de polarisation linéaire ont généralement une distance proportionnelle à une échelle ayant un pourcentage de polarisation P donné (dans ce cas ci l'échelle n'est pas représentée) et leur orientation est indiquée par un angle de position de la polarisation, θ , conventionnellement compté positivement du nord vers l'est et compris entre 0° et 180° (voir

section 2.1.1).

FIG. 3.2 – Carte de polarisation dans le visible dans Taurus, superposée à une carte ISSA à $100\mu\text{m}$. Rectangle horizontal : complexe de nuages sombres B216-217. Rectangle vertical : coupe étudiée par Arce et al. (1998).



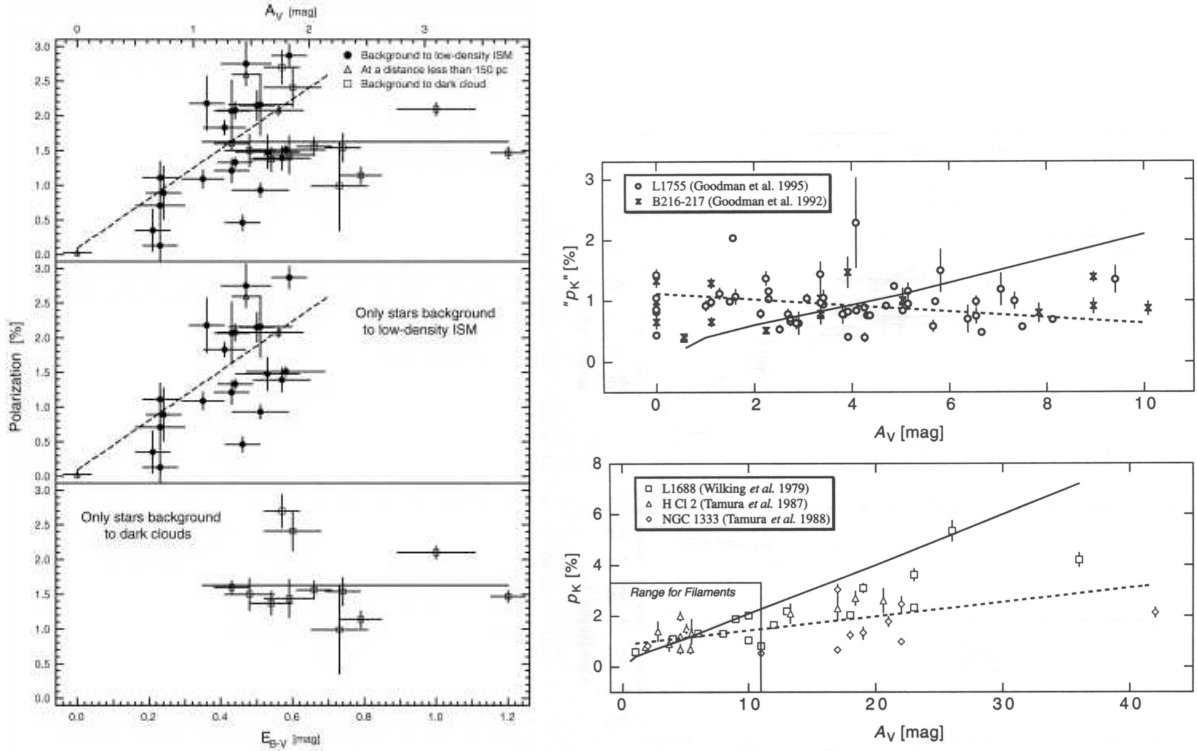
L'interprétation des cartes de polarisation dépend de façon critique de comment et où nous allons supposer que la polarisation est produite. Dans un premier temps, le cas idéal est d'avoir accès à suffisamment d'informations de façon à s'assurer que le rayonnement polarisé linéairement est produit par absorption dichroïque. C'est le cas si des observations conduites à plusieurs longueurs d'onde permettent de paramétrer les observations par la loi de Serkowski (voir section 2.4.1). La même conclusion peut être faite mais de façon moins rigoureuse si, pour une longueur d'onde donnée, des observations ne montrent pas de variations temporelles de l'angle de position de la polarisation ou bien du taux de polarisation, ou bien encore de

façon statistique si l'angle de position de la polarisation d'un objet est proche de la valeur moyenne des angles de position de la polarisation d'un échantillon statistique montrant une faible dispersion.

Par la suite, puisque nous avons besoin de savoir quelle quantité de poussière ayant une efficacité de polarisation particulière est située à telle position dans la ligne de visée, il est intéressant de pouvoir estimer ou bien déduire la distribution en densité de poussière le long de la ligne de visée. Quantitativement cette distribution est paramétrisable par un coefficient d'extinction, A_λ (voir section 2.3.1). L'utilisation du rapport, (P_λ/A_λ) , permet alors d'estimer l'efficacité moyenne de polarisation le long d'une ligne de visée donnée. Idéalement, ce rapport est un moyen empirique de déterminer l'efficacité moyenne du mécanisme d'alignement des grains, mais aux vues des indéterminations sur notre connaissance du champ magnétique le long de la ligne de visée et malgré plusieurs tentatives (e.g. Gerakines et al., 1995), il n'est pas encore possible de modéliser de façon sûre la polarisation pour une ligne de visée donnée. Ajoutons qu'à cela la forme des grains peut changer d'une ligne de visée à l'autre, à moins que cela ne soit leur taille qui varie en fonction de la distance à l'observateur. D'autre part, les résolutions des observations ne permettent pas toujours d'attribuer un sens physique aux patrons de polarisation obtenus. C'est par exemple le cas sur la figure 3.2 où l'échelle apparente est d'environ 10 pc. Dans certains cas particuliers, ce problème peut en quelque sorte être détourné en considérant que sur de très longues lignes de visée, les efficacités de polarisation vont se moyennner et permettre de modéliser le champ magnétique en considérant un alignement "parfait" des grains correspondant en fait à une efficacité d'alignement constante (e.g. Jones et al., 1992). Ce type d'approche s'intéresse au champ magnétique galactique sur de grandes échelles, mais des cartes polarimétriques ont aussi été faites sur des régions plus localisées du MIS.

A propos du rapport, (P_λ/A_λ) , il apparaît au terme d'observations que dans le visible, la polarimétrie effectuée sur des étoiles ne permettrait pas de sonder des grains alignés pour des extinctions allant au delà de $A_V \approx 2$. Comparativement il est possible avec des observations proche IR de sonder des régions correspondant à des valeurs d'extinction allant jusqu'à $A_V \sim 40$. La partie gauche de la figure 3.3 montre la relation polarisation-extinction construite à partir de la coupe (rectangle vertical de la figure 3.2) dans le complexe de nuages du Taureau. Les étoiles situées derrière le MIS de "faible densité" permettent de définir un comportement linéaire de P avec A_V , alors que celles situées derrière les nuages froids ne montrent pas d'augmentation de la polarisation avec l'extinction. Ce dernier comportement est visible sur la partie droite de la figure 3.3 pour plusieurs autres régions observées en bande K. La ligne continue montre la variation attendue, dans l'hypothèse qu'il y a équipartition d'énergie entre les composantes uniforme et non uniforme du champ magnétique, telle que développée dans le modèle de Jones et al. (1992) alors que la ligne en pointillés reflète le comportement statistique des données. Arce et al. (1998) identifient le point de rupture entre les deux régimes de la figure de gauche pour $A_V = 1.3 \pm 0.2$ mag. L'interprétation de ces résultats impliquerait que l'efficacité de polarisation dans les parties sombres des nuages est très faible comparativement à celle dans les régions moins opaques, et que passé le point de rupture, il n'est pas possible de déduire la structure du champ magnétique dans les régions où la densité de poussière est très

FIG. 3.3 – Relations entre la polarisation et l’extinction. Dans le visible avec $A_V = 3.1E_{B-V}$ pour la figure de gauche (Arce et al., 1998) et dans la bande K pour celle de droite (Weintraub et al., 2000).



dense. Cependant, l’étude de Hildebrand & Dragovan (1995) (voir section 2.4.3) où le rapport d’axe des grains, a/b , est contraint à partir de la valeur moyenne maximale observée de la polarisation à l’émission P_e , bien que s’adressant à des régions où la polarisation est élevée montre qu’il est difficile d’évaluer jusqu’à quel point la déficience de polarisation obtenue après le point de rupture peut être attribuée à des changements intrinsèques des grains dans les noyaux denses des nuages ou bien peut être attribuée à des conditions défavorables dans l’environnement des grains.

Pour espérer pouvoir obtenir des informations sur la structure des champs magnétiques dans des régions de densité supérieure à celle du MIS diffus, il convient donc d’effectuer de la polarimétrie à des longueurs d’onde plus grandes, puisque dans ces régions nous savons que virtuellement toute l’émission provient d’une région particulière de la ligne de visée (Hildebrand, 1996).

3.2 Observations par polarimétrie linéaire dans l’IR lointain et le submm

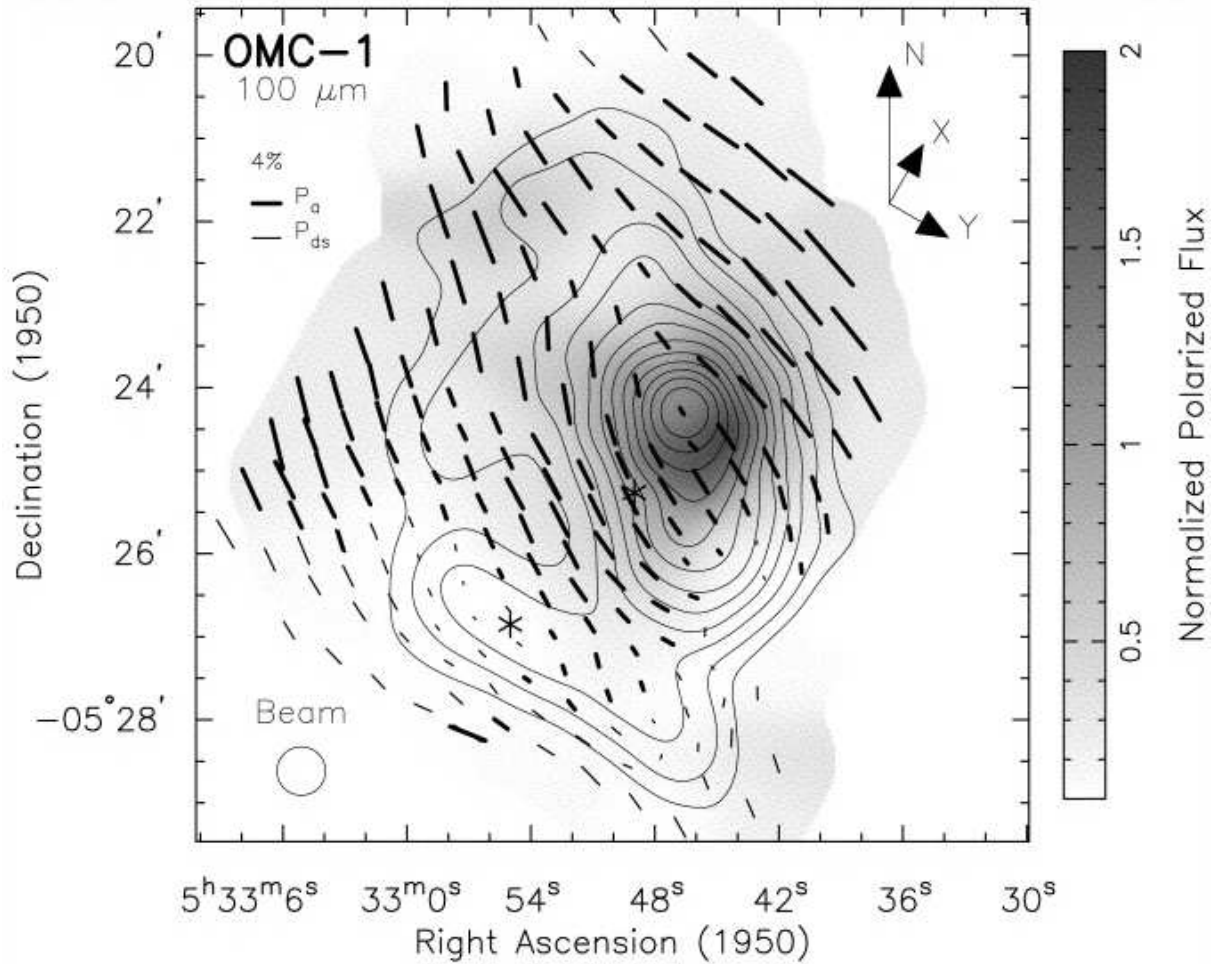
3.2.1 Revue des observations

De façon globale les vecteurs de polarisation sont généralement mieux ordonnés à partir des observations submm que ce que nous montrent les résultats des observations de la polarisation visible faites dans les régions inter-nuages (Hildebrand, 1996). Les densités de colonnes nécessaires aux observations limitent les observations aux nuages moléculaires chauds ($T_{\text{grains}} \sim 50K$) et aux sites actifs de formation stellaire. Avec les résolutions spatiales accessibles actuellement, il est possible de tracer les structures des champs magnétiques à des échelles allant d’environ 0.05 pc dans Orion à 1 pc dans Sagittarius B2 (Weintraub et al., 2000).

Parmi les régions les plus étudiées, nous pouvons mentionner les nuages moléculaires situés dans Orion A (OMC-1, 2, 3 et 4) et Orion B ainsi que ceux situés près de la région HII dans M17. La plupart des mesures submm actuelles proviennent d’observatoires terrestres tels que le James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) ou bien le Caltech Submillimeter Observatory (CSO) ou bien encore d’observatoires à bord de navettes comme le Kuiper Airbone Observatory (KAO). Elles permettent généralement de prendre des mesures centrées sur les longueurs d’onde $\lambda = 60, 100, 350, 450$ et $850 \mu\text{m}$ avec des résolutions de l’ordre d’une dizaine de minutes d’arc. Une revue des observations effectuées avec le KAO a été réalisée par Dotson et al. (2000), couvre 12 nuages galactiques distincts et présente 1100 mesures individuelles. Sous l’hypothèse que les nuages sont optiquement minces au rayonnement submm, ce type de compilation permet de commencer à établir statistiquement qu’elle est la valeur maximale de la polarisation qu’un observateur peut s’attendre à mesurer. Une valeur maximale moyenne de la polarisation à l’émission $P_{e,max} \approx 9 - 10\%$ a été retenue par Hildebrand et al. (1999) ; elle permet de mettre des contraintes sur l’efficacité d’alignement des grains (voir Hildebrand & Dragovan (1995) ainsi que la section 2.4.3) et de ‘calibrer’ la méthode développée par Houde et al. (2004) afin de pouvoir estimer l’orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée (voir la section 2.1.2). Notons finalement que des observations faites à l’aide d’expériences ballons sur des régions plus diffuses que celles accessibles depuis le sol commencent aussi à devenir accessibles (e.g. Benoît et al., 2004).

Quelques exemples

les figures 3.4 et 3.5 montrent deux exemples de cartes du rayonnement polarisé émis par les grains de poussières à des longueurs d’onde submm. La première couvre la région OMC-1 avec des longueurs d’onde centrées autour de $100 \mu\text{m}$. La seconde carte couvre la région OMC-3 avec des longueurs d’onde centrées autour de $850 \mu\text{m}$. Les patrons de polarisation, bien que plus complexes le long des filaments localisés dans OMC-3 que dans la région OMC-1, apparaissent très structurés sur les deux cartes.

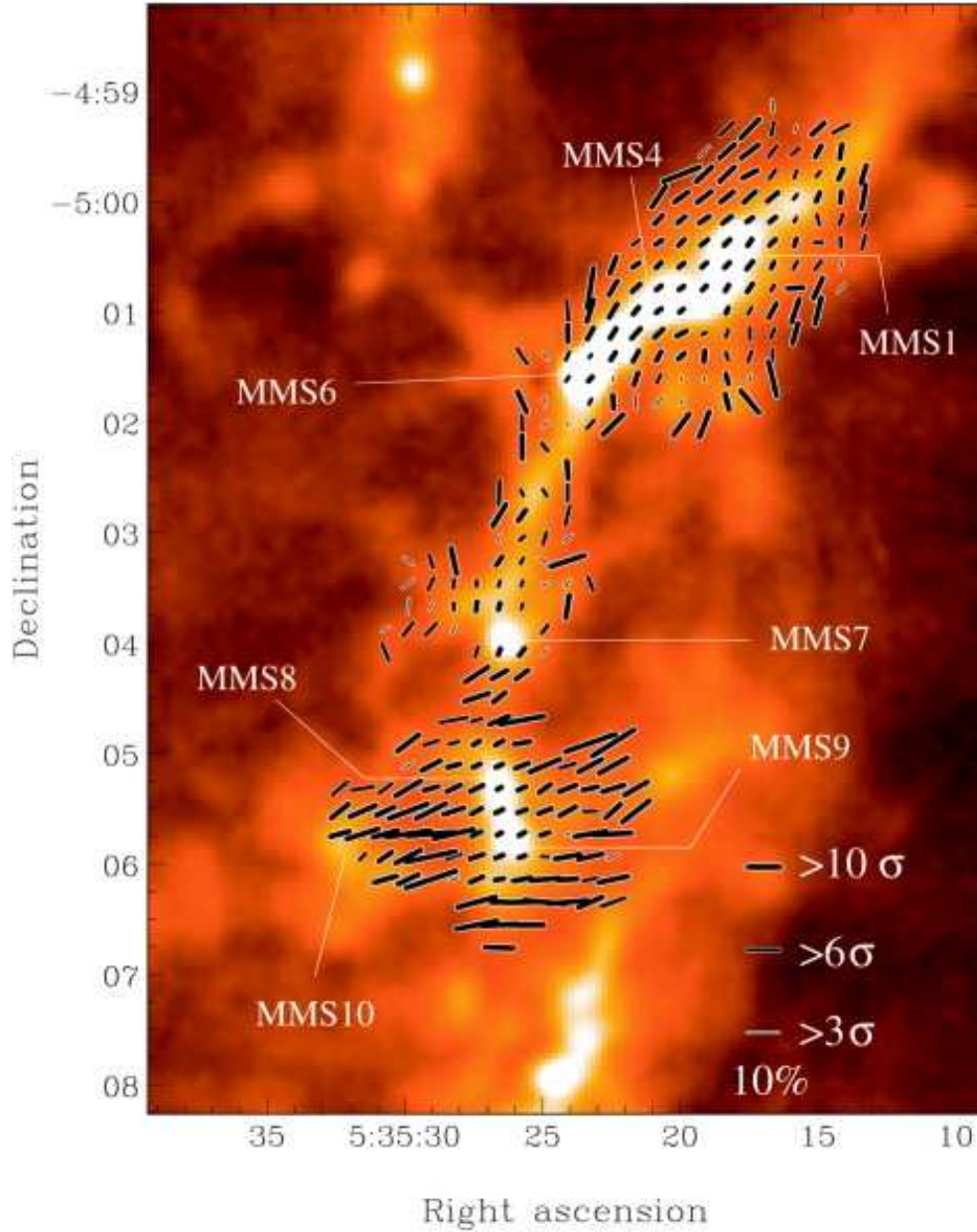
FIG. 3.4 – Carte de la polarisation à $100\mu\text{m}$ dans OMC-1 (Schleuning, 1998).

3.2.2 Analyse des cartes

Cas de variation des angles de position de la polarisation avec la longueur d'onde

Si nous regardons les cartes polarimétriques, en fonction des régions observées dans les nuages et des longueurs d'onde choisies, des comportements différents apparaissent. Ainsi par exemple, en première approximation les résultats des "patrons" angulaires de polarisation pour la partie centrale d'Orion à 100 , 450 , et $1300 \mu\text{m}$ sont les mêmes (voir Hildebrand, 1996)), mais des changements significatifs du degré de polarisation sont présents. Dans d'autres cas, des décalages systématiques de la position angulaire des vecteurs de polarisation ont lieu d'une longueur d'onde à l'autre. Dans W3 par exemple (Schleuning et al., 2000) un décalage angulaire de $\approx 15^{\circ}$ dans le sens horaire a lieu de 60 à $100 \mu\text{m}$, et un autre de même amplitude et dans le même sens a lieu de 100 à $350 \mu\text{m}$ dans la portion centrale du nuage.

FIG. 3.5 – Carte de la polarisation à $850\mu\text{m}$ dans OMC-3 (Matthews et al., 2001).



Cela laisse supposer que malgré l'hypothèse souvent émise d'un milieu transparent aux longueurs d'onde submm, des effets d'opacité sont peut-être tout de même présents et que les régions sondées sont différentes ou bien encore qu'en fonction de la longueur d'onde utilisée, les récepteurs sont sensibles à des grains ayant des propriétés différentes selon leur emplacement le long de la ligne de visée. Une autre façon d'interpréter ces faits provient d'observations

effectuées à 800 μm et à 1100 μm et remettant en question l'hypothèse de l'indépendance à la longueur d'onde de la polarisation dans le submm. Dans les faits, les grains ne se comporteraient pas exactement comme des corps noirs et l'opacité serait dépendante de la fréquence. La densité de flux serait alors proportionnelle à $\nu^{2+\beta}T_{\text{grain}}\tau_0$, où β est l'indice d'opacité du grain, si bien que pour deux populations de grains différentes et ayant des indices d'opacité β distincts, le rapport des flux S_1/S_2 mesuré à deux longueurs d'onde données ne serait pas constant mais fonction de λ , et la polarisation nette

$$P_{\text{net}} = (P_1S_1 + P_2S_2)/(S_1 + S_2) = (P_1S_1/S_2 + P_2)/(S_1/S_2 + 1), \quad (3.1)$$

deviendrait fonction de cette variable. Sur cette base, des comparaisons avec les observations ont été menées par Greaves et al. (1999) à l'aide d'un échantillon de quinze sources observées à 800 μm et 1100 μm . Dans la majorité des cas, P croît avec la longueur d'onde et ces effets ne peuvent être produits par des différences de résolution. De plus, sept sources ont des angles de position de la polarisation significativement différents à ces deux longueurs d'onde. On constate donc que, contrairement à ce qui est souvent supposé, le choix de la longueur d'onde dans le submm peut porter à conséquence et des études comparatives de ce genre restent à étoffer. Dans ce sens, il apparaît aussi de plus en plus nécessaire d'essayer d'établir des contraintes solides afin de discriminer parmi les différents processus d'alignement possibles des grains pour pouvoir interpréter correctement les cartes de polarisation.

Les phénomènes de dépolarisation

Un autre phénomène remarquable lorsque des cartes sont établies est la décroissance du pourcentage de polarisation à travers les régions de plus grande profondeur optique. Quelques éléments sont disponibles pour expliquer ce "trou de polarisation". En premier lieu, P décroît plus rapidement que ce qui est attendu en ne considérant que des effets d'opacité. Deuxièmement, contrairement à ce qui se produit dans l'optique, le flux polarisé (pourcentage de polarisation multiplié par la densité de flux) augmente dans les régions qui ont les flux totaux les plus élevés avec des extinctions $A_V = 300$ au minimum, en même temps que P décroît. Et troisièmement, le pourcentage de polarisation n'est pas corrélé avec la température (Dotson, 1996). Les explications données pour expliquer ces phénomènes de dépolarisation incluent un champ magnétique ayant des structures dont les échelles sont trop petites par rapport à celles des résolutions, une décroissance de l'alignement des grains vers les zones de plus hautes densités et/ou la croissance de grains sphériques (Weintraub et al., 2000), ou bien encore des effets de superposition dûs à des champs magnétiques qui auraient des orientations différentes le long d'une même ligne de visée (Fiege & Pudritz, 2000e).

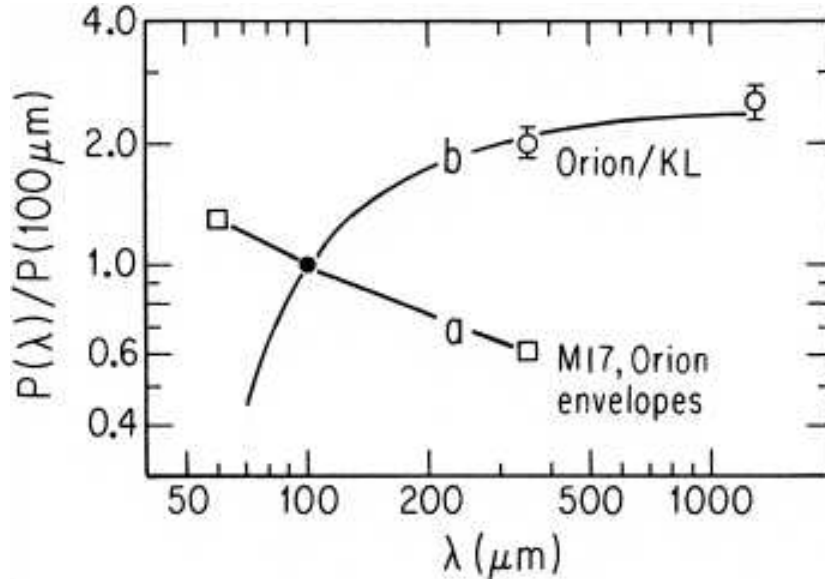
Les spectres de polarisation

Comme nous l'avons déjà signalé, dans l'étude des nuages galactiques le choix des longueurs d'onde dans le domaine submm va être déterminant si nous souhaitons faire des études à partir

des rapports de polarisation. Le pic du spectre d'émission de ces nuages tombe généralement entre $\sim 40 - 300\mu\text{m}$ (Hildebrand et al. (2000)). Il est alors mathématiquement possible de reconstruire la distribution en température à partir des mesures de flux en différents points du spectre allant de $h\nu/kT(\text{min}) \gg 1$ à $h\nu/kT(\text{max}) \ll 1$, où $T(\text{min})$ et $T(\text{max})$ sont les températures des composantes les plus froides et les plus chaudes émises par la poussière, en supposant que cette dernière émet comme des corps noirs à des températures T . Lorsque cette distribution de température est connue, il est possible d'estimer la profondeur optique associée à chaque composante. A ce propos, citons les travaux de Vaillancourt (2002) où l'analyse du spectre IR lointain-submm de polarisation est établie à partir de la construction de cartes de température d'Orion.

Les 1100 mesures individuelles à $100\mu\text{m}$ et à $60\mu\text{m}$ compilées pour 12 nuages galactiques par Dotson et al. (2000) conduisent à des valeurs moyennes de polarisation de 3.6% et 2.6% à $60\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$ respectivement. Dans le cas où les angles de position de la polarisation observés à différentes longueurs d'onde sont comparables, l'analyse des rapports des degrés de polarisation permet d'établir les premiers résultats de spectres de polarisation dans l'IR lointain. La figure 3.6 extraite des travaux d'Hildebrand et al. (1999) montre un spectre de polarisation croissant dans les noyaux des nuages denses avec $P(350\mu\text{m})/P(100\mu\text{m}) \approx 2$, et un spectre décroissant dans les enveloppes avec $P(350\mu\text{m})/P(100\mu\text{m}) \approx 0.6$.

FIG. 3.6 – Spectre de la polarisation dans l'IR lointain pour (a) les enveloppes des nuages OMC-1 et M17, et (b) le “noyau” du nuage Orion/KL (Hildebrand et al. (1999)). La courbe incurvée relative aux régions des noyaux correspond à la variation de la polarisation pour des profondeurs optiques faibles mais non négligeables. Dans ce cas P_0 est le pourcentage de polarisation lorsque $\tau \rightarrow 0$ et $P(\lambda) \approx P_0[1 - \tau(\lambda)/2]$ (voir Hildebrand et al., 1999)



Ce type de spectre permet de distinguer les champs magnétiques se trouvant dans des

composantes des nuages ayant des températures différentes et il est possible de cerner d'un peu plus près les conditions pour l'alignement des grains. Les observations permettent à Hildebrand et al. (1999) de distinguer la radiation reçue de régions chaudes à proximité de sources enfouies de celle provenant de régions plus froides et protégée d'une certaine façon des effets de la source. Ils déduisent à partir du faible échantillon utilisé pour établir le spectre de la figure 3.6 qu'une enveloppe de nuage moléculaire est un environnement hétérogène fait de petits domaines chauds immergés dans des milieux relativement plus froids, et que dans les noyaux, les domaines chauds constituent probablement en plus grande proportion le milieu. Dans ce contexte, cette conclusion est en accord avec le modèle de Draine & Weingartner (1996) où la radiation produit la condition nécessaire pour l'alignement des grains (voir section 2.3.2).

Du point de vue des modèles, des spectres calculés pour différents types individuels de grains apparaissent plats dans l'intervalle 60 – 1500 μm sous l'hypothèse que l'alignement est parfait ($\phi = 1$) et pour des nuages idéaux. D'autre part, en considérant qu'une augmentation ou une baisse significative dans le spectre de polarisation dans l'IR lointain (où $\tau \ll 1$) ne peut se produire qu'à la condition que deux populations ou plus de grains aient des polarisations différentes et des spectres d'émission distincts, Hildebrand et al. montrent que la diminution de P en fonction de λ dans les enveloppes nécessite deux classes de grains en abondance comparable dont l'une, peu ou quasiment non polarisée, contribue en partie à ce que le flux polarisé augmente avec la longueur d'onde. Ce dernier résultat est en accord avec les résultats observationnels de Schleuning et al. (1996).

Contraintes sur l'alignement de la poussière

Ici nous faisons un bref bilan des observations et modèles permettant dans certains cas de favoriser un processus plutôt qu'un autre. Comme nous l'avons présenté dans la section 2.3.2, la plupart des effets décrits ont tendance à aligner un des axes les plus courts des grains avec l'orientation du champ magnétique local.

En dehors du mécanisme cité précédemment et favorisant un alignement de type radiatif, les travaux menés par Lazarian et al. (1997) pour le nuage sombre filamentaire L1755 localisé dans Ophiuchus présentent essentiellement une étude comparative des trois types d'alignements. A l'aide de comparaisons avec des modèles, il ressort que plusieurs mécanismes tels que l'alignement magnétique de grains paramagnétiques ou superparamagnétiques, ou bien l'alignement par des couples radiatifs permettent d'orienter efficacement les grains dans la plupart des régions externes des nuages. A des profondeurs optiques modérées par contre l'alignement de type magnétique de grains paramagnétiques semble favorisé comparativement à celui de type radiatif, alors qu'à des profondeurs optiques très élevées aucun type d'alignement ne semble pouvoir être invoqué en contradiction pourtant avec ce qu'il ressort des observations effectuées à des longueurs d'onde submm.

Des tests ont aussi été effectués par Greaves et al. (1999) afin de contraindre l'alignement des grains dans les trois régions diverses que sont le noyau de Mon R2, DR21 et W3 à partir d'observations faites à 800 μm , ainsi qu'à 100 μm pour la dernière. Le premier test remet en

question le processus proposé par Onaka (1995) qui suggère que la polarisation peut être produite sans alignement des grains en fonction de la section efficace qu'ils présentent à la source. Ce processus dénommé PTEAR signifie qu'un gradient de température dans des grains non alignés suffirait pour produire un signal polarisé à l'émission. De plus, ce mécanisme pourrait aussi affecter la polarisation si les grains étaient déjà alignés (Onaka, 1996). En comparant les mesures de polarisation dans W3-IRS5 et W3-IRS4, deux régions très proches l'une de l'autre et aux propriétés apparemment semblables, les auteurs montrent que l'alignement de type magnétique domine celui proposé par Onaka (1995). Dans ρ Ophiuchus, les tests menés sur DR21 privilégient un alignement de type radiatif qui serait dû à la présence de l'étoile VSSG27 située à proximité. Quant à la possibilité d'un alignement de type magnétique avec vitesses suprathermiques par éjection de molécules de H_2 , elle serait rejetée après comparaison des propriétés différentes des grains situés dans les sources IRS2 et IRS3 dans Mon R2.

3.2.3 Méthode de Chandrasekhar et Fermi

La méthode de Chandrasekhar et Fermi, ou méthode CF, permet d'estimer l'intensité du champ magnétique, B_{pos} , projetée sur le plan du ciel en supposant que la dispersion moyenne des vecteurs de polarisation est reliée à la racine carré de la vitesse quadratique moyenne des mouvements turbulents (voir section 1.2.3). Cette méthode a été initialement développée par ces auteurs (Chandrasekhar & Fermi, 1953) à partir des premières mesures de polarimétrie linéaire visible faites par Hiltner (1949) sur des étoiles de champs localisées dans la direction des bras spiraux, et où l'axe le plus long des grains est considéré comme étant aligné perpendiculairement au champ magnétique local. Depuis lors elle a été transposée puis appliquée Crutcher (e.g. 2004) à des cartes de vecteurs observés par polarimétrie dans le submm faites sur des coeurs, et peut être exprimée sous la forme :

$$B_{pos} = Q \sqrt{4\pi\rho} \frac{\delta V}{\delta\phi} \mu G \approx 9.3 \sqrt{n(H_2)} \frac{\Delta V}{\delta\phi} \mu G, \quad (3.2)$$

où $\rho = mn(H_2)$ est la densité moyenne du gaz en considérant $m = 2.8m_H$ en présence d'hélium, δV est la vitesse de dispersion, $\delta\phi$ est la dispersion en degré des angles de polarisation, Q est un facteur de l'ordre de l'unité, $n(H_2)$ est la densité d'hydrogène moléculaire en cm^{-3} , et $\Delta V = \sqrt{8 \ln 2} \delta V$ est la largeur à mi hauteur (FWHM) en km/s de la raie observée. Notons cependant que, puisque dans ce cas des effets de superposition des champs magnétiques le long de la ligne de visée pourraient conduire à des effets de projection particuliers sur le plan du ciel (voir la section 3.3), l'application de cette méthode à des observations faites sur des noyaux est à interpréter avec précaution.

Cependant, malgré les nombreuses incertitudes sur les processus d'alignement des grains, l'ordonnancement des vecteurs de polarisation rencontrés dans certaines régions permet tout de même de supposer certaines topologies des champs magnétiques plutôt que d'autres en supposant qu'au moins une partie des grains ont une orientation privilégiée et bien déterminée par rapport à celle du champ magnétique. A partir des connaissances que nous avons des

processus de formation stellaire, des modèles sont alors établis afin de tenter de reproduire ces comportements et pour expliquer les processus physiques qui seraient mis en jeu dans de tels cas.

3.3 Champs magnétiques et nuages moléculaires

D'un point de vue général, de nombreux modèles traitant de la structure des champs magnétiques ont été développés. Par exemple un modèle du centre galactique traite le champ du disque en considérant une composante azimutale et une autre radiale (Wardle & Konigl, 1990). Pour une revue et de nombreux exemples traitant des structures possibles des champs magnétiques sur une gamme d'échelle de la taille de la galaxie à celle de disques protostellaires, nous renvoyons le lecteur à la revue de Vallée (1998).

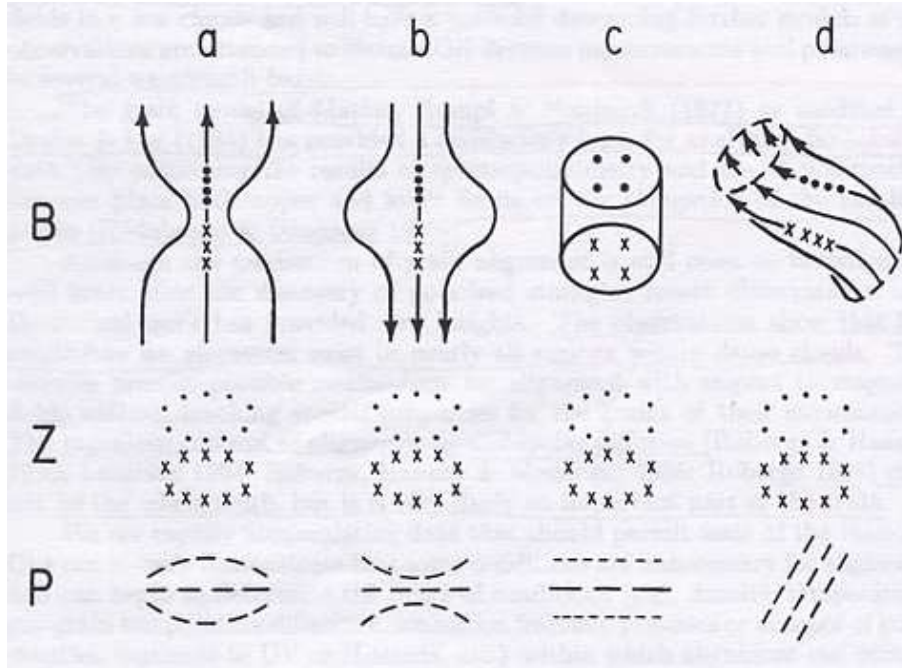
3.3.1 Structures des champs magnétiques

Nous n'allons pas faire ici la présentation détaillée des cartes accessibles dans la littérature, mais une revue rapide permet de se faire une idée des représentations de la géométrie des champs les plus couramment proposées. Les représentations schématiques de la figure 3.7 illustrent des modèles simples mais plausibles pouvant être associées à certaines cartes d'observations (Hildebrand, 1996). A l'échelle des nuages moléculaires, les représentations les plus souvent rencontrées sont données par les cas - a - et - d - de cette figure.

Le cas - a - ou la géométrie apparente sur le plan du ciel est celle d'un "sablier" a été associée à la région W3 par Greaves et al. (1999), ainsi qu'au globule CB 068 contenant un objet stellaire jeune de classe 0, par Vallée et al. (2003). Généralement, les analyses de ces travaux suivent l'idée qu'un champ originellement poloïdal se retrouve comprimé dans une direction perpendiculaire à l'axe de symétrie d'un disque d'accrétion produit suite à un effondrement de matière. Dans OMC-1, des mesures effectuées à plus large échelle à $100\mu\text{m}$ montrent que l'axe d'un tel champ est orienté dans la direction Sud Est - Nord Ouest. Les mesures de l'effet Zeeman montrent un changement de gradient dans l'intensité de la composante du champ dans la ligne de visée ce qui supporte l'idée d'une distorsion dans le champ (Hildebrand, 1996). Cette distorsion de l'ordre du parsec est proche de l'échelle de la longueur magnétique de Jeans, impliquant que le champ magnétique contrôle l'effondrement gravitationnel. Ces observations analysées par Schleuning (1998) permettent d'établir un lien important entre la théorie de la formation stellaire séquentielle, et l'effondrement gravitationnel régulé par diffusion ambipolaire. La figure 3.8 montre la direction des lignes du champ magnétique dans cette région à partir des mesures présentées dans la figure 3.4.

Des représentations proches de celles du cas - d - et qui pour des torsions importantes s'apparenteraient en fait à un champ hélicoïdal, combinaison de champs à géométries toroïdale et poloïdale, ont été associées à des observations submm faites par Matthews & Wilson (2000), Matthews et al. (2001) dans la région OMC-3 située dans le nuage moléculaire Orion A, en

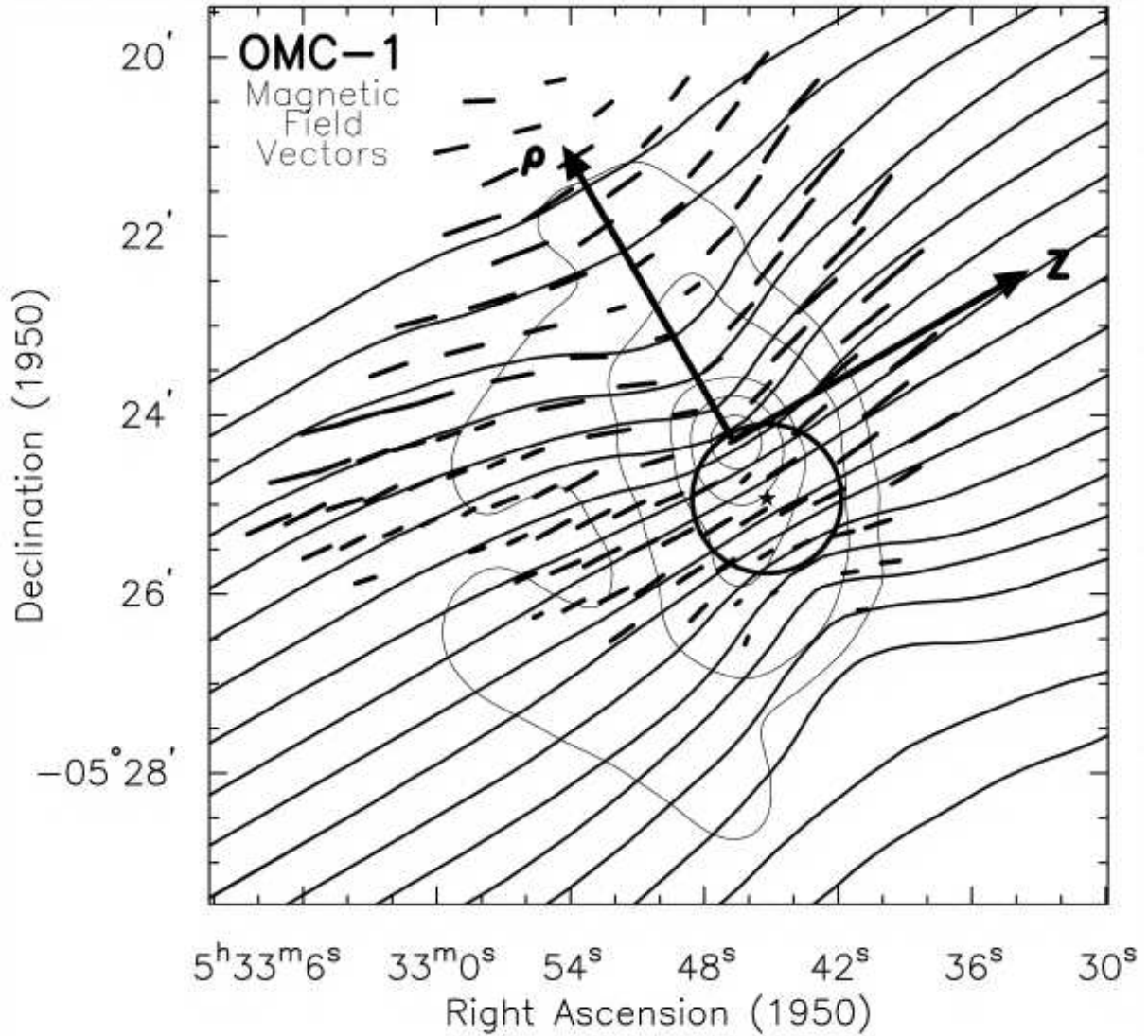
FIG. 3.7 – Représentation schématique, B , pour quatre configurations différentes du champ (“sablier”, “Bombement”, “tore”, “torsion”) avec les cartes de l’effet Zeeman correspondantes, Z , et la polarisation linéaire, P . Les échantillonnages des mesures de l’effet Zeeman et de la polarisation ont les mêmes distributions ; les premiers correspondent à l’absorption qui a lieu sur la face avant du nuage alors que les seconds correspondent à l’émission sur toute la profondeur du nuage (Hildebrand, 1996).



particulier pour la région couvrant MMS1 jusqu’à MMS6 dans la partie nord du filament (voir figure 3.5), ainsi qu’à des observations faites sur la raie $^{12}\text{CO}(J = 2 - 1)$ par Falgarone et al. (2001) dans l’environnement à structures filamenteuses du noyau préstellaire L1512.

Finalement, il existe de nombreuses cartes ne montrant pas de structures particulières des champs par rapport à la distribution spatiale de l’émission de la poussière. D’autres cas montrent des vecteurs de polarisation qui bien qu’alignés par rapport à une direction particulière sont sans relation apparente avec les axes de symétrie du système. C’est le cas par exemple à l’échelle des noyaux enfouis observés par Ward-Thompson et al. (2000). A l’échelle des nuages moléculaires, un exemple peut être donné par les observations du nuage NGC 2068 dans Orion B faites par Matthews & Wilson (2002c). Dans ce cas, des distributions distinctes de vecteurs de polarisation sont observables et l’analyse de la situation doit tenir compte des différentes inclinaisons probables des filaments par rapport à la ligne de visée ainsi que de la présence d’une nébuleuse pouvant induire une certaine géométrie du champ magnétique à sa proximité.

FIG. 3.8 – Carte des lignes du champ magnétique à partir de la polarisation à $100\mu\text{m}$ dans OMC-1 (Schleuning, 1998).



3.3.2 Modèles et simulations numériques

Grossièrement, nous distinguerons les modèles selon deux types de classe. La première classe considère les filaments comme des objets à l'équilibre alors que la seconde les considère comme des objets turbulents.

Les modèles développés par Fiege et Pudritz ou modèles de FP (Fiege & Pudritz, 2000c,d,f,e; Fiege et al., 2004) traitent des filaments à l'équilibre. Ils incluent le modèle purement hydrosta-

tique de Ostriker (1964), ainsi que le modèle magnétique de Stodólkiewicz (1963). Le modèle de FP a permis de reproduire la structure en densité radiale (dépendance en r^{-2}), les propriétés de fragmentation ainsi que la carte de polarisation détaillée de la partie nord du filament OMC-3 situé dans Orion A (voir figure 3.5). A cause d'effets de superposition possibles si plusieurs lignes de champs magnétiques ayant des orientations différentes sont présents dans une même ligne de visée, une dégénérescence existe dans les solutions permettant de reproduire une telle carte. Cependant, de façon générale, ce modèle a montré que des filaments obéissant à de telles propriétés sont remarquablement stables face à des perturbations radiales. Une fois formés, leur structure générale résiste face aux instabilités gravitationnelles ayant tendance à les briser en séquences quasi-périodiques de noyaux actifs, progéniteurs potentiels d'étoiles jeunes (e.g. Bastien et al., 1991; Arcoragi et al., 1991).

Comparativement, les simulations MHD traitent les nuages moléculaires comme des régions de surdensité par rapport à celles rencontrées dans le milieu interstellaire diffus. Ces régions apparaissent comme le produit de fluctuations en densité du MIS suite à des collisions entre les courants le traversant. Ces simulations incluent des effets liés à la turbulence et dans le cas du modèle développé par Padoan et al. (2001) il est possible de reproduire des largeurs de raies observables de la transition $J = 1 - 0$ de la molécule de CS. De façon générale, ce type de modèles aboutit à des cartes de polarisation beaucoup moins ordonnées que celles produites avec les modèles de classe un, et l'orientation des vecteurs de polarisation apparaît très aléatoire comparativement à celle des filaments. Par une remarque très intéressante cependant, Heitsch et al. (2001) notent que de manière générale, l'orientation des vecteurs de polarisation est aussi très dépendante de la résolution choisie pour reproduire les cartes et montrent que par effets de lissage, des structures polarimétriques pourraient apparaître moins désordonnées à grande résolution qu'à faible résolution. D'autres part ces modèles montrent que les filaments ont des propriétés de fragmentation très différentes de celles des modèles de type un.

Les modèles que nous venons de mentionner font l'hypothèse que les grains sont magnétiquement alignés avec leur axe le plus long orienté perpendiculairement au champ magnétique. Cependant, afin de pouvoir analyser les cartes polarimétriques observées dans le submm, des travaux récents explorent aussi les résultats qui pourraient être obtenus avec des grains alignés radialement.

A l'échelle des noyaux (ou coeurs) et des nuages moléculaires, les récents travaux menés par Gonçalves et al. (2005) établissent des cartes de polarisation dans lesquelles la dépolarisation peut être essentiellement expliquée par des effets géométriques comme l'inclinaison du nuage. Dans ce cas la tension créée par la gravitation sur les lignes de champs magnétiques dont les effets vont à l'encontre des effets de la gravitation vont naturellement conduire à des effets de dépolarisation. Une décroissance de la température de l'extérieur vers l'intérieur des nuages va aussi accentuer cet effet. Les résultats de ce modèle sont valides pour des nuages sans noyaux actifs et permettent de généraliser ses conclusions à l'interprétation des cartes de polarisation dont la majorité montrent une décroissance de la polarisation avec l'augmentation de l'intensité. En ce qui a trait au phénomène de dépolarisation, ces travaux vont donc dans le sens opposé aux modèles de classe deux développés par Padoan et al. (2001) dans lesquels

des coeurs protostellaires sont formés à l’intérieur de nuages moléculaires par la présence de flots supersoniques turbulents. En effet sur la base des travaux de Arce et al. (1998) (voir section 3.1.2), ces auteurs ne peuvent reproduire des cartes avec des zones de forte densité dépolarisées qu’à la condition que les grains de poussière ne soient plus alignés au delà d’un coefficient d’extinction $A_{V,0} \approx 3.0$. Dans leurs travaux, Cho & Lazarian (2005) montrent au contraire qu’une telle condition n’est pas nécessaire et que de gros grains peuvent être alignés par rayonnement radiatif à des profondeurs optiques allant jusqu’à $A_V \lesssim 10$ puisqu’il ressort de leurs calculs que l’efficacité d’alignement par des couples radiatifs augmente avec la taille des grains.

Finalement nous mentionnons l’existence du modèle développé par Aitken et al. (2002). A l’aide d’un code de transfert radiatif ce modèle produit les cartes de polarisation qui résulteraient de grains alignés magnétiquement pour diverses morphologies des champs magnétiques dans l’environnement d’OSJ. Cependant les résolutions actuelles ne permettent pas d’observer les structures détaillées des champs dans ces environnements et une dégénérescence ayant trait à leur géométrie ne peut pour l’instant être levée.

3.4 Problématique et sous problématiques de thèse

Dans ce contexte nous avons décidé de mettre en place un programme d’observations afin de pouvoir comparer les structures des champs magnétiques tels que sondés par des observations polarimétriques faites dans le domaine du visible à la périphérie de nuages moléculaires filamentaires, dans le but de les comparer à des observations faites dans le submm et permettant de sonder les structures des champs à l’intérieur de ces nuages. L’intuition initiale de ce projet aura été de chercher à savoir si, oui ou non, il existe une continuité des lignes de champs magnétiques lors du passage d’un régime de densité du milieu interstellaire à un autre afin de pouvoir étudier la compétition ayant lieu entre les champs magnétiques et les effets de turbulence qui pourraient être présents dans ces nuages.

A cet effet des programmes de missions d’observations ont été mis en place et ont permis de collecter des données dans la bande R à l’aide du polarimètre la Belle et la Bête de l’Observatoire du Mont-Mégantic (OMM) situé au Québec, ainsi que des données centrées autour de $\lambda = 850 \mu\text{m}$ à l’aide du polarimètre monté sur le James-Clerk-Maxwell Telescope (JCMT) à Hawaii. Des données visibles ont ainsi été collectées autour des nuages moléculaires à structures filamentaires CL04/CL21, GF 9 ainsi qu’autour des filaments situés dans Orion A dans le but d’améliorer les échantillonnages disponibles dans cette dernière région (voir le catalogue de Heiles, 2000). Les conditions climatiques n’ont pas permis d’obtenir de la polarimétrie submm avec un rapport signal sur bruit satisfaisant dans la direction des nuages CL04/CL21, ni de pouvoir sonder correctement l’émission à $850 \mu\text{m}$ de la radiation émise par la poussière provenant du nuage GF 9 dans le but d’estimer le temps nécessaire pour faire de la polarimétrie sur cette source. Cependant des observations marginales faites par le satellite ISO (Clemens et al., 1999) ajoutées à des données IR relatives à cette deuxième région (Jones,

2003) ont permis d'aborder le type d'analyse proposé. L'étude de la situation dans GF 9 fait donc l'objet du chapitre 4. La polarisation du rayonnement a été mesurée avec succès dans le filament OMC-2 situé dans Orion A et ces toutes nouvelles données sont présentées et analysées dans le chapitre 5. Quant à la comparaison des champs magnétiques à la périphérie et dans les nuages filamentaires d'Orion A, elle intègre les données présentées dans le chapitre 5, les données submm issues d'autres travaux ainsi que nos nouvelles données de polarimétrie dans le visible, et fait l'objet du chapitre 6.

De ce qui ressort des sections précédentes, nous pouvons aussi dégager des sous problématiques reliées aux propositions suivantes :

1 - la possibilité que les grains de poussières ne soient plus alignés pour des profondeurs optiques supérieures à $A_V \approx 3$ (voir Arce et al. (1998), Padoan et al. (2001) ainsi que la section 3.1.2).

2 - La détectabilité d'effets produits par la turbulence dans les cartes de polarisation.

3 - La compréhension des phénomènes de dépolarisation (voir section 3.2.2).

La généralisation de la proposition de la sous problématique 1 à l'ensemble des nuages moléculaires galactiques est remise en question par les observations menées dans GF 9 et nos résultats sont présentés dans le chapitre 4. La sous problématique 2 est abordée dans les chapitres 4 et 5. Des éléments permettant d'aborder la sous problématique 3 sont quand à eux réunis et présentés dans le chapitre 5. Finalement les principaux résultats fournissant des éléments de réponses à la problématique centrale sont présentés dans les chapitres 4 et 6.

Contribution aux différents articles

- Article I, chapitre 4, 100% de l'acquisition et du traitement des données, 80% de la rédaction de l'article.

- Article II, chapitre 5, 50% de l'acquisition des données, 100% du traitement puis de l'analyse des données, 100% de la rédaction de l'article.

- Article III, chapitre 6, 70% de l'acquisition puis du traitement des données, 100% de l'analyse des données, 100% de la rédaction de l'article.

Chapitre 4

Multi-Scale Analysis of Magnetic Fields in GF9

Comparison of Magnetic Field Structures on Different Scales in and around the Filamentary Dark Cloud GF 9

FREDERICK POIDEVIN¹ AND PIERRE BASTIEN¹

Département de physique and Observatoire du mont Mégantic, Université de Montréal, C.P. 6128,
Succ. centre ville, Montréal, Québec, Canada. H3C 3J7

Accepted 2006 June 30 by ApJ

Abstract

New visible polarization data combined with existing IR and FIR polarization data are used to study how the magnetic field threading the filamentary molecular cloud GF 9 connects to larger structures in its general environment. We find that when both visible and NIR polarization data are plotted as a function of extinction, there is no evidence for a plateau or a saturation effect in the polarization at $A_V \approx 1.3$ as seen in dark clouds in Taurus. This lack of saturation effect suggests that even in the denser parts of GF 9 we are still probing the magnetic field. The visible polarization is smooth and has a well-defined orientation. The IR data are also well defined but with a different direction, and the FIR data in the core region are well defined and with yet another direction, but are randomly distributed in the filament region. On the scale of a few times the mean radial dimension of the molecular cloud, it is as if the magnetic field were ‘blind’ to the spatial distribution of the filaments while on smaller scales within the cloud, in the core region near the IRAS point source PSC 20503+6006, polarimetry shows a rotation of the magnetic field lines in these denser phases. Hence, in spite of the fact that the spatial resolution is not the same in the visible/NIR and in the FIR data, all the data put together indicate that the field direction changes with the spatial scale. Finally, the Chandrasekhar and Fermi method is used to evaluate the magnetic field strength, indicating that the core region is approximately magnetically critical. A global interpretation of the results is that in the core region an original poloidal field could have been twisted by a rotating elongated (core+envelope) structure. There is no evidence for turbulence and ambipolar diffusion does not seem to be effective at the present time.

magnetic fields — polarization : Visible, IR and FIR — ISM : dust — Molecular clouds : dust — Galactic : magnetic fields — Alphanumeric : GF 9, L 1082

¹Visiting Astronomer, James-Clerck-Maxwell Telescope, operated by the National Research Council of Canada, PPARC and NWO.

4.1 Introduction

With the measurement of visible linear polarization of field stars, followed by developments of Near and Far Infrared (respectively NIR and FIR) and submillimetric polarimetry, it is now possible to trace magnetic field structures from the scale of the Milky Way to that of star forming regions and cores. In the diffuse Interstellar Medium (ISM), the general assumption that elongated dust grains usually have their smallest axis aligned in a direction comparable to that of the local magnetic field has led to a toroidal representation of the Galactic magnetic field. A similar topology of the magnetic field can also sometimes be observed in other galaxies (e.g. Scarrott et al., 1990). On the smaller scales of molecular clouds, a similar relation exists between grain alignment and magnetic field directions (see Lazarian 2003 for an exciting review on the subject) and many topologies of the magnetic field are suspected to exist. Among others, helicoidal, toroidal, poloidal and hourglass configurations have been proposed to interpret observed polarization patterns, taking into account the physical conditions in these environments (e.g., Orion A, M17). However, one of the most important limitations of linear polarimetry is that we only get a two-dimensional projected average representation of the magnetic field topology because of the integration on the plane of the sky of the contribution to the polarized emission due to each aligned grain, or its dichroic absorption for visible/NIR observations. This leads to a degeneracy problem since many three dimensional (3D) topologies of the field can produce identical polarization patterns. A method to get rid of this degeneracy problem is the use of models. On the scale of relatively nearby filamentary molecular clouds and cores, this method has been used and allows in some cases to select one field topology among many possible ones (e.g. Matthews et al., 2001; Vallée et al., 2003).

In addition to models, other diagnostics of magnetic fields can be used to lift the degeneracy due to the plane-of-sky integration. When column densities are high enough, observations of the Zeeman effect can yield the line-of-sight component of the magnetic field strength (e.g. Crutcher, 1999). Finally, by determining the ion-to-neutral molecular line-width ratio in non turbulent regions with a linear flow, it is possible to determine the angle between the field direction and the line of sight (Houde et al., 2000a,b, 2001). By combining all three methods together, we get the 3D field topology (e.g. Houde et al., 2002, 2004). The observation of Zeeman splitting of spectral lines requires bright dense cores, but even in other regions, it is possible to get the 3D geometry of the field even if the field strength is unknown.

These methods can inform us about how magnetic fields can contribute to cloud dynamics, but our ultimate goal is to understand the competition between gravitational, thermal, magnetic, and turbulent forces. More specifically, magnetic fields and turbulence are both competing to slow down the star formation process, otherwise stars would form much faster than observations show. Combining polarization modeling techniques (e.g. Fiege & Pudritz, 2000a) and predictions for magnetized simulations of turbulence (e.g. Heitsch et al., 2001; Padoan et al., 2001), one can hope to be able to determine the relative contributions of magnetic fields and turbulence.

To reach this goal, and to understand how magnetic fields thread the dark filaments, and

to put observational constraints on modeling we propose to make comparisons of magnetic fields as seen in and around individual objects. This approach, namely a multi-scale analysis of the magnetic field, has begun to be done via comparisons of visible, NIR, FIR and/or submm polarization data in the OMC1 (Schleuning, 1998), OMC3 (Matthews et al., 2001) and GF 9 regions (Jones, 2003). In these works, aspects of the galactic magnetic field extending over tens of degrees are compared with aspects of the clouds probed in the densest regions of the clouds with resolutions $\sim 10''$, but there is generally a lack of information between these two scales. Here we present observations at an intermediate scale, as much as the presence of field stars allows it, to have a clearer view of the topology of the field at the interface ISM/filamentary molecular clouds. From a general point of view, this approach should provide new insights on the way magnetic fields and clouds are dynamically coupled and shaped. In this paper we address this problem for the GF 9 filamentary molecular cloud region. A forthcoming paper will address the more complex situation for the Orion A region.

A description of data available about GF 9 is given in section 4.2. Observations and observational results are presented in section 4.3. An analysis and a discussion follow in section 4.4, and our conclusions are given in section 4.5.

4.2 The GF 9 Region

The GF 9 dark filamentary structures have been catalogued first as B150 by Barnard (1927), L1082 by Lynds (1962) and GF 9 by Schneider & Elmegreen (1979). A first estimate of the distance to these condensations as $d = 440$ pc was determined by Viotti (1969) (see Hilton & Lahulla, 1995) but an estimate of $d = 200$ pc to the extreme class 0 object GF 9-2 based on star counts was reported more recently by Wiesemeyer (1998). The first estimate is reported in catalogs or works on relatively large core samples by Benson & Myers (1989), Goodman et al. (1993), Dobashi et al. (1994), Lee & Myers (1999), Furuya et al. (2003), while the second one is reported in works by André et al. (2000), Furuya et al. (2003) and Froebrich (2005). Assuming $d = 200$ pc, GF 9-2 (see Figure 4.1) has a luminosity $L_{\text{bol}} = 0.3L_{\odot}$, an envelope mass $M_{\text{env}} \sim 0.5M_{\odot}$, a ratio $L_{\text{submm}}/L_{\text{bol}} \sim 10\%$ and a bolometric temperature $T_{\text{bol}} \leq 20\text{K}$. No outflow manifestation, nor structures are detected but infall motions are observed (Güsten, 1994; Wiesemeyer, 1997, 1998; André et al., 2000). GF 9-2 must be particularly young since it has an H_2O maser but no detected outflow (Furuya et al., 2003; Furuya et al., 2006).

Two $\approx 8' \times 10'$ regions, namely GF 9-core and GF 9-fila, have been observed by Ciardi et al. (1998, 2000). The two areas are shown in Figure 4.1 by blue boxes identified by C and F. The GF 9-core region is associated with the IRAS point source class 0 protostar PSC 20503+6006, but also with GF 9-2 and an object named [LM99]351. JHK photometry of these two regions probe similar masses but the filament region is consistent with a uniform-density cylindrical cloud, while the core region contains a centrally condensed core with the highest extinction region lying to the north of the IRAS point source. CO, ^{13}CO and CS surveys of these two regions give consistent views with these two pictures, but also reveal infall/outflow

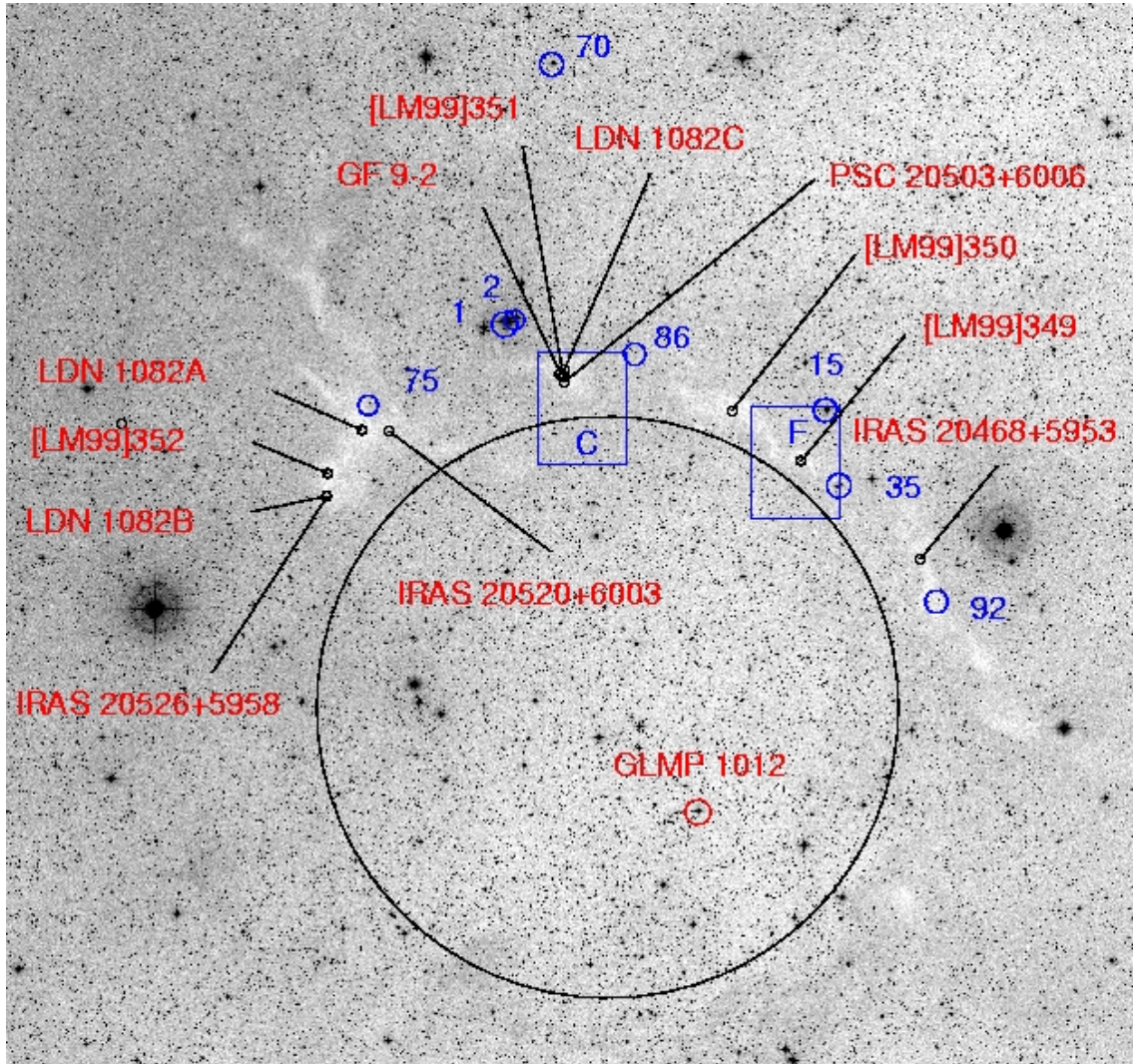


FIG. 4.1 – DSS red plate of GF 9 and its environment with reverse colors. Various regions appearing in catalogs are identified in the Figure. GLMP 1012 is a post AGB star (see text for explanations). Boxes are regions observed by Ciardi et al. (1998, 2000) with letters C and F indicating the core region and the filament regions respectively. Positions of stars S1, S2, S15, S35, S70, S75, S86 and S92 are shown. The ‘constellation’ formed by stars S75, S70, S86, S35 and S92 can be used to compare the polarization pattern shown in Figure 4.2 with the location of the densest regions of the ISM as seen in the visible. The large black circle suggests the circular shape of the GF 9 filaments. The densest parts of the ISM forming GF 9 are located to the north of this circle, and small faint clouds are located in the south.

motions in order to explain CS line broadening in the core region where $n_{\text{H}_2} \approx 15000 \pm 3000 \text{ cm}^{-3}$ (assuming $d = 440 \text{ pc}$). In the filament region, $n_{\text{H}_2} \approx 6000 \pm 1200 \text{ cm}^{-3}$ (see Table 2 in Ciardi et al., 2000). CO and NH₃ observations of three regions with an infrared association are presented by Benson & Myers (1989). These sources are IRAS 20520+6003, 20526+5958 and 20503+6006, and they are associated respectively with the LDN 1082A, B and C cores. An analysis of these data by Goodman et al. (1993) shows that motions consistent with uniform rotation in dense cores are present in LDN 1082A and LDN 1082B, while not in LDN 1082C. However recent works by Furuya et al. (2006) show a velocity gradient along the major axis in the core in GF 9-2 which could be due to a rotation of the core. ¹³CO observations by Dobashi et al. (1994) have also been done at 3 positions in GF 9. Referring to Lee & Myers (1999), objects named [LM99]349 and [LM99]350 (see figure 4.1) have no associated embedded young stellar objects (EYSO) while [LM99]351 ($\approx 1'$ west of GF 9-2) and [LM99]352 have associated EYSO.

First $\lambda = 184 \mu\text{m}$ FIR polarimetry observations from space with ISO in GF 9 were done in the core and filament regions by Clemens et al. (1999). Additional measurements at $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$ on 9 stars shining through the same regions of GF 9 are also reported by Jones (2003). Finally, 850 μm polarimetry observations were done at the JCMT by Jane S. Greaves in 1998 at one position in the filament.

Initially, the relatively small heliocentric distance of GF 9, its filamentary shape, and potentially interesting FIR measurements in this region were the major factors which motivated us to conduct visible polarimetry around these filamentary dark structures.

4.3 Observational results

4.3.1 Observations

The observations were carried out on the 1.6 m telescope at the Observatoire du Mont-Mégantic (OMM), Québec, Canada, between 2000 September and 2003 July using an 8.2 arcsecond aperture hole and a broad band red filter (RG645 : 7660 Å central wavelength, 2410 Å FWHM). Polarization data were taken with Beauty and the Beast, a two-channel photoelectric polarimeter, which uses a Wollaston prism, a Pockels cell, and an additional quarter wave plate. The data were calibrated for polarization instrumental efficiency, instrumental polarization (due to the telescope mirrors) and zero point of position angles using a prism, non polarized and polarized standard stars, respectively. On average, the instrumental polarization was $0.081 \pm 0.061\%$ and was subtracted. The observational errors were calculated from photon statistics and also include uncertainties introduced by the previously mentioned calibrations. The final uncertainty on individual measurements of the polarization P is usually around 0.1%. For more details on the instrument and the observational method, see Manset & Bastien (1995).

The JCMT data archive has been used and a treatment of the data taken in 1998 was done

with commonly used SCUBA data reduction routines. Data were taken in relatively strong water vapour absorption ($\tau_{\text{CSO}} > 0.08$) conditions, and we finally got very low signal to noise polarization ratios and no significant results above the noise were found.

4.3.2 Visible polarization measurements

Most of the stars were chosen with the GSC interface at the Canadian Astronomy Data Center (CADC). The others were selected directly on Digitized Sky Survey (DSS) red plates. All stars observed are compiled in Table 4.1. Column 1 gives the GSC number. Column 2 shows a GF 9 star¹ designation number used in this paper. Columns 3 and 4 give equatorial coordinates at epoch 2000. Degrees of polarization and equatorial position angles with their uncertainties are given in columns 5 and 6 respectively. Column 7 gives the visible extinction coefficient A_V from the Dobashi et al. (2005) atlas. Finally, 1 is tabulated in column 8 when $P > 3\sigma_P$ (meaning $\sigma_\theta < 9.5^\circ$), otherwise 0 is tabulated in this column. We note that when a star has no GSC number, not much information is generally available about it.

Figure 4.2 presents a polarization map of stars for which the polarization degree meets the condition $P > 3\sigma_P$. This map is to be compared to Figure 4.1. The histogram of the degree of polarization is shown in Figure 4.3. If we only consider data for which $P > 3\sigma_P$ (data shown with full lines), the mean and the standard deviation of the distribution are $\bar{P} = 2.22\%$ and $S_P = 1.33\%$, respectively. The histogram of the position angles is shown in Figure 4.4. If we only consider data for which $\sigma_\theta < 9.5^\circ$ (data shown with full lines), the mean position angle and the standard deviation of this well peaked distribution are $\bar{\theta} = 127.4^\circ$ and $S_\theta = 25.5^\circ$, respectively. This means a standard deviation of 0.445 rad, comparable to those found for clouds with embedded clusters (see Myers & Goodman 1991b).

¹We use an S before star numbers in GF 9 to distinguish them from other numbers already in use to designate sources detected at longer wavelengths.

TAB. 4.1 – Visible polarization data.

GSC number	GF9 number	$\alpha(2000)$ (^h ^{mn} ^s)	$\delta(2000)$ (^o ' ")	$P \pm \sigma_P$ (%)	$\theta \pm \sigma_\theta$ (^o)	A_V (Mag.)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$ (^a)
no	91	20 :47 :23.5	+60 :12 :59.5	0.55±0.18	136.1±9.4	1.61	1
0424600447	40	20 :47 :25.8	+60 :17 :41.2	3.43±0.13	121.6±1.0	1.34	1
no	120	20 :47 :34.0	+59 :51 :54.4	4.36±0.29	113.7±1.9	2.09	1
0424601275	46	20 :47 :35.4	+60 :03 :35.1	0.24±0.12	87.1±13.8	1.89	0
no	92	20 :47 :47.6	+60 :01 :02.2	6.75±0.29	179.8±1.2	2.14	1
0424601151	57	20 :47 :48.0	+60 :06 :49.4	3.99±0.13	106.7±0.9	1.78	1
0424600411	31	20 :47 :50.2	+60 :14 :40.6	3.56±0.11	120.2±0.9	1.39	1
0396300254	48	20 :48 :01.0	+59 :57 :01.1	1.99±0.12	139.0±1.7	1.89	1
no	98	20 :48 :01.1	+60 :00 :47.1	0.41±0.26	79.9±18.1	2.13	0
0424600967	47	20 :48 :08.4	+60 :00 :24.6	2.63±0.13	124.4±1.4	1.66	1
0424600359	39	20 :48 :11.5	+60 :18 :52.2	3.21±0.11	115.4±1.0	1.14	1
0424601339	36	20 :48 :17.9	+60 :06 :26.9	0.68±0.13	138.2±5.5	2.22	1
0424600585	18	20 :48 :20.5	+60 :01 :15.2	0.70±0.10	135.3±4.1	1.66	1
0424600629	17	20 :48 :25.5	+60 :10 :11.9	0.06±0.09	37.3±49.6	1.97	0
0424600469	11	20 :48 :27.7	+60 :32 :54.5	0.82±0.11	128.1±3.9	0.64	1
0424601143	13	20 :48 :30.0	+60 :24 :59.4	1.08±0.09	115.2±2.4	0.98	1
0424601171	16	20 :48 :32.5	+60 :15 :08.4	3.36±0.11	119.1±1.0	1.43	1
0424600521	10	20 :48 :40.8	+60 :32 :15.1	0.54±0.12	132.5±6.1	0.66	1
0424600727	35	20 :48 :44.2	+60 :09 :52.9	see Table 4.2		2.17	
0424601053	34	20 :48 :46.5	+60 :09 :42.4	3.99±0.12	109.5±0.8	2.17	1
0424600659	54	20 :48 :47.1	+60 :12 :49.4	3.21±0.13	116.7±1.1	1.73	1
0424600961	37	20 :48 :47.3	+60 :01 :45.4	2.14±0.13	127.0±1.7	1.24	1
0424601093	53	20 :48 :51.3	+60 :13 :46.1	3.39±0.12	118.5±1.0	1.69	1
0424600621	15	20 :48 :51.4	+60 :15 :27.6	0.61±0.04	151.5±1.8	1.38	1
0424600109	14	20 :49 :03.7	+60 :18 :57.7	0.97±0.13	129.9±3.7	1.27	1
0424601169	52	20 :49 :07.1	+60 :05 :05.0	3.28±0.13	126.3±1.1	1.17	1
0424600721	55	20 :49 :09.6	+60 :18 :43.4	3.54±0.13	115.8±1.0	1.56	1
0424600857	9	20 :49 :13.6	+60 :30 :03.6	1.40±0.11	131.6±2.3	0.75	1
no	90	20 :49 :14.1	+60 :12 :44.5	4.42±0.59	108.4±3.8	2.19	1
0424600123	8	20 :49 :14.4	+60 :29 :21.0	2.70±0.12	130.0±1.3	0.80	1
0424601087	38	20 :49 :15.7	+60 :16 :26.1	0.56±0.13	155.2±6.3	1.97	1
0424600963	51	20 :49 :18.6	+60 :05 :50.6	3.18±0.12	124.6±1.1	1.17	1
0424600281	56	20 :49 :18.7	+60 :20 :20.9	3.52±0.10	120.6±0.8	1.42	1
0396300376	19	20 :49 :33.3	+59 :56 :54.5	0.50±0.11	149.4±6.4	0.82	1
0424600981	7	20 :49 :33.7	+60 :27 :11.5	1.24±0.13	117.9±2.9	0.85	1
0396300020	20	20 :49 :41.5	+59 :56 :15.7	0.61±0.11	135.6±5.3	0.82	1
0424601133	21	20 :49 :44.1	+60 :03 :12.3	2.44±0.11	129.6±1.3	0.84	1
0424601015	6	20 :50 :04.3	+60 :24 :04.9	0.35±0.09	117.0±7.6	1.35	1
0424601131	42	20 :50 :25.7	+60 :24 :15.8	3.44±0.11	123.6±0.9	1.56	1
0424601183	50	20 :50 :25.8	+60 :10 :52.6	2.75±0.11	139.3±1.2	1.04	1

Table 4.1 continued...

GSC number	GF9 number	$\alpha(2000)$ (<i>h mn s</i>)	$\delta(2000)$ (<i>° ' "</i>)	$P \pm \sigma_P$ (%)	$\theta \pm \sigma_\theta$ (<i>°</i>)	A_V (Mag.)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$ (<i>a</i>)
0424601341	33	20 :50 :31.9	+60 :13 :00.4	2.77±0.12	139.7±1.2	1.49	1
0424601127	44	20 :50 :36.8	+60 :26 :15.6	1.25±0.12	123.6±2.7	1.06	1
0424601041	32	20 :50 :37.2	+60 :15 :38.6	0.27±0.12	156.0±12.2	1.84	0
no	86	20 :50 :45.3	+60 :20 :01.4	see Table 4.2		2.36	
0424600477	41	20 :50 :46.3	+60 :23 :26.3	2.53±0.15	127.3±1.7	1.39	1
0396300338	22	20 :50 :48.3	+59 :58 :22.0	1.86±0.11	132.8±1.7	0.77	1
0396300620	23	20 :50 :56.2	+59 :59 :30.6	0.51±0.12	180±6.7	0.73	1
0424600655	29	20 :51 :07.8	+60 :11 :24.2	2.63±0.13	136.2±1.4	1.34	1
0424601145	27	20 :51 :11.2	+60 :06 :26.2	3.14±0.10	133.0±0.9	1.06	1
0424601213	28	20 :51 :12.6	+60 :08 :53.9	2.48±0.12	139.2±1.4	1.16	1
0424601111	4	20 :51 :12.8	+60 :25 :15.5	1.36±0.09	133.3±1.8	1.33	1
0424600103	5	20 :51 :16.2	+60 :33 :19.9	1.32±0.13	124.3±2.8	1.14	1
no	70	20 :51 :32.3	+60 :41 :41.3	3.15±0.28	28.4±2.6	1.02	1
0424701143	43	20 :51 :33.6	+60 :25 :05.5	1.42±0.10	136.4±2.0	1.44	1
0424701033	45	20 :51 :34.7	+60 :14 :03.5	0.42±0.12	133.3±8.1	2.07	1
0424701049	30	20 :51 :43.7	+60 :11 :50.0	0.23±0.11	52.2±13.9	1.59	0
0396300164	24	20 :51 :49.2	+59 :54 :15.5	0.09±0.10	73.0±32.4	1.01	0
0424701155	26	20 :51 :51.7	+60 :05 :31.0	3.23±0.11	130.1±1.0	1.13	1
0424701211	3	20 :51 :53.4	+60 :25 :18.5	0.68±0.09	176.8±3.5	1.36	1
no	85	20 :51 :55.4	+60 :19 :00.0	0.11±0.43	91.8±57.7	2.29	0
0424701127	2	20 :51 :57.1	+60 :22 :44.6	0.13±0.07	87.4±15.7	1.87	0
no	71	20 :52 :01.8	+60 :38 :13.2	0.61±0.17	123.8±8.2	1.13	1
0424701215	1	20 :52 :02.7	+60 :22 :27.9	0.11±0.08	90.7±20.9	1.87	0
0424701115	25	20 :52 :04.5	+60 :03 :55.6	2.29±0.11	132.7±1.4	1.11	1
0424701085	72	20 :52 :23.2	+60 :32 :48.4	1.76±0.16	123.2±2.7	1.36	1
no	75	20 :53 :25.7	+60 :16 :32.6	1.25±0.23	85.7±5.3	3.29	1
no	68	20 :53 :42.0	+60 :24 :07.8	3.86±0.17	171.6±1.3	2.39	1
no	66	20 :53 :52.0	+60 :26 :37.7	4.48±0.34	152.8±2.1	2.52	1
no	59	20 :53 :52.8	+60 :35 :44.6	3.06±0.22	125.9±2.1	1.45	1
no	74	20 :53 :55.6	60 :15 :51.6	0.38±0.17	158.9±12.6	3.20	0
no	69	20 :53 :55.7	+60 :22 :55.9	1.47±0.20	131.6±3.8	2.72	1
no	69bis	20 :53 :59.0	+60 :22 :50.0	1.47±0.26	139.4±5.1	2.72	1
no	61	20 :54 :01.3	+60 :39 :55.3	0.50±0.16	146±9.2	1.15	1
no	77	20 :54 :27.8	+60 :11 :16.5	2.85±0.17	129.4±1.7	1.93	1
no	65	20 :54 :28.8	+60 :26 :53.5	1.42±0.21	143±4.2	2.32	1
0424700062	62	20 :54 :31.3	+60 :32 :40.7	2.53±0.15	141.3±1.7	1.90	1
no	64	20 :54 :53.0	+60 :29 :35.7	0.30±0.18	102.7±17.2	2.28	0
0424700686	73	20 :56 :15.6	+60 :17 :41.9	1.89±0.15	139.3±2.2	1.94	1

Notes : (*a*) - 1 is tabulated when $P > 3\sigma_P$, otherwise 0 is tabulated.

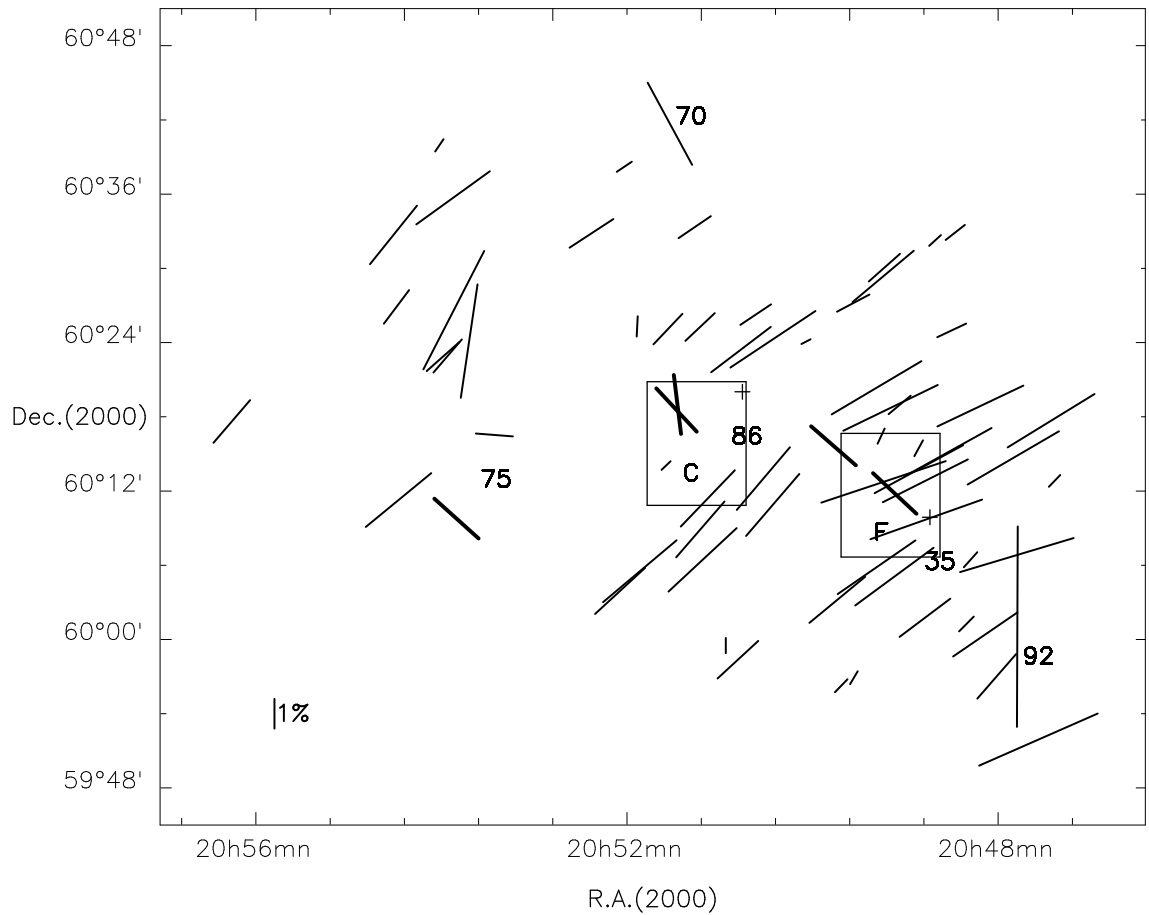


FIG. 4.2 – Visible polarization map of GF 9. The C and F rectangles are the core and the filament regions observed by Ciardi et al. (1998, 2000). Stars S75 and S92 are embedded in the filament and have a polarization with a different orientation from the mean orientation of the ambient magnetic field. Object S70 is a visual binary. Crosses show the positions of stars S35 and S86 for which variable polarization is suspected (See Table 4.2). Only data for which $P > 3\sigma_P$ are represented in the Figure. Bold vectors with sizes of 2% show position angles of cores LM349, LM350, LM 351, L1082C and L1082B. (See Figure 4.1).

TAB. 4.2 – Stars with suspected variable polarization. Coordinates are given in Table 4.1.

GF9 number	$P \pm \sigma_P$ (%)	$\theta \pm \sigma_\theta$ ($^\circ$)	J.D. (days)
35	2.75±0.12	135.8±1.3	2,452,054.64583
35	0.43±0.13	163.2±8.7	2,452,141.72222
86	10.70±0.41	131.3±1.1	2,452,830.75347
86	12.41±0.37	15.4±0.8	2,452,835.78125

Stars S35, S70, S75, S86 and S92 are identified on both maps in Figures 4.1 and 4.2. Stars S35 and S86 are suspected to have variable linear polarization. These stars are located in the continuity of two filaments but in gaps where extinction appears to be relatively low. The data relative to these stars are compiled in Table 4.2 with the respective Julian Date (J.D.) of each measurement appearing in the last column.

The position angles of stars S70, S75 and S92 differ significantly from the mean direction of the other stars ($\bar{\theta} = 127.4^\circ$ with $S_\theta = 25.5^\circ$). Star S70 is a visual binary whose components fit both in the aperture hole used for the observations; its position angle is perpendicular to this mean position angle. Thus, we may be in the presence of a physical binary system with circumstellar material, or of a single system presenting intrinsic polarization and a background star. The difference of the position angles of stars S75 and S92 with the average value may be related to their position relative to the clouds as seen on Figure 4.1. Star S75 ($A_V = 3.3$) is located north-east of IRAS 20520-6003 at the edge of two filamentary structures mainly parallel. Comparatively, star S92 is also located in a dense region ($A_V = 2.1$) in a small filamentary structure oriented mostly north-south. Given their large extinction, these two sources could either be deeply embedded in their clouds or be young stellar objects surrounded with disks in which multiple scattering can produce a relatively high degree of polarization (e.g. Bastien & Ménard, 1990). Without multiwavelength data it is difficult to distinguish between these possibilities.

Three stars in our sample, GF 9 S1, GF 9 S2 and GF 9 S15 have measured spectral types and visual magnitudes. However we could not get reliable distances from these values. The A_V values obtained are negative or yield very large distances. Similarly using A_V values from Dobashi et al. (2005), we could not get reliable distances.

4.3.3 Variations of P with A_V

In order to study the variations of the degree of polarization with visible extinction, we used the Dobashi et al. (2005) catalog to determine A_V , in the direction of each star for which polarization measurements are available. This catalog is the first version of the atlas and catalog of dark clouds derived by using the optical database Digitized Sky Survey I

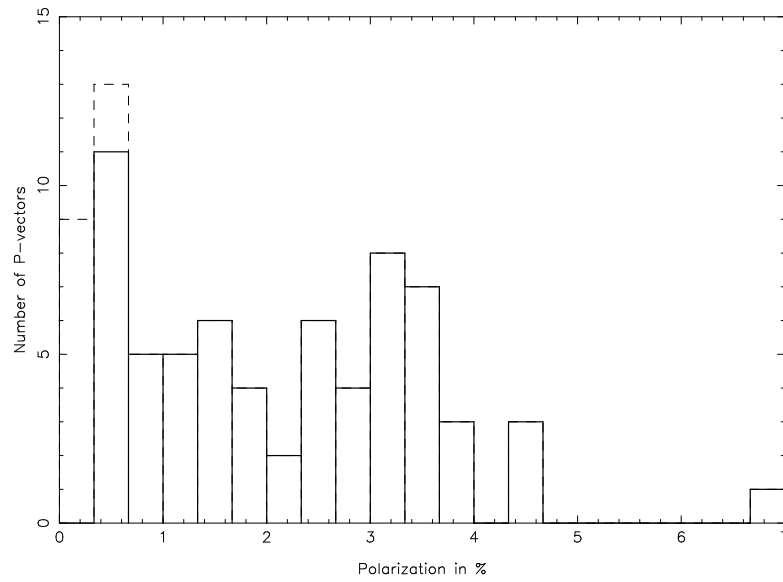


FIG. 4.3 – Histogram of degrees of polarization in GF 9. Data for which $P > 3\sigma_P$ (See last column in Table 4.1) are shown with bold lines. For this set of data, the mean and the dispersion of the distribution of the degrees of polarization are $\bar{P} = 2.22\%$ and $S_P = 1.33\%$ respectively.

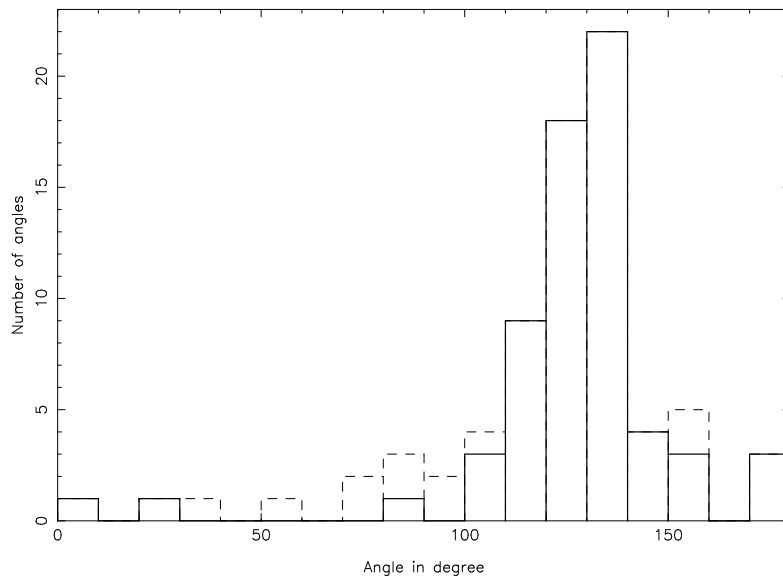


FIG. 4.4 – Histogram of polarization position angles in GF 9. Data for which $P > 3\sigma_P$ (meaning $\sigma_\theta < 9.5^\circ$) are shown with bold lines. For this set of data, the mean and the dispersion of the distribution of the position angles are $\bar{\theta} = 127.4^\circ$ and $S_\theta = 25.5^\circ$ respectively.

TAB. 4.3 – NIR polarization data of Jones (2003) and equivalent $\lambda = 7660 \text{ \AA}$ polarization data in the core and in the filament regions. Visible extinction coefficients are from Dobashi et al. (2005).

Star	$P_{\text{H}} \pm \sigma_{P_{\text{H}}}$ (%)	$P_{7660} \pm \sigma_{P_{7660}}$ (%)	A_{V} (Mag.)
C1	1.9±0.6	3.7 ± 1.2	2.34
C2	1.4±0.3	2.8 ± 0.8	2.34
C3	4.2±1.0	8.3 ± 2.0	2.60
C4	1.7±0.3	3.4 ± 0.8	2.34
C5	4.0±0.9	7.9 ± 1.8	2.60
C6	2.7±0.6	5.3 ± 1.2	2.34
F2	1.9±0.4	3.7 ± 0.8	2.19

(DSS), and applying a traditional star-count technique to 1043 plates contained in the DSS. Using the visible extinction coefficient A_{V} listed in Table 4.1, values of $P(\lambda = 7660\text{\AA})$ against $E_{\text{B-V}}$, where $E_{\text{B-V}} = \frac{A_{\text{V}}}{3.1}$, are shown in Figure 4.5. For all stars, except GF 9 S35 and GF 9 S86 (suspected variables), data directly observed at this wavelength are shown with crosses. Assuming NIR data from Jones (2003) and visible data probe the same types of grains, the Serkowski law,

$$P(\lambda) = P_{\text{max}} \exp\left[-K \ln^2\left(\frac{\lambda_{\text{max}}}{\lambda}\right)\right], \quad (4.1)$$

where $K = 1.15$, is used to derive the relation $P_{\text{V}} = 1.97P_{\text{H}}$. This relation is used to convert the H-band data to equivalent $\lambda = 7660\text{\AA}$ data, assuming $\lambda_{\text{max}} = 7660\text{\AA}$. These equivalent data are listed in Table 4.3 and are shown with diamonds in Figure 4.5. As was previously mentioned by Jones (2003), no saturation of P can be seen at about $A_{\text{V}} \approx 1.3$ (or $E_{\text{B-V}} \approx 0.4$), and $P_{\text{V}} \approx 1.6\%$, as observed in cold dark clouds in Taurus (See Arce et al., 1998). Data in the visible confirm this analysis but over the whole filament and the region surrounding it, and not just in the core region. Thus, while not universal, it is possible in some regions to probe magnetic fields inside dark clouds via polarimetry of background stars as suggested here by data taken in the visible and in the NIR.

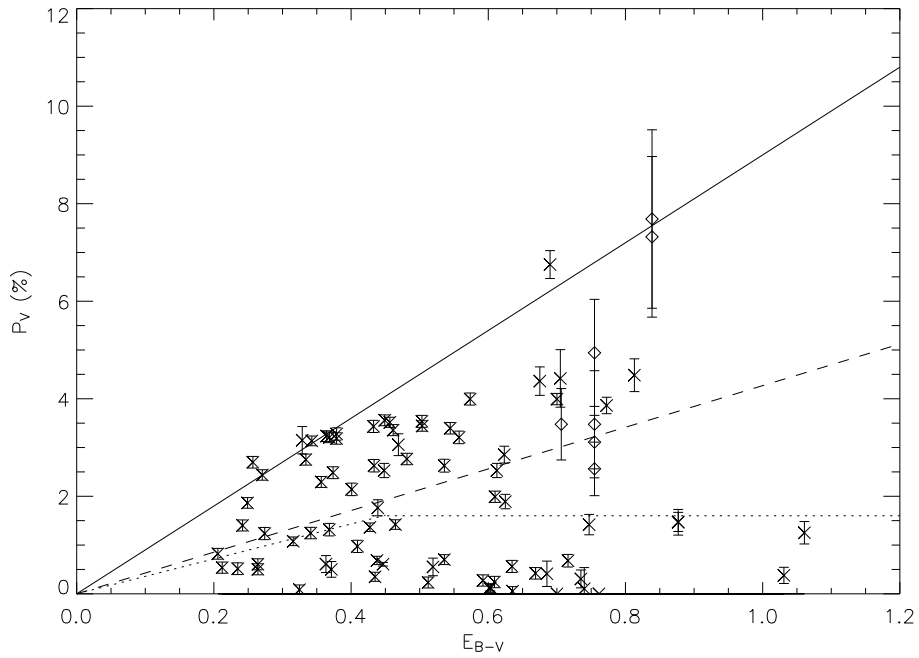


FIG. 4.5 – Variations of P with E_{B-V} . A_V data from Dobashi et al. (2005) were used to compute E_{B-V} . The full line delineates the upper envelope $P \leq 9.0E_{B-V}$ (Serkowski et al., 1975). A linear fit to the whole data set is shown by the dashed line and is given by $P \approx 4.3E_{B-V}$. Dotted lines reproduce the truncation in the (P, E_{B-V}) relation observed by Arce et al. (1998) in dark clouds in Taurus. X symbols : broadband red data from Observatoire du Mont-Mégantic. Diamonds : NIR data from Jones (2003) converted to red-equivalent data (see section 4.3.3).

4.4 Analysis and Discussion

4.4.1 Ambient Magnetic Field Orientation in the Vicinity of GF 9

As can be seen in Figure 4.2 and in the histogram of position angles in Figure 4.4, the polarization pattern in the vicinity of GF 9 is relatively well oriented on the plane of the sky with a mean direction of $\bar{\theta} = 127.4^\circ$ and a standard deviation $S_\theta = 25.5^\circ$. Since the filament has a concave concentric shape reminiscent of supernova remnants (Schneider & Elmegreen, 1979), one can ask if a possible object at the origin of this shape could be located somewhere in the region delimited by the black circle traced in Figure 4.1. A possible candidate seems to be the post AGB star GLMP 1012 (see Figure 4.1) but given its distance estimate $d = 3$ kpc (Preite-Martinez, 1988) compared with those of GF 9, even by considering 50 km s^{-1} winds, it is difficult to defend the view that this source can be responsible for the shape of the filaments. However since the problem is three-dimensional, a source at the origin of such a shape could also be located outside of the domain defined by this circle. Maybe such a source exists but has not been detected, or the apparent concentric shape of the dense ISM is only a projection effect and other mechanisms, such as turbulent fluctuations in the ISM or density waves, are at the origin of its formation. A quick look in the catalogs reveals no potential candidate in a circle a few degrees in diameter around the position R.A.(2000) = $20^{\text{h}}50^{\text{mn}}53^{\text{s}}$ and Dec.(2000) = $59^\circ 51' 59''$.

If now one compares the direction of the inferred magnetic field with the orientation of the filamentary structures on the plane of the sky, it seems that the magnetic field has approximately the same orientation over an arc circle which covers about 135° , from a position angle (P.A.) = 270° to 45° as measured from the center of the circle in Figure 4.1. When looking at both maps from east to west in Figures 4.1 and 4.2, a slow rotation of the direction of the field is present, the average directions near the core and near the filament regions differ by about 10° (see Table 4.4), significantly less than the variation in P.A. of the filament over the whole region. Moreover from east to west, there is a great dispersion in the orientation of the filamentary structures, thus it is hard with this two-dimensional representation to see a direct impact of the field on the apparent shape of the filaments. This is in agreement with the fact that in other regions there is no preferred projected angle on the plane of the sky between the directions of the ambient magnetic field and the orientation of the filamentary structures (e.g. Myers & Goodman, 1991a; Heyer et al., 1987). See also Heiles et al. (2000) for a discussion on this subject.

4.4.2 Multiscale Analysis of the Magnetic Field

From filamentary clouds scale to cores scale

Comparisons of the orientation of the magnetic field according to the visible, IR and FIR data around and in the core and the filament regions can be done by looking at the

TAB. 4.4 – Means and dispersions of polarization and position angles at various wavelengths and various scales (see figures 4.6, 4.7, 4.2 and 4.8 respectively).

	Core region	Filament region	GF 9 scale	Galactic scale
$\overline{P}_{7660,V} \pm S_{P_{7660,V}}$ (%)	2.17 ± 0.93 ^(a)	2.62 ± 1.27 ^(a)	2.22 ± 1.33 ^(a)	1.44 ± 1.26 ^(b)
$\overline{\theta}_{7660,V} \pm S_{\theta_{7660,V}}$ ($^{\circ}$) ^(c)	136.0 ± 12.4	126.1 ± 13.1	127.4 ± 25.5	72.0 ± 43.3
$\overline{P}_H \pm S_{P_H}$ (%)	2.65 ± 1.10	1.9 ± 0.4 ^(d)
$\overline{\theta}_H \pm S_{\theta_H}$ ($^{\circ}$) ^(c)	171.2 ± 5.9	137.0 ± 6.0 ^(d)
$\overline{P}_{\text{FIR}} \pm S_{P_{\text{FIR}}}$ (%)
$\overline{\theta}_{\text{FIR}} + 90^{\circ} \pm S_{\theta_{\text{FIR}}}$ ($^{\circ}$) ^(c)	≈ 19	random

Notes : ^(a) - Our data at $\lambda = 7660 \text{ \AA}$. ^(b) - $30^{\circ} \times 30^{\circ}$ map centered at position ($l_c = 95^{\circ}, b_c = +10^{\circ}$) (see Figure 4.8), but in the V band. ^(c) - Position angles are given in the equatorial frame measured east from north. ^(d) - Only one measurement is used at this wavelength (see Figure 4.7).

maps in Figures 4.6 and 4.7 respectively. In the core region, when going from visible to IR, to FIR data, one can see an anticlockwise rotation of the P.A. by about 63° in total. For each of these two regions, the means and dispersions of the degree of polarization and of the P.A. of the visible, IR and FIR data are compiled in Table 4.4. The P.A. for the FIR data corresponds to the observed polarization, rotated by 90° to give the direction of the magnetic field. In Figures 4.6 and 4.7, only FIR data for which the P.A. is approximately the same when using the Klaas et al. (1999) (hereafter KLC) instrumental polarization and the C-off (Core region observing position) instrumental polarization (Clemens 1999) are shown. The degree of polarization of the FIR data is not considered in the present analysis. Table 4.4 also includes similar information for the whole GF 9 region and for the local galactic scale, to be discussed below.

Comparison of Visible and IR data

First, visible and IR data do not probe the same regions on the plane of the sky. Visible data probe the more diffuse parts around prestellar cores while the IR data probe the denser phases where protostellar cores are present. Secondly we note that in the core region the IR vectors have approximately the same orientation which implies that the IR polarization is not intrinsic to each star but produced by dichroic absorption by aligned grains. This statistical argument, however, does not apply in the filament region where only one IR measurement with sufficient signal-to-noise ratio is available. Thirdly, in both cases the resolution used with each technique is comparable. Fourthly, the simple fact that the ‘IR’ magnetic field does not have the same orientation as the ‘visible’ one implies that if the grains observed with these two techniques have identical properties, and if their dichroic absorption properties are the same at both IR and visible wavelengths, then the net polarization produced by aligned grains located in the densest parts of the cloud dominates the net polarization produced by aligned

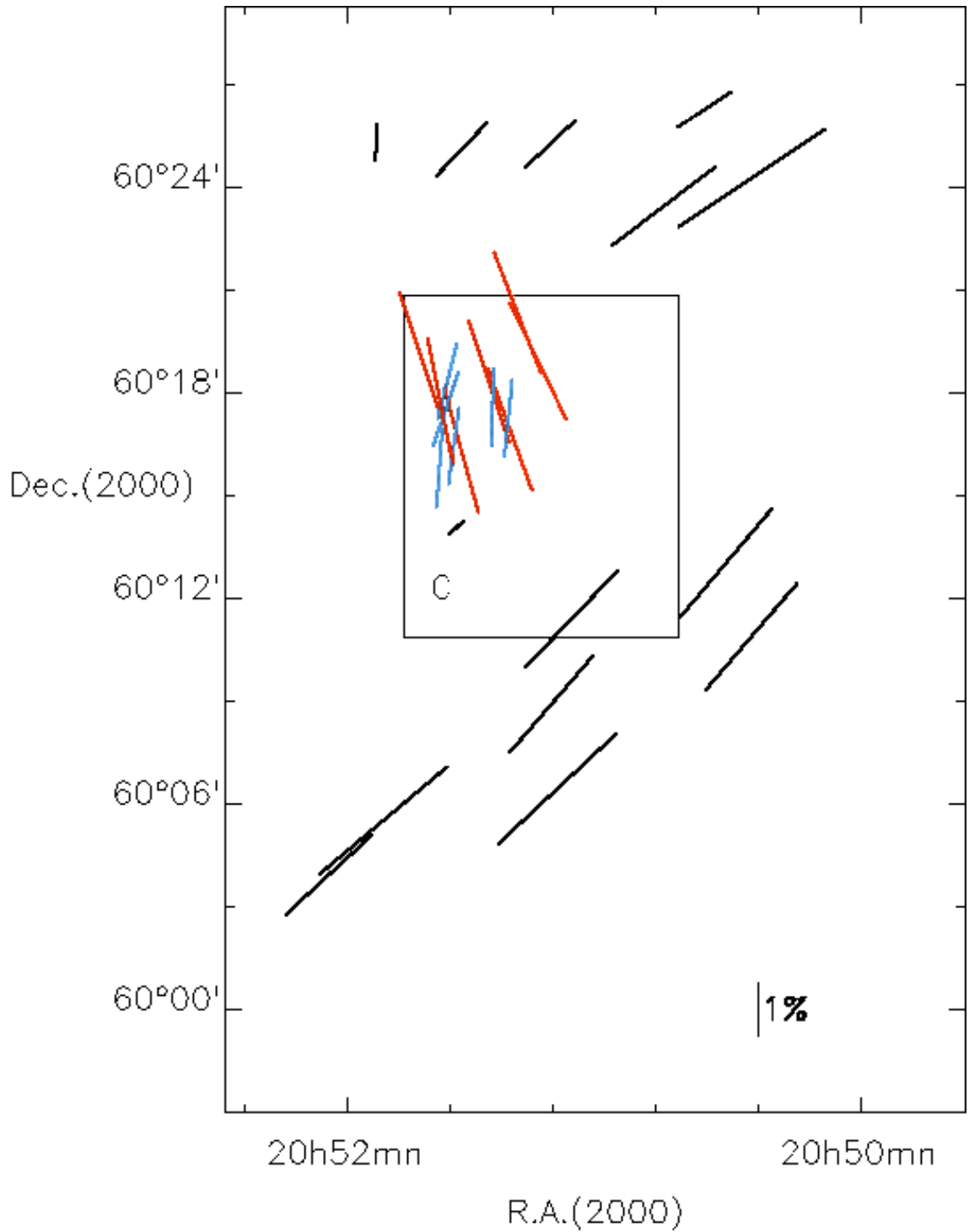


FIG. 4.6 – Polarization map around and into the core (C) region observed by (Ciardi et al., 1998, 2000). Black vectors represent visible data. Blue vectors are IR data from Jones (2003) with $P = 1.5\%$ for clarity. Red vectors are ISO FIR-90° rotated data from Clemens et al. (1999) with $P = 2.5\%$ for clarity. Only FIR data for which the position angle is approximately the same when using the KLC instrumental polarization and the C-off instrumental polarization are shown.

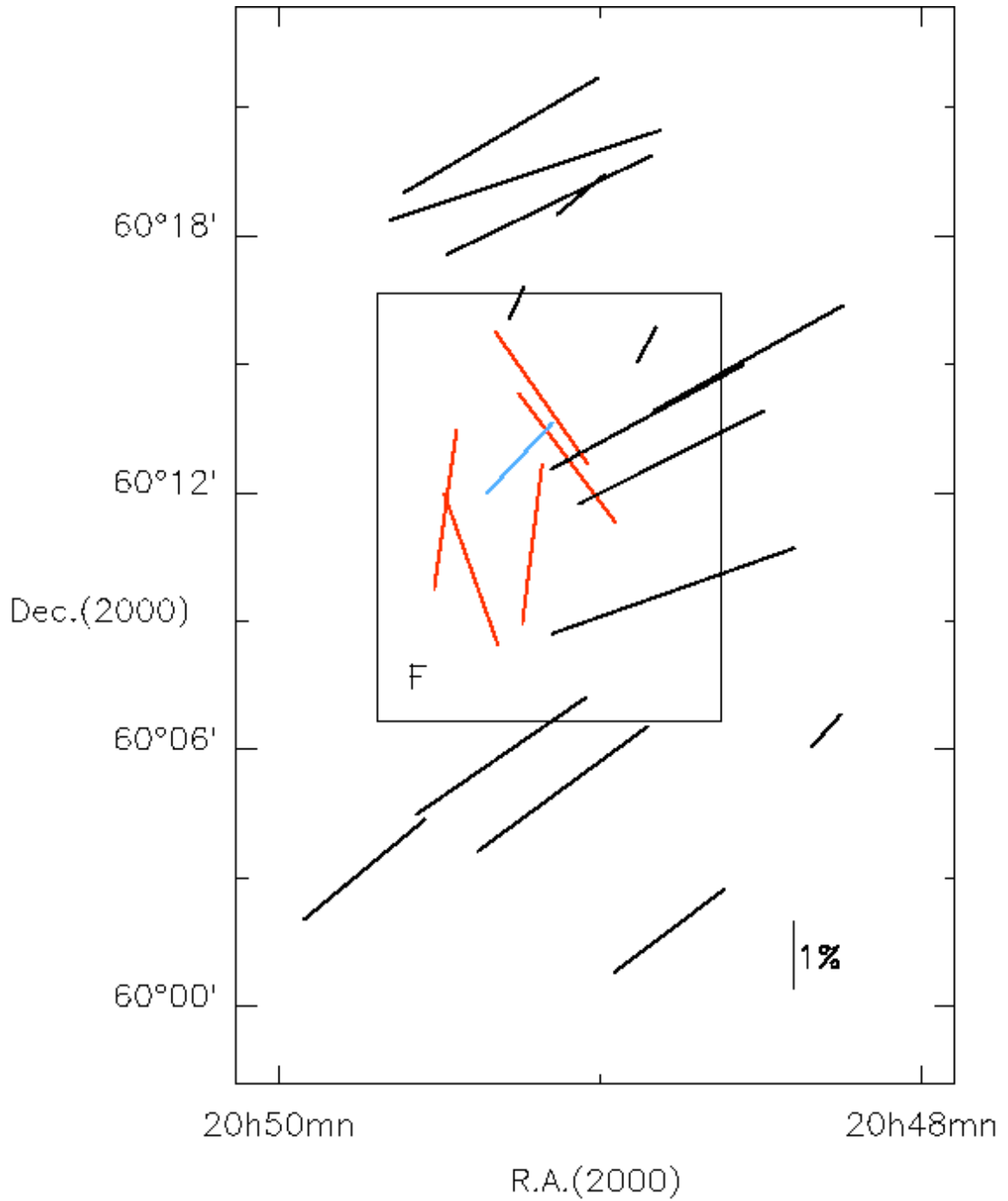


FIG. 4.7 – Polarization map in the filament region. Same as in Figure 4.6, but around and into the filament (F) region observed by (Ciardi et al., 1998, 2000).

grains located in the foreground diffuse ISM. All these facts, in addition to the dependence of P with A_V mentioned in section 4.3.3, suggest that there is a real rotation of the magnetic field lines in the core region when moving across the plane of the sky.

Comparison of IR and FIR data

Firstly, IR and FIR data probe the same regions on the plane of the sky in both the core and the filament regions. Secondly we note that in the core region the FIR vectors are very well aligned but not with the same P.A. as the IR vectors. IR data result from a magnetic field oriented at P.A. $\approx 171^\circ$ while FIR data suggest a magnetic field oriented at P.A. $\approx 19^\circ$. Thirdly, the resolution with these two techniques is not the same. The FIR data resolution is $\approx 80''$, many times the ‘pencil’ beam resolution of the IR and visible data. Finally, FIR observations probe the radiation emitted by grains mainly located in the densest parts of the cloud while IR observations probe grains located between the stars and the observer.

When looking at Figure 4.6, we see that IR and FIR data cover a common area $\approx 4' \times 4'$ in size. Thus if these two observational techniques probe the same column densities but at two different resolutions, one should be able to explain the rotation of the magnetic field lines as seen at these two wavelengths. A first hypothesis is that a given magnetic field morphology leads to several orientations according to the resolution at which it is observed (see Fiege & Pudritz, 2000a; Heitsch et al., 2001). However, here we see that IR data are spatially distributed through FIR data, thus by using a simple principle of juxtaposition it seems impossible to reproduce the mean orientation of FIR vectors seen through $\approx 80''$ beams by combining several IR vectors with very small cross sections. On the other hand, since the mean position angle of the stars observed in the visible is not the same as the one for stars observed in the IR, these IR-observed stars should not be foreground to the clouds, but rather embedded in or background to the clouds. In what follows we review possible explanations for the shift in position angles.

(1) The stars observed in the IR could be located inside the GF 9 core. If this was the case, the impact of their presence on their immediate environment should be observed. IRAS observations of these stars show that their luminosities satisfy $L_{\text{submm}}/L_{\text{bol}} \sim 10\%$ (see section 4.2), which would argue against them being Class 0 sources, i.e., very young. Therefore, we reject the hypothesis that these IR stars are all embedded in the GF 9 core.

(2) The stars observed in the IR could be background to the GF 9 core region. This is suggested by their position in the $P - E_{B-V}$ diagram shown in Figure 4.5. Two possibilities can be invoked to explain the difference in position angles :

- (a) A first and maybe naive approach is to assume that grains along the line of sight to the GF 9 core are all at the same temperature, and that both the IR and FIR observational techniques probe all grains with the same efficiency. If this is right, the mean position angles observed at both wavelengths should be similar, except for the known 90° difference between them. In this scenario, the difference in position angles is explained by a second cloud or filamentary structure located behind the GF 9 core, and in which dust grains would be aligned differently.
- (b) A second and probably more realistic scenario is to emphasize differences related to the

intrinsic nature of both observational techniques. Based on point (1) mentioned above, the assumption of a dust temperature gradient for an externally heated cloud seems reasonable. In this case, the FIR measurements should be more sensitive to “cold” dust grains aligned in the densest regions of the core than to “hot” dust grains aligned in the envelope and in the diffuse ISM. On the other hand, IR observations should probe all the grains along the line of sight, independently of their temperature. Thus grains aligned differently in the envelope from those in the denser core should both contribute to the IR polarization position angle, explaining the offset in position angles.

While scenario (2b) does not reject the possibility of a second cloud or filament evoked in (2a), it has the benefit to propose a simple and consistent explanation. Thus we prefer scenario (2b), in which the intermediate position angles of IR vectors shown in figure 4.6 may result from a vectorial addition of both FIR and visible vectors covering this region and its vicinity.

Comparisons of the magnetic field orientations with the core elongations

We compare in Table 4.5 the orientations of five protostellar cores spread into the filaments with the magnetic field orientations. Orientations of the cores L1082A, B and C were determined with the $(J, K) = (1, 1)$ lines of NH_3 while orientations of the LM cores are based on the visible DSS data ². At first sight we see that, except for L1082B, these dark condensations have a tendency to be elongated along the filaments as was noticed by Myers et al. (1991) (see Figures 4.1 and 4.2). Names, positions and P.A. of these cores are shown in Table 4.5 in columns 1 through 4 respectively. For objects LM351 and L1082C, located in the core region, and for objects LM349 and LM350, located in the filament region, the offset, $|\Delta\theta_{7660}|$, on the plane of the sky between the P.A. of each protostellar core and the mean magnetic field orientation probed with visible data is shown in column 5. The same is done with the IR and FIR measurements in columns 6 and 7 respectively. These offsets were not estimated for L1082B since the magnetic field direction is undersampled around this object.

²In fact, objects L1082C and LM351 may be the same source. The difference in coordinates and in P. A. comes about because of the different observational techniques used, NH_3 for L1082C and visible extinction for LM351.

TAB. 4.5 – Position angles of cores in GF 9 and offsets with the mean magnetic field position angles as measured in the three different passbands.

Core name	$\alpha(2000)$ (^h ^{mn} ^s)	$\delta(2000)$ (^o ' ^{''})	$P.A.$ ^(a) (^o)	$ \Delta\theta_{7660} $ (^o)	$ \Delta\theta_H $ (^o)	$ \Delta\theta_{FIR} $ (^o)	Location ^(b)
LM349 ^(c)	20 49 06.9	60 11 48	47	≈ 72	≈ 90	random	F
LM350 ^(c)	20 49 46.5	60 15 40	49	≈ 70	≈ 88	random	F
LM351 ^(c)	20 51 28.0	60 18 33	43	≈ 91	≈ 51	≈ 24	C
LM352 ^(c)	20 53 49.9	60 11 27
L1082C ^(d)	20 51 27.4	60 19 00	7	≈ 53	≈ 15	≈ 12	C
L1082A ^(d)	20 53 29.6	60 14 41
L1082B ^(d)	20 53 50.3	60 09 47	48	?	?	?	...

Notes : ^(a) - East of north. ^(b) - F : filament region, C : core region. ^(c) - Lee and Myers (1999). ^(d) - Benson and Myers (1989).

On larger scales, the magnetic field is mostly along the minor axis of the cores, as can be seen in Figure 4.2. However, on smaller scales, if we accept that IR measurements can probe the magnetic field in dense regions as it is suggested by the variations of P with A_V shown in Figure 4.5, we see that a rotation of the field is apparent in the core region. On this smaller spatial scale the field is well aligned in the core region in a direction mainly parallel to the cores' major axes. Turbulence models such as those developed by Padoan et al. (2001) show that matter may flow onto cores along filaments with the field being stretched along the filaments. In such a case, the field would tend to be along the major axis of the elongated low-density structures connected with higher density cores. However, such models show that the polarization pattern probing dust in the low density structures would be chaotic rather than smooth and well aligned. Moreover, Furuya et al. (2006) showed recently that a velocity gradient of $2.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ is present along the major axis of the core GF9-2 but none along its minor axis. Therefore, if we assume that sources named LM351, L1082C and GF 9-2 are associated to a common spatial volume traced with different tracers, and if we assume that the velocity gradient along the major axis of GF 9-2 is due to rotation of the core, this picture suggests that an original poloidal field has been twisted on small scales by the rotation of the core into a toroidal field. This would be consistent with a magnetic support model.

On the other hand, this effect does not seem to be present in the filament region where the magnetic field probed with IR data is mainly parallel to the small axes of the cores detected in this area, in approximately the same direction as the magnetic field seen at greater scales. But on the other hand if FIR measurements are reliable, the chaotic FIR polarization pattern suggests that turbulence plays an active role in the filament region.

Finally comparison of both regions suggests a magnetic field interacting differently, and

maybe less with its surrounding medium in the filament than it does in the core region, in agreement with the evolutionary stage of these two regions. Additional IR data would be necessary to confirm this point, and the quality of FIR measurements should of course be confirmed in both regions.

From the filamentary cloud scale to the local Galactic scale

The mean orientation of the ambient magnetic field can also be compared to the local Galactic magnetic field orientation. Figure 4.8 shows a polarization map in Galactic coordinates based on measurements compiled by Heiles (2000) with data for which $P/\sigma_P > 3$. The region presents a complicated picture because we are looking down a spiral arm and possibly because of the influence of the Cygnus star-forming complex. In their works Heiles (1996) and Walawender et al. (2001) have used a large set of polarization data and studied the inferred magnetic field geometry in this part of the Galaxy. At first sight, the simple picture of a toroidal magnetic field implies that the magnetic field lines should point in the direction toward $l = 90^\circ, b = 0^\circ$. In their statistical study Walawender et al. (2001) show that this trend is effectively real and are also able to detect the curvature of the local spiral arm. As mentioned by Jones (2003), since GF 9 is at a relatively close distance it is probably threaded by the magnetic field in the local spiral arm. Jones compares the orientation of the mean IR vector in the core region with the visible vectors on a greater scale, and shows that this vector points in the direction of the ‘vanishing point’ approximately located at $l = 90^\circ, b = 0^\circ$. We can see this vector denoted by ‘IR’ in Figure 4.8. We also show the mean visible vector ‘V’ in this map. It does not point in the same direction as the ‘IR’ vector but it is approximately parallel to its nearest neighbours. All these facts suggest that it is preferable to use data probing the diffuse parts of the ISM in the environments of molecular clouds to compare ambient to the cloud and Galactic magnetic field’s orientations.

4.4.3 Magnetic field strength and magnetic flux in the core region

In order to estimate if the core region observed in CS by Ciardi et al. (2000) is magnetically supercritical or magnetically subcritical, we use the Chandrasekhar & Fermi (1953) method to estimate the magnetic field strength. The magnetic field strength in the plane-of-sky is estimated with the expression :

$$B_{\text{pos}} \approx 9.3 \sqrt{n(\text{H}_2)} \frac{\Delta(V)}{\delta\phi} \mu\text{G}, \quad (4.2)$$

where $\delta\phi$ is the polarization P.A. dispersion in degrees, $n(\text{H}_2)$ is the molecular hydrogen density in molecules cm^{-3} , $\Delta V = \sqrt{8 \ln 2} \delta(V)$ is the FWHM line width in km s^{-1} , and δV is the velocity dispersion (Crutcher, 2004).

We use only the IR data for the core region since we have no way of estimating the turbulent velocity dispersion for the larger area corresponding to the visible data. The value $\delta\phi = 5.9^\circ$ is

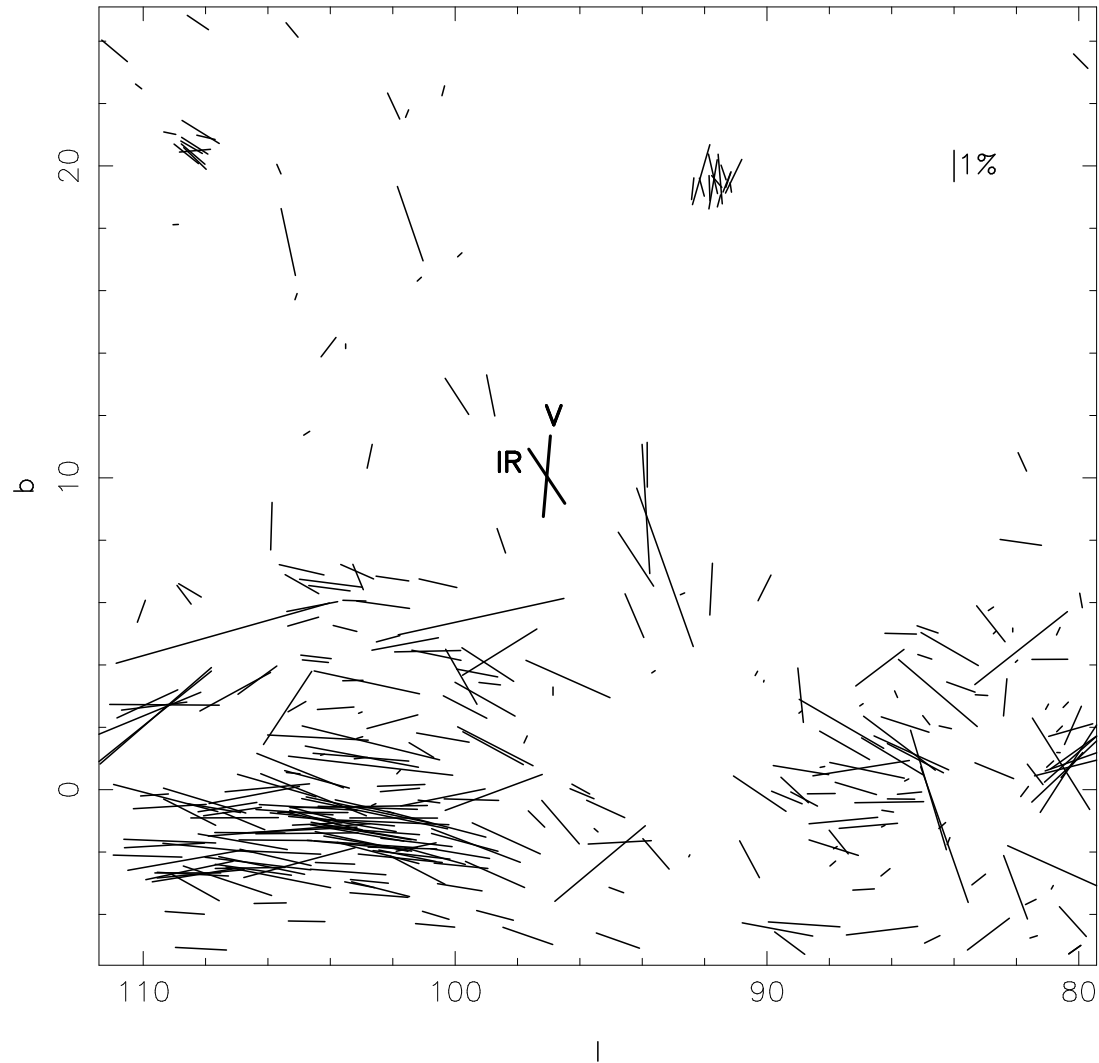


FIG. 4.8 – Galactic polarization map around GF 9. Visible data from the Heiles catalog in a $30^\circ \times 30^\circ$ box centered at position $(l_c = 95^\circ, b_c = +10^\circ)$ are shown. The IR symbol denotes the mean IR polarization of data taken in the GF9 core region by Jones (2003). The V symbol shows the mean visible polarization from our data in the vicinity of the core region.

TAB. 4.6 – Magnetic field strength in CS cores.

Parameter	GF9 Core (^a)
n ($\text{H}_2 \text{ cm}^{-3}$) (^b)	15000 ± 3000
N ($\text{H}_2 \text{ cm}^{-2}$) (^b)	$9.9 \cdot 10^{21}$
R (pc) (^b)	0.16
M (M_{\odot}) (^b)	15 ± 3
T_K (K) (^b)	7.5 ± 0.5
ΔV (km/s) (^b)	0.88 ± 0.20
$\delta\phi$ ($^{\circ}$)	5.9
B_{pos} (μG)	170 ± 56
λ_{obs} (^c)	≈ 0.44
λ_c	0.35

Notes : (^a) - Only IR data are used. (^b) - Ciardi et al. (2000). (^c) - $\lambda_{obs} = 7.6 \times 10^{-21} \frac{N_{H_2}}{B_{pos}}$, Crutcher (2004).

taken from Table 4.4 using the Jones IR data. This value is provided by a relatively small set of six measurements for which the mean of the uncertainties is 6.7° . If instead of a direct average, we use a weighted average for estimating the dispersion in P.A., we get 7.2° . Finally, working with the P.A. directly instead of the vectors, the dispersions are 6.4° and 6.0° , weighted and unweighted respectively. All these values are close to each other and reflect the fact that there is little dispersion in P.A. in the cloud. Therefore, we believe that despite the small number of measurements, we nevertheless have a representative value for the dispersion. The various parameters that we used for the CS core region and our results are shown in Table 4.6.

Once B_{pos} is derived, we estimate λ_{obs} , the observed mass to flux ratio $(\frac{M}{\phi_B})_{observed}$ normalized to its critical value. This observed normalized mass to flux ratio is subject to geometrical bias, as explained by Crutcher (2004). In the case of estimating the total field from the plane-of-sky component of the field, two of the three components are known and the correction factor for λ_{obs} is then $\pi/4$, which corresponds to λ_c given in Table 4.6. This correction is statistical in nature since we do not know the appropriate angle for any individual object. In fact, there may not be a line of sight component to the field. Using $\delta\phi = 8.9^{\circ}$ for the dispersion in P.A. ³ to take into account the uncertainties in the measurements would decrease the magnitude of B_{pos} and increase the magnitude of λ_{obs} and λ_c by about 50%. For comparison, the dispersion in P.A. for the visible data around the core region is 12.4° (Table 4.4). With this value (even though we are outside the area for which the CS line-widths have been measured), the values of λ_{obs} and λ_c are larger by about 110%. These values are probably too large because

³ 8.9° is the quadratic sum of the dispersion 5.9° and the mean uncertainty 6.7°

the visible data cover a much larger area than just the core region. Also, a bias exists in the Chandrasekhar-Fermi method that tends to cause estimated field strengths to be too large and thus to underestimate values of λ_{obs} (e.g. Heitsch et al., 2001).

What is the effect of the distance d on these results? The column density N is used to get the gas mass, so $M \propto r^2$, where r is the radius of the cloud, assumed to be spherical. The density $n \propto M/\text{volume} \propto r^{-1}$. Since $r \propto d^{-1}$, $n \propto d$, $B_{\text{pos}} \propto d^{1/2}$ and $\lambda \propto d^{-1/2}$. If the distance is 200 pc instead of 440 pc as assumed for the values given in Table 4.6, λ would be closer to unity by about $\sqrt{2}$.

Is there additional possible evidence for a subcritical core? Crutcher (2004) identified two other tests to distinguish between ambipolar diffusion and turbulence as supporting mechanisms for star formation. If ambipolar diffusion is acting, one would expect an hourglass configuration for the magnetic field with field lines projected onto the sky aligning with the projected minor axes of clouds under gravitational contraction. But the distribution of the IR polarization vectors (see Fig 4.6) suggests a smooth field, or even a slight curvature in the opposite direction than expected for an hourglass shape. A third test identified by Crutcher (2004), if ambipolar diffusion is acting, is that one expects $B \propto \rho^\kappa$ with κ approaching 1/2 for larger densities ($\gtrsim 100 \text{ cm}^{-3}$). The values derived here are more or less compatible with this relation (see Figure 1 in Crutcher, 1999). In addition, the comparison of the magnetic field orientations with the elongations of the cores seen in Table 4.5 is not in general compatible with ambipolar diffusion, since in that case the cores would be perpendicular to the direction of the magnetic field.

Taking all the above arguments into account, our data suggest that the GF 9 core region is approximately magnetically critical. Ambipolar diffusion does not appear to be supported. Also, turbulence would produce a randomness in the polarization vectors which is not observed. The picture presented in section 4.4.2 of an original poloidal field which is transformed into a toroidal field by rotation appears most plausible.

4.5 Conclusions

Visible linear polarization data taken at the Mont-Mégantic Observatory on 78 stars in the vicinity of the dark filamentary cloud GF 9 were presented and compared with available NIR and FIR polarization data covering part of the same region. Our main conclusions are :

On a scale of a few times the mean radial dimension of the molecular clouds, the magnetic field is smooth and well-ordered, and appears to be ‘blind’ to the spatial distribution of the filaments.

On smaller scales in the core region, NIR polarimetry shows a rotation of the magnetic field lines when reaching into the denser parts.

There is no evidence for saturation of polarization as a function of extinction for both the visible and NIR data, suggesting that even in the denser regions the same grain properties and

grain alignment mechanisms apply, and that the magnetic field is still being probed adequately there.

Finally, the magnetic field strength was estimated with the Chandrasekhar & Fermi (1953) method. The results would suggest that the core region is approximately magnetically critical.

All these facts put together suggest that *in GF 9 the magnetic field changes direction with the spatial scale*. The field differs by 35° in the GF 9 core compared to the surrounding region. Ambipolar diffusion does not appear to be supported given the current evidence. The effects expected from turbulence are definitely missing. A global interpretation of the results is that an original poloidal field could have been twisted into a toroidal configuration by a rotating elongated structure during its collapse.

Future work should check if the trend in polarization position angles to rotate counterclockwise with increasing wavelength still continues in the submm. Also, as the lack of saturation of polarization as a function of extinction suggests, if dust grains are magnetically aligned there should be no polarization hole in the submm in the core and the filament regions. As an additional benefit, submm polarization would afford a higher spatial resolution than the FIR data discussed here.

We thank the Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie du Canada for supporting this research. The authors thank J. S. Greaves for providing information about observations of GF 9 with SCUBAPOL at the JCMT, as well as B. Malenfant and G. Turcotte for their helpful and friendly support during observations at Mont-Mégantic Observatory. We also thank an anonymous referee for his constructive comments and helpful suggestions. This work made extensive use of the SIMBAD database at the Canadian Astronomy Data Center, which is operated by the Dominion Astrophysical Observatory for the National Research Council's Herzberg Institute of Astrophysics.

Chapitre 5

Magnetic Fields in OMC-2 and OMC-3

Magnetic Fields in the Star Forming Molecular Clouds OMC-2 and OMC-3.

FREDERICK POIDEVIN¹ and PIERRE BASTIEN¹

Département de physique and Observatoire du mont Mégantic, Université de Montréal, C.P. 6128,
Succ. centre ville, Montréal, Québec, Canada. H3C 3J7

BRENDA C. MATTHEWS¹

Herzberg Institute of Astrophysics, National Research Council of Canada, Victoria, BC, Canada

JASON D. FIEGE¹

Department of Physics and Astronomy, University of Manitoba Winnipeg, MB R3T 2N2, Canada

To be submitted to *ApJ*

Abstract

The first polarized 850 μm thermal emission data of the region OMC-2 in Orion A are presented. Added to data already available in the region OMC-3, the set of data reduced homogeneously and covering both regions shows that the region OMC-2 is generally less polarized. The 850 μm polarization patterns are similar in regions of existing 350 μm polarization data. Only 850 μm polarimetry data are available in and around MMS7, FIR1 & FIR2, and in the region south of FIR6. A realignment of the polarization vectors with the filament can be seen in the region south of OMC-3. Orientations of CO outflows, and H₂ jets which could be driven by sources embedded within the filaments are compared with orientations of polarization vectors. The analysis shows that the flows could not alter the polarization patterns which should be seen without their presence through 12'' – 14'' resolution beams. An analysis shows that only a uniform poloidal magnetic field cannot explain the mean degree of polarization observed in the filaments. Finally, several observational facts converge to suggest that depolarization observed in the region FIR3, 4 & 5 could be explained by dust grains radiatively aligned.

Keywords : magnetic fields — polarization : Submm — ISM : dust — Molecular clouds : dust

5.1 Introduction

It is generally believed that magnetic fields play an important rôle in star formation but the evolution of their rôle from the scale of molecular clouds to that of Young Stellar Objects

¹Visiting Astronomer, James-Clerck-Maxwell Telescope, operated by the National Research Council of Canada, PPARC and NWO.

(YSOs) is still not well understood. One of the best methods for their study is polarimetry of the continuum radiation emitted by dust grains at submillimeter (submm) wavelengths (e.g. Dotson et al., 2000; Hildebrand et al., 1999). Grains pervading the dense ISM are non-spherical with their longer axis preferentially oriented perpendicular to the local magnetic field. Recent advances on grain alignment theory can be found in a review by Lazarian (2003).

The Orion “Integral-Shaped filament” (ISF) has been mapped at $850 \mu\text{m}$ by Johnstone & Bally (1999). It contains the well-studied OMC-1 region located at ≈ 500 pc behind the Orion nebula, and the two filamentary structures OMC-2 and OMC-3 located $\approx 15'$ and $\approx 25'$ north of OMC-1, respectively. Submm continuum and polarimetry observations in OMC-1 were intensively analysed and discussed by Keene et al. (1982), Hildebrand et al. (1984), Aitken et al. (1997), Lis et al. (1998), Rao et al. (1998), Schleuning (1998), Vallée & Bastien (1999) and Coppin et al. (2000). The counterpart of these studies in OMC-2 and more particularly in OMC-3 were discussed by Chini et al. (1997) with 1.3 mm dust emission observations in both regions; by Matthews & Wilson (2000) and Matthews et al. (2001) with $850 \mu\text{m}$ polarimetry in OMC-3; by Houde et al. (2004) with polarimetry at $350 \mu\text{m}$ in both filaments; and more recently by Matthews et al. (2005) with 1.3 mm high resolution observations in the MMS6 protostellar core in OMC-3.

The $850 \mu\text{m}$ polarization pattern of OMC-3 measured with SCUBA and studied by Matthews et al. (2001) shows that a helical field (see Fiege & Pudritz, 2000b) could thread the filament. The change in orientation between the polarization data and the filamentary axis to the south of OMC-3 could be accounted for by either a bend of the filament or the presence of a second filament, oriented roughly orthogonal to the primary ISF. If the latter interpretation is correct, then polarization vectors realigning with the filamentary axis are expected south of OMC-3. If the filament continues to bend, then any orientation of vectors to the filament axis is possible.

Our initial motivation for this project was to measure the $850 \mu\text{m}$ polarization pattern of OMC-2 with the aim to better understand the structure of the magnetic field south of OMC-3. Then, with the availability of $350 \mu\text{m}$ polarization data by Houde et al. (2004) and estimates of the orientation of the magnetic field relative to the line of sight at several places along the filament, it became possible to make a global comparison with the $850 \mu\text{m}$ polarization vectors observed in both regions. On the other hand, abundances of several molecular species and clumping were also discussed in these regions (e.g. Bartla et al., 1983; Castets & Langer, 1995). Chini et al. (1997) suggest that OMC-2 is at an intermediate evolutionary stage between those of OMC-1 and OMC-3. Observations of H_2 jets (e.g. Stanke et al., 2002) and of molecular outflows (e.g. Williams et al., 2003) allowed in some cases the detection of their progenitors with relatively good certainty along the chain of active cores embedded in the filament. Thus we can compare their respective orientations on the plane of the sky with the direction of polarization vectors in order to statistically study the impact of outflow and jet activity on the region. Since turbulence is also suspected to be an important factor in conjunction with magnetic fields in star-forming processes and cloud evolution, this type of study can help to test detectability of turbulence in the framework of our observations.

In this work we present new 850 μm SCUBA polarization data of OMC-2. Observations and data reduction techniques are presented and discussed in § 5.2. Results are shown and analyzed in § 5.3. A discussion follows in § 5.4.

5.2 Observations and data reduction

The observations were carried out on the summit of Mauna Kea in Hawaii, from 2004 September 14 to 20 and on 2005 January 16 with the SCUPOL polarimeter installed in front of the Submillimeter Common User Bolometric Array (SCUBA) detector mounted on the James-Clerk-Maxwell Telescope (JCMT). The nights were relatively stable with $\tau(225\text{GHz})$ ranging from 0.04 to 0.07 during the periods of observations. The polarimeter and general reduction techniques are described by Greaves et al. (2003).

The SURF (SCUBA User Reduction Facility, see Jenness et al., 1998) and KAPPA reduction packages were used for flatfielding, extinction correction, instrumental polarization removal, sky noise removal, despiking, removal of bad pixels and rebinning of the images. The Starlink software packages POLPACK and CURSA were also used for combining, binning and filtering the Stokes parameters of the images to finally extract the polarized source signal.

After extinction correction, noisy bolometers were identified and removed from the data sets. At 850 μm , effects due to fast sky variations were subtracted by using bolometers devoid of significant target flux. We used between one and four bolometers to determine sky variability, using the existing 850 μm map of total intensity of the ISF produced by Johnstone & Bally (1999) to help select empty bolometers. Bolometers which were significantly negative were avoided since they can greatly affect the interpretation of the final map by possibly injecting polarized emission in the bolometers probing the source (see Appendix II of Matthews et al., 2001, for more details). The mean flux removed by sky subtraction was added back into the maps since the flux from sky emission was not necessarily always close enough to zero. Moreover polarization calibrators like Uranus or Saturn were not observed during the period of observations of OMC-2 and therefore can not be used for the determination of possible sidelobe contamination effects. However if we refer to Matthews et al. (2001, 2002), Matthews & Wilson (2002a) and Matthews & Wilson (2002b), it appears that polarization data with $p > 1\%$ are generally reliable. We make this assumption for data in OMC-2. During observations, the slow sky variability was removed by chopping. The pointing center, the chop position angle, the distance to the center of the chop position and the number of observations for each of the seven different SCUBA fields required to map the OMC-2 filament and the southernmost portion of OMC-3 are shown in Table 5.1.

After removal of the instrumental polarization (IP) in each bolometer, the Stokes parameters Q , U and I for each set of data were combined to produce a final cube of data where Q_{tot} and U_{tot} are the two components of linearly polarized light and I_{tot} is the total intensity associated with each $6''$ pixel of the map. The polarization percentage, p , and the polarization position angle, θ , are defined according to the usual relations

TAB. 5.1 – Observational Parameters for Jiggle Mapping Polarimetry in OMC-2.

Pointing Center R.A.(2000)	Pointing Center Dec.(2000)	Chop Position Angle east from north (°)	Distance (")	Number of observations
05 35 22.2	-05 06 40.1	112	180	9
05 35 25.0	-05 07 49.3	90	150	12
05 35 26.8	-05 09 13.5	90	150	12
05 35 25.0	-05 10 37.4	90	150	18
05 35 24.9	-05 12 07.3	90	150	15
05 35 21.9	-05 13 19.1	90	150	12
05 35 18.8	-05 14 54.9	90	150	12

$$p = \frac{\sqrt{(Q^2 + U^2)}}{I}, \theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right). \quad (5.1)$$

The uncertainties on p and θ are given by

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{dQ^2Q^2 + dU^2U^2}}{p}, \sigma_\theta = 28.6^\circ / \left(\frac{p}{\sigma_p}\right) \quad (5.2)$$

where $\frac{p}{\sigma_p}$ is the signal-to-noise ratio (S/N) in p . Because of quadratic addition of the Stokes parameters Q and U , the polarization percentages defined in equation 5.1 are overestimated and need to be debiased by using

$$p_{\text{db}} = \sqrt{p^2 - \sigma_p^2}. \quad (5.3)$$

In what follows we refer to p_{db} and we call it p .

OMC-2 data were added to SCUBA data of OMC-3 (see Matthews & Wilson, 2000; Matthews et al., 2001) retrieved from the JCMT data archive. The values of the Flux Calibration Factors (FCFs) employed were 484 Jy/beam/V in OMC-3 and 690 Jy/beam/V in OMC-2. Overestimations of the S/N ratio due to oversampling in the pixel scale, for which the software does not account were avoided during the reduction process. For this reason our data need to be binned to a larger grid scale than those shown in Matthews et al. (2001). Each data set for the eleven fields was reduced homogeneously and combined to produce a preliminary 850 μm polarization map covering both regions. In order to study the variations in the polarization patterns, this preliminary map was binned by factors of 3, 4 and 5 pixels, and each one of these maps was filtered with the following criteria $I_{\text{tot}} > 0$ and $\sigma_p < 1.5\%$, $\sigma_p < 2.0\%$ and $\sigma_p < 2.5\%$. The nine maps produced by these various combinations were compared with each other. Since the OMC-2 region is generally less polarized than the OMC-3 region, we decided that the map binned to 30'' (or $\approx 2 \times 14''$ beam resolution) improves $\frac{p}{\sigma_p}$ and hence σ_θ

sufficiently without excessive smoothing. This rebinning improves S/N by a factor of 5 over the unbinned $6''$ sampled data. The filtering criterion $\sigma_p < 1.5\%$ was then chosen because it avoids polarization artefacts in low emissivity regions due to binning effects. The final $850 \mu\text{m}$ polarization map of OMC-2/OMC-3 is shown in Figure 5.1. To account for the uncertainties on the IP values and for any contamination due to sidelobe effects (see Greaves et al. 2001 for a discussion on this subject), polarization vectors smaller than 1% are not shown and are not included in the following analysis.

Although the following analysis is similar to that of Matthews et al. (2001), the OMC-3 data are included here to generate a homogeneous data set of the ISF to model the filaments, and to compare a recent $350 \mu\text{m}$ polarization map (Houde et al., 2004) and ultimately to larger scale visible polarimetry (Poidevin & Bastien, in prep., see Chapter 6 of this document).

5.3 Results

In what follows we use the same notation as Chini et al. (1997) in their Figure 1 to identify the cold condensations encountered along the filaments; they are also identified in our Figure 5.1. This figure shows thick and thin white vectors. Thick white vectors are data with $\frac{p}{\sigma_p} > 2$ and thin white vectors are data with $\frac{p}{\sigma_p} < 2$. In the following, it should be kept in mind that our conclusions could be biased since degrees of polarization smaller than 1% were undetectable.

5.3.1 Degree of polarization and distribution of polarization position angles

The $30''$ binned polarization data distributed along OMC-3 and OMC-2 are reported in Table 5.2. The results of a basic statistical analysis on several subsets of the sample are shown in Table 5.3 where mean position angles, $\langle \text{P.A.}_{\text{fila}} \rangle$, of the corresponding sections of the filaments are displayed. The histogram of the whole set of polarization percentages is shown in Figure 5.2. Data with $\frac{p}{\sigma_p} > 3$ are shown in black. The mean polarization of data with $\frac{p}{\sigma_p} > 3$ is $\langle p \rangle = 3.68\%$ while the mean polarization of data with $\frac{p}{\sigma_p} > 2$ is $\langle p \rangle = 2.98\%$. There is no polarization vector greater than 6% and the truncation of data with $p < 1\%$ can clearly be seen in the Figure.

The histogram of the complete distribution of the polarization position angles (P.A.) is shown in Figure 5.3. Data with $\frac{p}{\sigma_p} > 3$ are shown in black. Data obeying the criterion $\frac{p}{\sigma_p} > 3$ clearly show two peaks. One is around $\approx 150^\circ$ and is mainly associated with the smooth polarization pattern already observed at $850 \mu\text{m}$ by Matthews & Wilson (2000), Matthews et al. (2001) and at $350 \mu\text{m}$ by Houde et al. (2004) in the northern part of OMC-3. The other peak is around $\approx 110^\circ$ and is mainly associated with the polarization pattern seen in the region located to the southern part of OMC-3. Data from OMC-2 also contribute to these peaks although there is evidently substantial depolarization along OMC-2. Before describing more precisely our results for several regions along OMC-3 and OMC-2, Figure 5.4 can already be used for comparisons of the $850 \mu\text{m}$ data presented here with the $350 \mu\text{m}$ shown by Houde

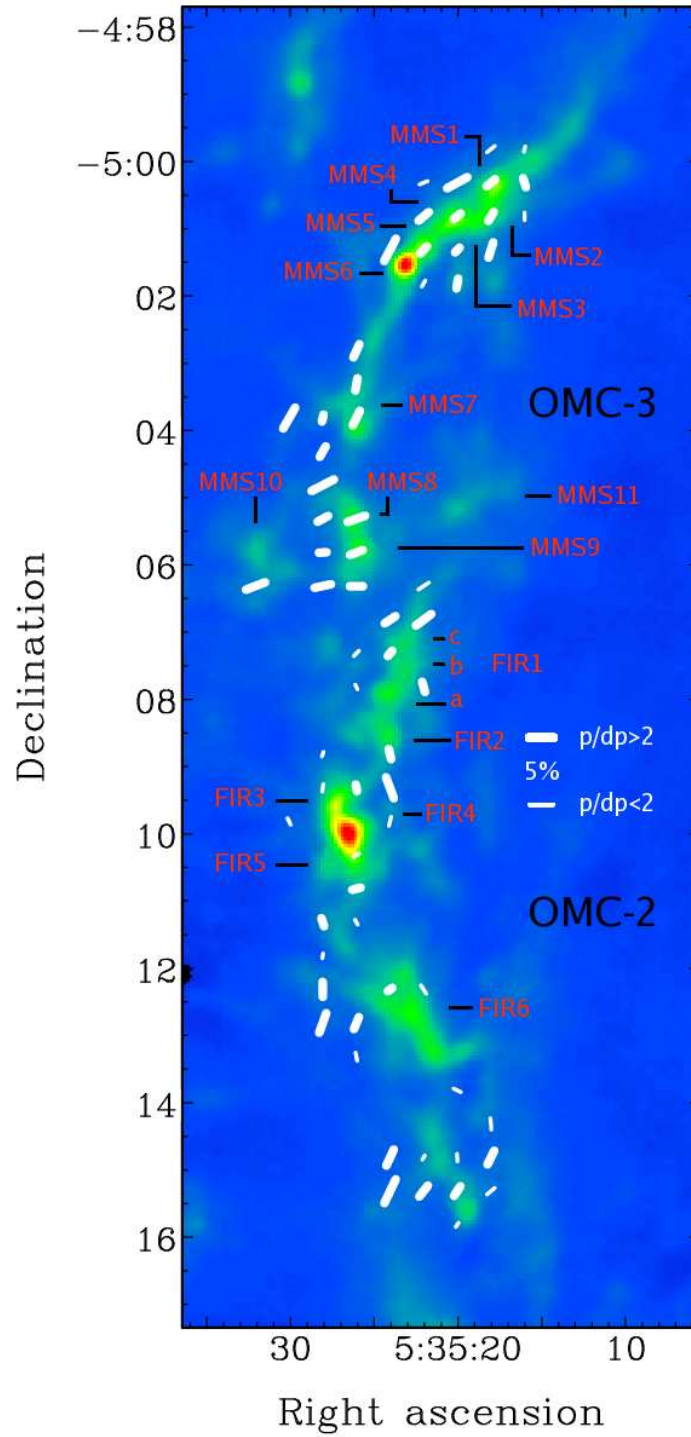


FIG. 5.1 – 850 μm map and polarimetry of the OMC-3 and OMC-2 regions obtained with SCUBA at the JCMT. The vector length denotes polarization percentage and the position angle denotes the E-vector orientation. Reliable data with $p/\sigma_p > 2$ are shown with thick vectors. Other data are shown with thin vectors. Coordinates are J2000.0.

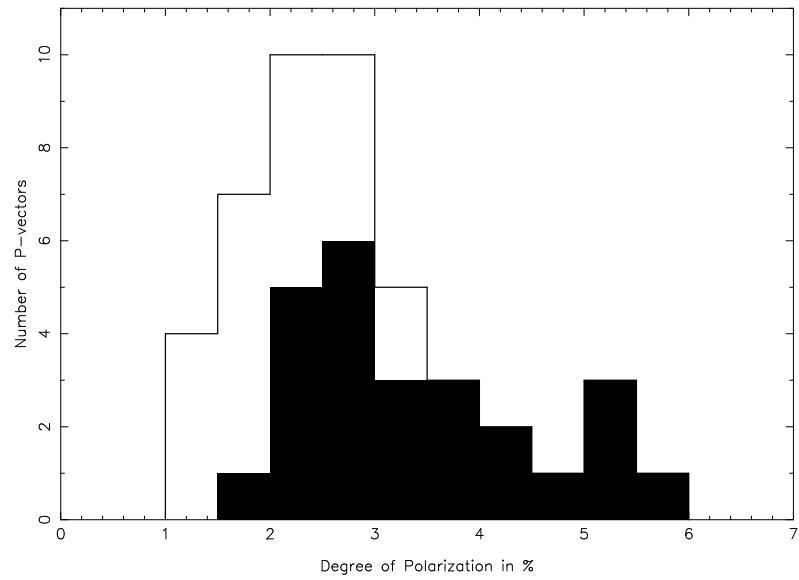


FIG. 5.2 – Histogram of 850 μm degree of polarization through OMC-3 and OMC-2. Data are compiled in Table 5.2. In black : distribution of data with $\frac{p}{\sigma_p} > 3$. Solid lines : distribution of data with $\frac{p}{\sigma_p} > 2$.

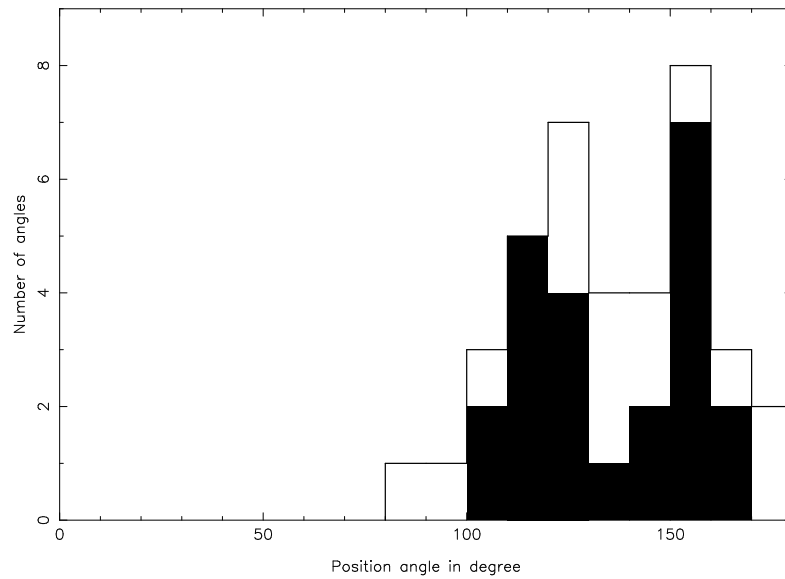


FIG. 5.3 – Histogram of 850 μm polarization position angles through OMC-3 and OMC-2. Data are compiled in Table 5.2. In black : distribution of data with $\frac{p}{\sigma_p} > 3$. Solid lines : distribution of data with $\frac{p}{\sigma_p} > 2$.

TAB. 5.2 – 850 μ m polarization data in OMC-2 and OMC-3.

ID	Dec.(2000) (^h ^{mn} ^s)	R.A.(2000) ([°] ' ")	p (%)	σ_p (%)	$\frac{p}{\sigma_p}$	θ ([°])	$\sigma_\theta^{(b)}$ ([°])	Flux ($Jy/30''$ beam)
1	05 :35 :20.10	-05 :15 :48.9	1.05	1.09	0.96	-36.3	20.4	0.58
2	05 :35 :24.12	-05 :15 :18.9	5.59	1.30	4.30	-25.5	6.7	0.39
3	05 :35 :22.11	-05 :15 :18.9	2.97	0.75	3.96	-37.8	7.0	0.47
4	05 :35 :20.10	-05 :15 :18.9	2.42	0.98	2.47	-32.9	10.6	0.92
5	05 :35 :18.10	-05 :15 :18.9	2.12	1.07	1.98	-49.5	13.1	0.49
6	05 :35 :24.12	-05 :14 :48.9	3.75	1.10	3.41	-24.8	8.0	0.29
7	05 :35 :22.11	-05 :14 :48.9	1.01	0.61	1.66	-29.0	14.8	0.78
8	05 :35 :20.10	-05 :14 :48.9	1.57	1.11	1.41	2.9	16.5	0.61
9	05 :35 :18.10	-05 :14 :48.9	3.24	1.32	2.45	-25.6	10.8	0.42
10	05 :35 :18.10	-05 :14 :18.9	2.41	1.44	1.67	4.5	14.6	0.44
11	05 :35 :20.10	-05 :13 :48.9	1.70	1.40	1.21	62.8	18.2	0.33
12	05 :35 :26.13	-05 :13 :18.9	1.74	0.95	1.83	11.1	13.7	0.23
13	05 :35 :28.14	-05 :12 :48.9	4.38	1.34	3.27	-20.0	8.4	0.30
14	05 :35 :26.13	-05 :12 :48.9	2.76	0.49	5.63	-23.6	5.0	0.41
15	05 :35 :28.14	-05 :12 :18.9	3.09	1.23	2.51	0.6	10.8	0.53
16	05 :35 :24.12	-05 :12 :18.9	1.21	0.57	2.12	-53.1	12.0	1.65
17	05 :35 :22.11	-05 :12 :18.9	2.05	1.30	1.58	32.8	15.3	1.10
18	05 :35 :28.14	-05 :11 :48.9	1.06	0.79	1.34	-6.0	17.1	0.41
19	05 :35 :28.14	-05 :11 :18.9	1.77	0.75	2.36	17.4	11.2	0.62
20	05 :35 :26.13	-05 :11 :18.9	1.20	1.18	1.02	27.5	20.1	0.62
21	05 :35 :26.13	-05 :10 :48.9	1.88	0.73	2.58	-76.0	10.4	1.06
22	05 :35 :26.13	-05 :10 :18.9	1.37	0.97	1.41	-60.8	16.5	2.77
23	05 :35 :30.14	-05 :09 :48.9	1.50	1.26	1.19	25.3	18.4	0.30
24	05 :35 :24.12	-05 :09 :48.9	1.99	1.41	1.41	-14.3	16.7	0.62
25	05 :35 :28.14	-05 :09 :18.9	1.60	0.99	1.62	-8.9	15.1	1.32
26	05 :35 :26.13	-05 :09 :18.9	1.42	0.66	2.15	10.3	12.1	1.21
27	05 :35 :24.12	-05 :09 :18.9	4.69	1.19	3.94	20.3	7.0	0.46
28	05 :35 :28.14	-05 :08 :48.9	1.04	0.78	1.33	-21.7	17.1	0.44
29	05 :35 :24.12	-05 :08 :48.9	2.19	0.76	2.88	13.1	9.4	0.94
30	05 :35 :26.13	-05 :07 :48.9	1.08	0.94	1.15	24.8	18.8	0.57
31	05 :35 :22.11	-05 :07 :48.9	2.26	1.01	2.24	15.5	11.7	0.66
32	05 :35 :26.13	-05 :07 :18.9	1.56	1.07	1.46	-43.3	16.3	0.54
33	05 :35 :24.12	-05 :07 :18.9	1.49	0.61	2.44	-41.2	10.8	1.27
34	05 :35 :24.12	-05 :06 :48.9	2.78	1.12	2.48	-56.0	10.7	0.73
35	05 :35 :22.11	-05 :06 :48.9	4.09	1.27	3.22	-53.0	8.4	0.73
36	05 :35 :32.15	-05 :06 :18.9	4.36	1.32	3.30	-68.7	8.3	0.68
37	05 :35 :28.13	-05 :06 :18.9	3.61	1.13	3.19	-77.9	8.5	0.42
38	05 :35 :26.13	-05 :06 :18.9	2.70	1.28	2.11	89.6	12.2	0.80

Table 5.2 continued...

ID	R.A.(2000) (^h ^{mn} ^s)	Dec.(2000) ([°] ' ")	p (%)	σ_p (%)	$\frac{p}{\sigma_p}$	θ ([°])	$\sigma_\theta^{(b)}$ ([°])	Flux ($Jy/30''$ beam)
39	05 :35 :22.11	-05 :06 :18.9	2.63	1.37	1.92	-56.0	13.4	0.65
40	05 :35 :28.13	-05 :05 :48.9	1.62	0.62	2.61	-87.6	10.5	0.51
41	05 :35 :26.13	-05 :05 :48.9	2.92	1.03	2.83	-69.1	9.5	1.64
42	05 :35 :28.13	-05 :05 :18.9	2.57	0.69	3.72	-60.7	7.4	0.73
43	05 :35 :26.13	-05 :05 :18.9	3.97	1.27	3.13	-70.0	8.7	1.45
44	05 :35 :28.14	-05 :04 :48.9	5.30	1.38	3.84	-62.7	7.2	0.62
45	05 :35 :28.14	-05 :04 :18.9	2.56	1.13	2.27	-30.1	11.5	0.32
46	05 :35 :30.14	-05 :03 :48.9	5.08	1.42	3.58	-29.9	7.8	0.30
47	05 :35 :28.13	-05 :03 :48.9	1.53	0.61	2.51	-12.7	10.5	0.63
48	05 :35 :26.13	-05 :03 :48.9	3.44	0.90	3.82	-26.0	7.3	1.44
49	05 :35 :26.13	-05 :03 :18.9	2.63	1.07	2.46	-9.1	10.7	0.97
50	05 :35 :26.13	-05 :02 :48.9	3.01	0.96	3.14	-24.0	8.7	0.74
51	05 :35 :22.11	-05 :01 :48.9	1.47	1.13	1.30	-28.6	17.5	0.46
52	05 :35 :20.10	-05 :01 :48.9	2.13	0.88	2.42	-9.9	11.1	0.68
53	05 :35 :24.12	-05 :01 :18.9	5.36	0.95	5.64	-28.0	5.0	1.84
54	05 :35 :22.11	-05 :01 :18.9	2.10	0.45	4.67	-43.0	6.1	1.93
55	05 :35 :20.10	-05 :01 :18.9	1.43	0.58	2.47	-43.8	10.8	0.71
56	05 :35 :18.10	-05 :01 :18.9	3.42	0.99	3.45	-17.3	8.0	0.57
57	05 :35 :22.11	-05 :00 :48.9	2.88	0.59	4.88	-50.3	5.7	1.12
58	05 :35 :20.10	-05 :00 :48.9	1.85	0.29	6.38	-50.6	4.4	2.30
59	05 :35 :18.10	-05 :00 :48.9	2.25	0.49	4.60	-31.3	6.1	1.59
60	05 :35 :16.09	-05 :00 :48.9	1.60	1.00	1.60	-1.0	15.5	0.47
61	05 :35 :22.11	-05 :00 :18.9	1.86	1.27	1.46	-68.0	16.2	0.32
62	05 :35 :20.10	-05 :00 :18.9	4.87	0.69	7.06	-61.0	4.0	0.84
63	05 :35 :18.10	-05 :00 :18.9	2.39	0.49	4.88	-50.0	5.7	2.21
64	05 :35 :16.09	-05 :00 :18.9	2.05	0.75	2.73	17.7	9.9	0.89
65	05 :35 :18.10	-04 :59 :48.9	2.10	1.28	1.64	-50.1	15.0	0.51
66	05 :35 :16.09	-04 :59 :48.9	1.12	0.75	1.49	-15.5	16.0	1.02

Notes : ^(a) - Position angle of E-vector in degree east from north.

TAB. 5.3 – Polarization percentage and position angles along OMC-3 and OMC-2.

Subset	Vectors ID see Table 5.2	Number of vectors	$\langle p \rangle$ (%)	$s(p)$ (%)	$\langle \theta \rangle$ ($^\circ$)	$s(\theta)$ ($^\circ$)	$\langle \text{P.A.}_{\text{fila}} \rangle$ ($^\circ$)
(<i>a</i>)		23	3.68	1.10	140.2	22.0	...
(<i>b</i>)		43	2.98	1.18	145.4	28.9	...
(<i>c</i>)		66	2.50	1.18	153.0	32.3	...
MMS1 to MMS6	51 to 66	11	2.79	1.20	146.6	21.9	140
MMS7	45 to 50	6	3.04	1.08	158.0	8.2	162
MMS8, 9 & 10	36 to 44	8	3.37	1.09	106.6	10.2	23+90
FIR1 & 2	27 to 35	6	2.92	1.12	161.5	32.3	163
(FIR1b & c)	(32 to 35)	3	2.79	1.06	129.9	6.4	...
(FIR1a & 2)	(27 to 31)	3	3.05	1.16	16.3	3.0	...
FIR3, 4 & 5	19 to 27	4	2.44	1.31	173.0	40.0	10
FIR6	11 to 18	4	2.86	1.13	155.0	19.2	30
South of FIR6	1 to 11	5	3.59	1.08	150.7	5.2	21

Notes : (*a*) - All the data shown in Table 5.2 with $p/\sigma_p > 3$ are considered. (*b*) - same as in (*a*) but with $p/\sigma_p > 2$. (*c*) - No subset here. All the data shown in Table 5.2 are considered.

et al. (2004). Only 850 μm data are present in and around MMS7, FIR1 & FIR2 and in the region south of FIR6, while data at both wavelengths can be seen in other regions. The similarity between the polarization patterns can clearly be seen in the common areas where vectors at both wavelengths are present. We now discuss specific regions as designated on Figure 5.1. In these sections, means and dispersions relate only to sets of data with $\frac{p}{\sigma_p} > 2$. Mean orientations of some portions of the filament were estimated visually with the help of contour maps.

MMS1 to MMS6

While our pixel scale is larger than the one used by Matthews et al. (2001), the smooth polarization pattern approximately aligned with the elongated filament can still be observed in Figure 5.1. The data have a mean P.A., $\langle \theta \rangle$, of $\approx 147^\circ$, and a dispersion, $s(\theta)$, of 21.9° . The shift between this mean P.A. and the mean orientation of the filament on the sky is a few degrees. This result is consistent with the offset of $\sim 5^\circ - 10^\circ$ also seen in the 350 μm data. The mean degree of polarization of our data set is 2.79% with a dispersion $s(p)$ of 1.20%. This degree of polarization is a little higher than that seen at 350 μm data (Houde et al., 2004). High resolution polarization observations at $\lambda = 1.3 \text{ mm}$ were also obtained by Matthews et al. (2005) on MMS6. The measured vectors were found to be roughly consistent with previous 850 μm and 350 μm data. In spite of the smoothing effect due to the strong binning of our

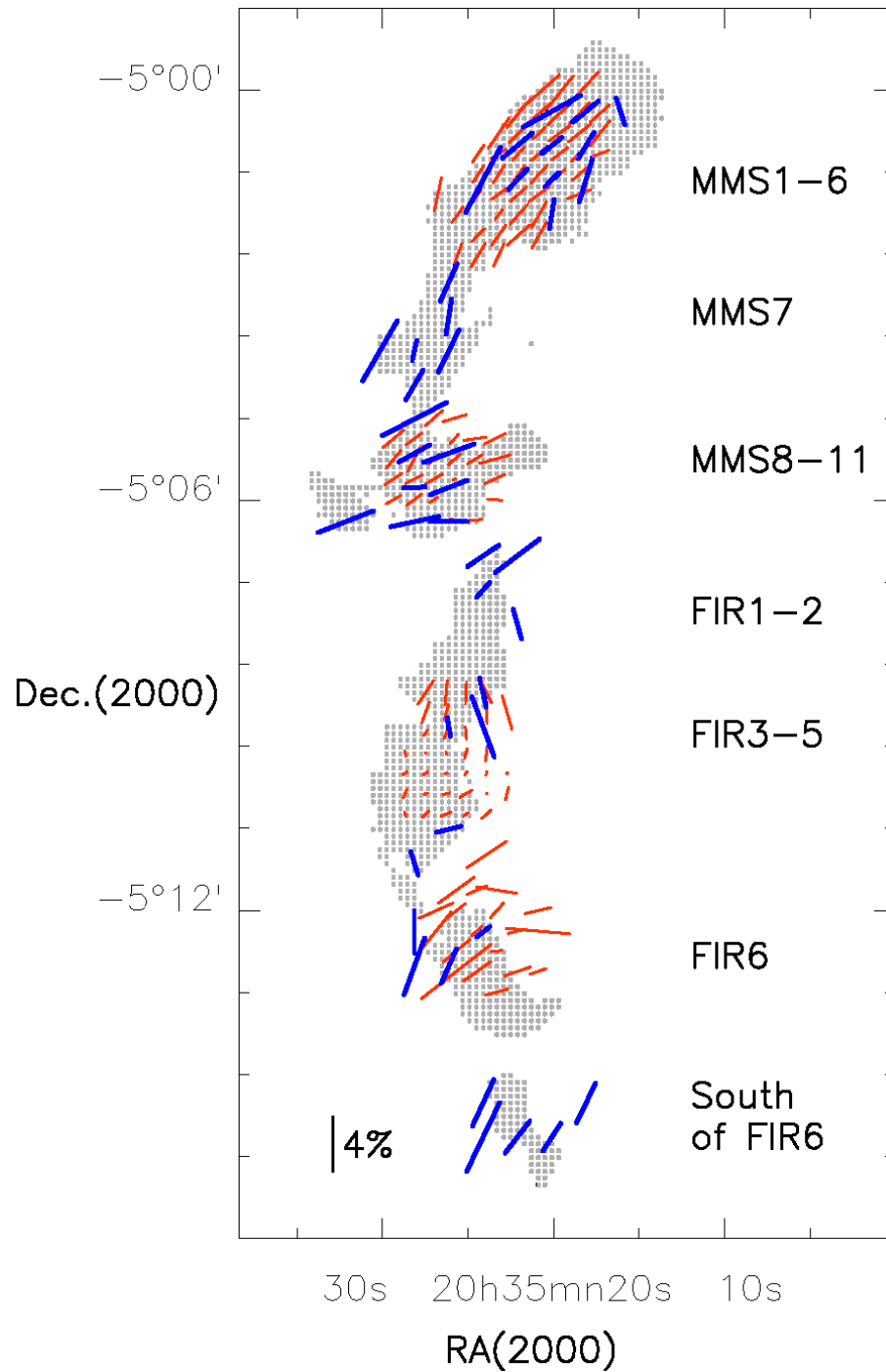


FIG. 5.4 – Map of $350\ \mu\text{m}$ polarization vectors superimposed to $850\ \mu\text{m}$ vectors. Red vectors : $350\ \mu\text{m}$ data from Houde et al. (2004). Blue vectors : $850\ \mu\text{m}$ data with $\frac{p}{\sigma_p} > 2$ (This work). Each set of data is drawn with the same scale. A background intensity map ($I \geq 0.5\ \text{Jy/pixel}$) is displayed and shows the location of the filaments.

data, this is still the case here within the uncertainties. The mean P.A. of the 1.3 mm data is 122° while our vectors covering MMS6 have a mean position angle of 144.5° .

MMS7

The set of vectors south of MMS6 and covering MMS7 and its surrounding region reflects relatively well the polarization pattern seen with the $12''$ resolution $850 \mu\text{m}$ data (Matthews & Wilson, 2000; Matthews et al., 2001). The mean P.A. is 158.0° with a small dispersion of 8.2° . Here also the polarization pattern appears to be approximately aligned with the mean orientation of $\approx 162^\circ$ of the filament on the sky. The mean degree of polarization found in our data is 3.04% and its dispersion is 1.08%.

MMS8, 9 & 10

In this part of the sky, MMS8 & 9 are located in a part of the filament oriented at $\approx 20^\circ$ east from north, while MMS10 is located at approximately the same declination but at a position $\approx 1'30''$ to the east. Another dense condensation with no apparent star-forming core can be seen to the west of MMS8 at approximately the same distance. In what follows we use ‘‘MMS11’’ to identify this faint condensation. MMS11 and MMS10 suggest the presence of a fragmented filament at P.A. $\approx 110^\circ$ and perpendicular to the bridge formed by MMS8 & 9. However MMS10 is also aligned in the continuity of the filamentary structure including MMS7 & 6, while on the other side MMS11 is aligned with the ridge formed by FIR1 and FIR2.

The mean P.A. is 106.6° with a small dispersion of 10.2° . This result is slightly different from the Houde et al. (2004) $350 \mu\text{m}$ results where, based on averaged Stokes parameters, values of $122.0^\circ \pm 2.0^\circ$ were found for vectors in and around MMS8 & 9 and where $\langle \theta \rangle \approx 129.0^\circ \pm 3.0^\circ$ for vectors located strictly in the cores. However our result appears to be consistent with the previously reduced $850 \mu\text{m}$ data presented by Matthews et al. (2001). We can thus note that whatever the wavelength of observation, $\lambda = 350 \mu\text{m}$ or $850 \mu\text{m}$, or the choice of sky bolometers used to remove fast sky variations in the $850 \mu\text{m}$ data reduction process (Matthews et al., 2001, and this work), the offset between the mean polarization P.A. and the filament orientation is always $\approx 90^\circ$ around MMS8 and 9, in opposition to the trend seen in the northern part of OMC-3. Finally, the mean degree of polarization of the data is 3.37% with a dispersion of 1.09%.

FIR1 & 2

Houde et al. (2004) did not observe this region and, to our knowledge, measurements presented here are the first ones probing this part of the sky with submm polarimetry. Detections are essentially located surrounding FIR1c but generally no measurement is available along the ridge formed by FIR1b, FIR1a and FIR2, and vectors are generally spread along both sides of the filament. The filament is oriented at an angle of $\approx 163^\circ$. The mean P.A. of vectors covering

FIR1 and FIR2 is 161.5° with a large dispersion of 32.3° . This mean P.A. does not exactly reflect the mean position angles that one can see when looking from north to south in Figure 5.1 but corresponds to the combination of a mean P.A. $\approx 130^\circ$ due to vectors on FIR1b and c counterbalanced by a mean P.A. $\approx 16^\circ$ reflecting the orientation of vectors around FIR1a and south of FIR2. The mean P.A. on FIR1b and FIR1c is offset by $\approx 15^\circ$ with respect to the mean orientation of the filament in this region, while vectors around FIR1a and south of FIR2 are aligned approximately vertically in a direction parallel to the large structures of the filament. This last result is consistent with the orientation of the $350 \mu\text{m}$ vectors shown in Figure 2 of Houde et al. (2004). Finally, we note that the high angular dispersion $s(\theta) = 32.3^\circ$ of the data set covering FIR1 and FIR2 implies a fast variation in position angles in a region having a spatial scale comparable in size with the region formed by MMS1 to MMS6.

More generally, the results show a realignment of the polarization vectors with the filament in the region south of MMS8 to MMS11 with vectors aligning approximately with the filamentary structures, as in the northern part of OMC-3. Another interesting point to note is that submm polarimetry with SCUBA is able to probe grains aligned in relatively faint regions (in FIR1b and FIR1c, and between FIR 2 and FIR3) while data with $p > 1\%$ can not be found in the densest regions. Finally, the mean degree of polarization covering FIR1 and FIR2 is 2.92% with a dispersion of 1.12%, similar in magnitude to that found in the region north of OMC-3 assuming a similar projection.

FIR3, 4, & 5

Few detections are found in this region. The polarization pattern appears similar to that found by Houde et al. (2004) at $350 \mu\text{m}$. As mentioned above, the vectors north of FIR3 have P.A. $\approx 0^\circ$ while a clear rotation of $\approx 90^\circ$ can be seen when moving south of FIR5. This trend gives a mean P.A. of 173° over the region and a dispersion of 40° . On the other hand, the filament is oriented at an angle of $\approx 10^\circ$ on the plane of the sky. The mean level of polarization $\langle p \rangle = 2.44\%$ is the lowest of the several subsets of data shown in Table 5.3 and the dispersion of the subset is 1.31%.

FIR6

Few detections are found in this region where the filament is oriented at $\approx 30^\circ$. Figure 5.4 shows that the vectors displayed in the map are generally not consistently oriented with the polarization pattern formed by the $350 \mu\text{m}$ vectors of Houde et al. (2004). The mean P.A. in the region is 155° with a dispersion of 19.2° while, based on average Stokes parameters, Houde et al. (2004) found a mean P.A. of $\approx 115^\circ \pm 6.0^\circ$. This difference may be explained by smoothing effects due to our $30''$ binning. The estimate of the mean degree of polarization is 2.86% with a dispersion of 1.13%.

South of FIR6

These measurements are the first ones probing aligned grains with submm polarimetry in this region. The vectors are relatively well aligned around P.A. $\approx 20^\circ$ but is offset by $\approx 50^\circ$ from this ridge. Finally, we note that the polarization vectors are aligned in approximately the same direction as those in the northern section of OMC-3.

5.3.2 Polarization hole

In studies of polarized radiation emitted by aligned grains, it is usual to show the distribution of polarization as a function of intensity. Many of these distributions show a depolarization effect where p decreases when I increases. Such an effect was shown by Matthews et al. (2001) in OMC-3 and can still be seen in Figure 5.5 with our $30''$ binning. In the figure, data along OMC-2 are shown with crosses while data along OMC-3 are shown with diamonds. The slopes given in the Figure are power law fits of the form $p = AI^\gamma$. Since we have not restricted the data set in OMC-3 to data with a strong signal-to-noise ratio, and also because the strong binning of our data has the effect to increase I in regions close to the peaks but without changing substantially the magnitude of p , the slope of this distribution is found to be relatively low with $\gamma = -0.08$. The same exercise on the data set obeying the criterion $\frac{p}{\sigma_p} > 3$ returns a slope $\gamma = -0.32$. To the contrary and because there are a lot of places in high intensity regions along OMC-2 where detections are not found, this binning effect appears to be less important than in OMC-3 and the slope of the power law is $\gamma = -0.71$.

5.3.3 CO Outflows and H₂ jets

Williams et al. (2003) imaged CO outflows at $10''$ resolution near several protostellar sources in OMC-2 and OMC-3. The outflow properties including their lengths are summarized in their Table 1. We have directly used Figures 3 to 6 of their work to estimate the central coordinates and position angles of the molecular outflows spread along the filaments. Unbiased H₂ surveys for protostellar jets in Orion A were also conducted by Stanke et al. (1998, 2002). The positions, P.A.s, and lengths of the H₂ features are listed in the Table 3 of Stanke et al. (2002). Since it was shown by Yu et al. (2000) that some of the jets cannot be bound to the OMC-3 core, only those associated with CS cores (see Tatematsu et al., 1993; Aso et al., 2000) were considered in the following analysis.

All existing data associated with driving sources in OMC-2 and OMC-3 were used with our data and $350 \mu\text{m}$ data from Houde et al. (2004) to produce a map where polarization patterns are superimposed on jets and outflow P.A.s. Figure 5.6 shows such a map where CO outflows and H₂ jet lengths are appropriately scaled. CO outflows originating from MMS2/MMS3, MMS5, MMS7, MMS8, MMS9, MMS10, FIR1bc, FIR2 and FIR3 are shown with red vectors and marked with symbol “x”. This symbol shows the location of the Chini et al. (1997) dust condensations, but because many possible progenitors can be seen through FIR1bc and FIR2,

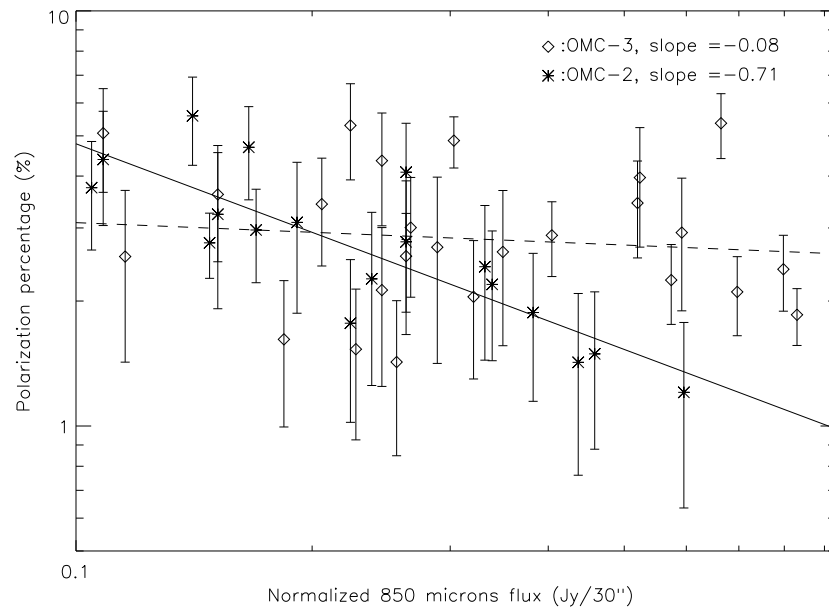


FIG. 5.5 – Percentage of polarization versus $850 \mu\text{m}$ normalized continuum flux of the polarization data set in OMC-3 and OMC-2 shown in Figure 5.1. Solid and dashed lines are χ^2 power-law fits of the form $p = AI^\gamma$ to data sets in both regions.

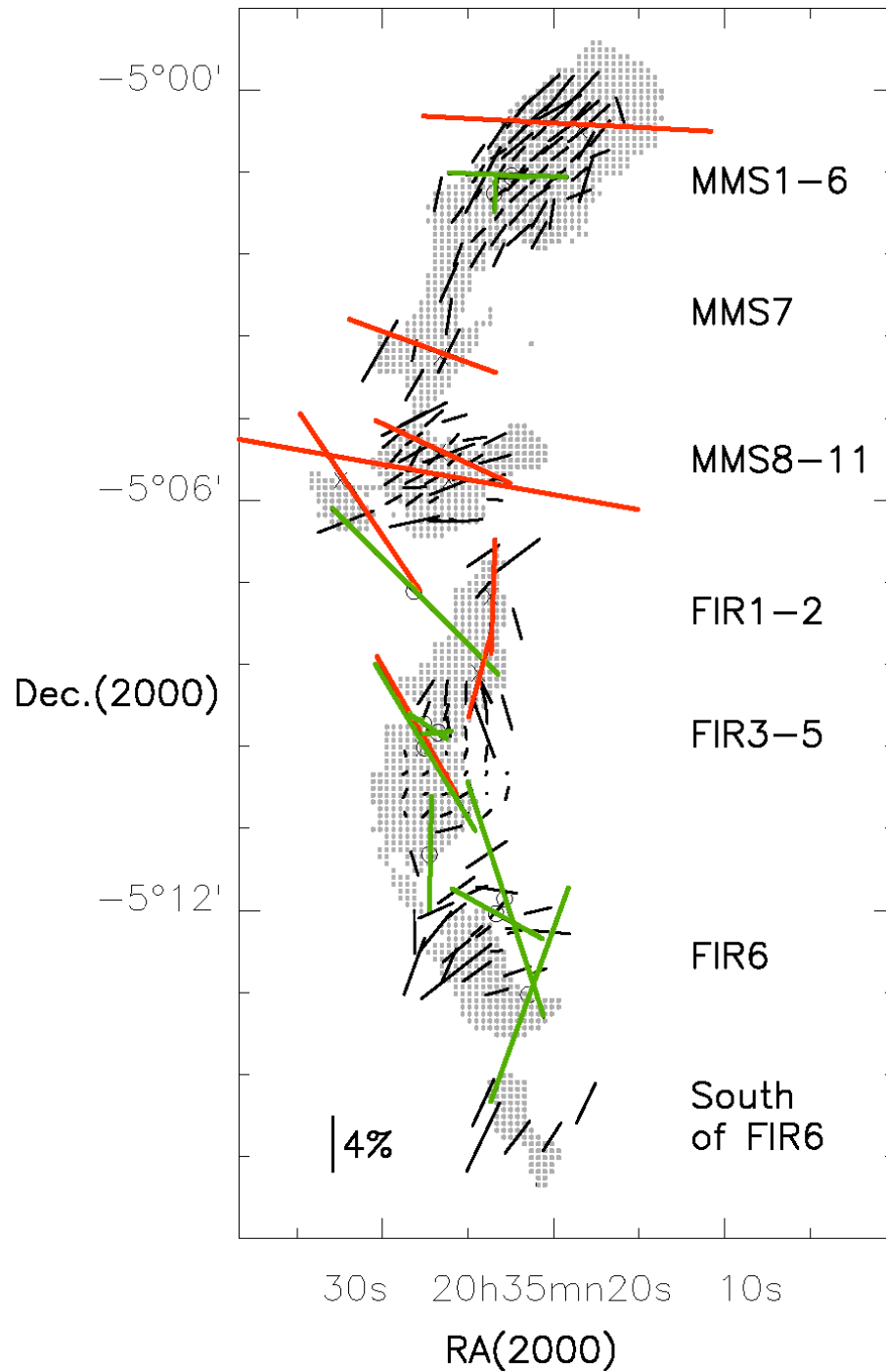


FIG. 5.6 – Distribution of H₂ jets (green vectors) and CO outflows (red vectors) superimposed on 850 μm and 350 μm polarization data (black vectors). See section 5.3.3 for explanations and Figure 5.4 for comparison with polarization vectors only. Flow designations and coordinates are given with other information in Table 5.4. A background intensity map ($I \geq 0.5$ Jy/pixel) is displayed and shows the location of the filaments.

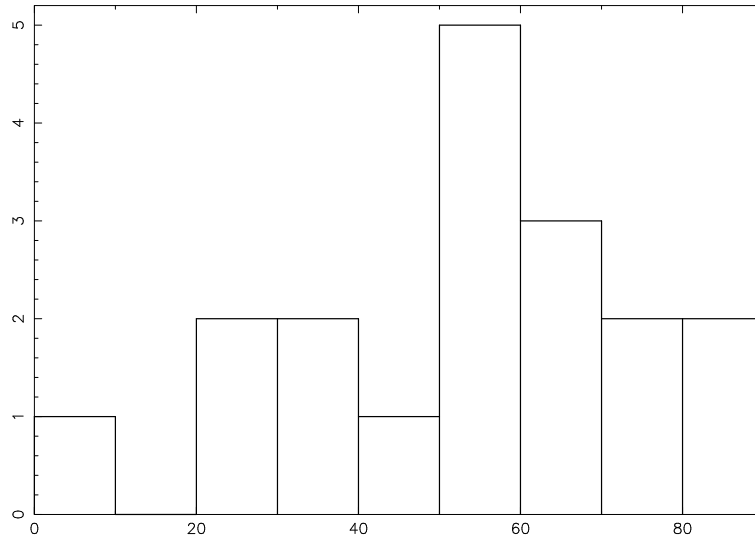


FIG. 5.7 – Distribution of angular offsets on the plane of the sky between H_2 jets and/or CO outflows P.A.s with $850 \mu\text{m}$ and $350 \mu\text{m}$ P.A.s of polarization vectors.

they only indicate the geometrical centers of these flows. H_2 jets 4, 5, 14, 17, 18, 19, 21, 23, 24 and 25 (Stanke et al., 2002) associated with CS cores are shown with green vectors and marked with symbol “o”, following the coordinates given in columns 2 & 3 of Table 3 of Stanke et al. (2002). All of the H_2 jets included here are members of the “certain” group defined by Stanke et al. (2002) where flows are identified on morphological grounds. The coordinates are thus representative coordinates, meaning that if there is a candidate driving source, its position is given; alternatively, if the location of a possible driving source is suggested on morphological grounds like for example, the geometric center of an apparently bipolar H_2 configuration, this position is given.

On this basis a statistical study of the angular offsets between the jet or outflow P.A.s and the P.A.s of the polarization vectors in their vicinity was carried out. Since $350 \mu\text{m}$ and $850 \mu\text{m}$ polarization patterns are relatively similar (see Figure 5.4), each angular offset is the difference between the P.A. of the outflow/jets and a mean on subsets of two to eight polarization P.A.s independently of the wavelength used during the observations. Finally, we note that no jets are seen in the region south of FIR6 (Stanke et al., 2002) and that the CO observations of Williams et al. (2003) did not cover this region. A summary of our results is given in Table 5.4 where designations of the flows, the coordinates of the central source or of the central position, estimates of their P.A.s, estimates of the mean P.A.s of subsets of submm vectors in their vicinity and offsets between these P.A. estimates are displayed.

A histogram of these angular offsets is shown in Figure 5.7. With only eighteen offset estimates, it is difficult to argue that the distribution is random rather than normal. To make a first test, the cumulative distribution function (CDF) is shown in Figure 5.8. The straight

TAB. 5.4 – List of jets and outflows P.A.s and offsets with mean P.A. of submm polarization vectors

Flow ^(a) Designation	R.A.(2000) (^h ^{mn} ^s)	Dec.(2000) ([°] ['] ^{''})	P.A. _{flows} ([°])	< P.A. _{vectors} > ([°])	Δ P.A. ([°])
mms23	5 35 18.5	-5 00 28	87	136	49
5/mms5	5 35 22.4	-5 01 16	90/88	145	54
4	5 35 23.4	-5 01 31	176	138	38
mms7	5 35 26.5	-5 03 50	70	158	88
mms8	5 35 26.5	-5 05 18	65	123	58
mms9	5 35 26.0	-5 05 47	80	120	40
mms10	5 35 32.2	-5 05 47	34	109	75
14	5 35 28.1	-5 07 20	45	106	61
fir1bc	5 35 23.4	-5 07 48	178	126	52
fir2	5 35 24.5	-5 08 30	165	13	28
18	5 35 27.5	-5 09 17	56	168	78
19	5 35 26.7	-5 09 24	97
17/fir3	5 35 27.5	-5 09 37	31	161	50
21	5 35 27.2	-5 11 11	179	63	62
23	5 35 22.8	-5 11 50	18	108	90
24 ^(est)	5 35 23.3	-5 12 03	61	123	62
24 ^(west)	5 35 23.3	-5 12 03	61	89	28
25 ^(north)	5 35 21.4	-5 13 14	160	106	54
25 ^(south)	5 35 21.4	-5 13 14	160	154	6

Notes : ^(a) - Williams et al. (2003) used abbreviations fir and mss followed by numbers to identify CO outflows. Stanke et al. (2002) used single numbers to identify H₂ jets. Their designations are reported here.

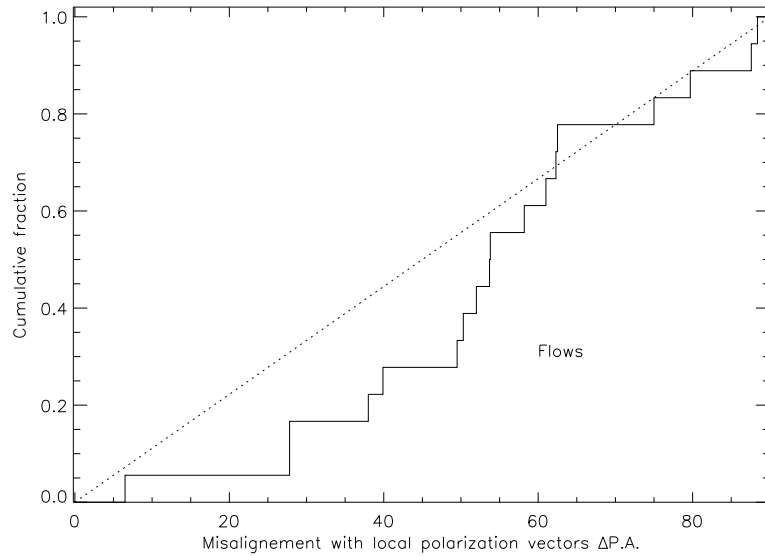


FIG. 5.8 – Cumulative distribution function of the difference in P.A.s between local submm polarization vectors and flows. The dotted line is the function expected for an infinite randomly oriented sample.

dotted-line is the CDF expected for an infinite perfectly random sample. The distribution of the complete flow sample follows this line more or less closely. While our sample of eighteen measurements is small we find that, statistically, the null hypothesis from a Kolmogorov test is accepted, meaning that the observed distribution is not incompatible with a random distribution and that the group of flows we compiled could be randomly oriented with respect to the local magnetic field in OMC-2 and OMC-3. This test however, doesn't mean that the observed distribution is incompatible with a normal distribution. A χ^2 test was also performed to gaussian and random distributions fitted to the observed distribution and because the sample is statistically too small, none of these two hypotheses can be rejected. The results will be discussed further in section 5.4.2.

5.4 Discussion

5.4.1 A uniform poloidal magnetic field along OMC-3 & OMC-2 ?

The means and dispersions of the polarization degrees and position angles summarized in Table 5.3 for several subsets of the $850 \mu\text{m}$ data are shown in Figures 5.9 and 5.10. In each Figure, means are reported with diamonds and dispersions shown as uncertainties. Also shown with squares in Figure 5.10 are the angles α of the magnetic field orientation relative to the

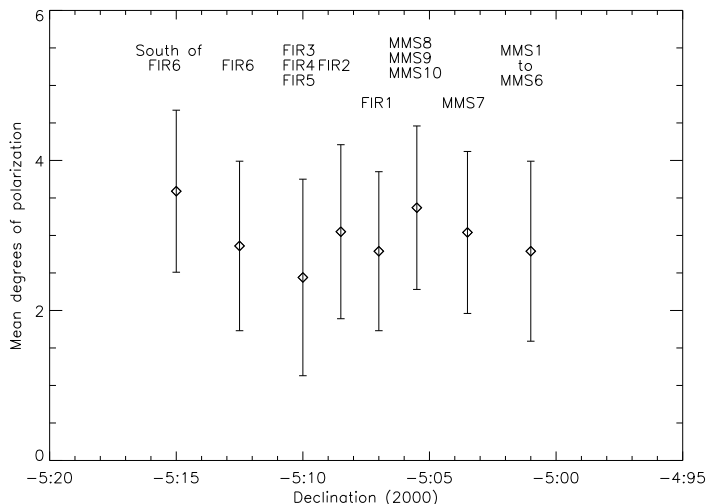


FIG. 5.9 – Means with dispersions shown as uncertainties of the degrees of polarization of the 8 subsets of 850 μm data summarized in Table 5.3.

line of sight. Houde et al. (2004) infer these angles by comparing dispersions of spectral lines of coexistent neutral and ion molecular species having similar masses with flow models and with polarimetry data. These estimates result from statistics on measurements in 5 positions in MMS4 to MMS6 ($\alpha \approx 73^\circ$), in 5 positions in MMS8 and MMS9 ($\alpha \approx 74^\circ$), in 7 positions in FIR3 and FIR4 ($\alpha \approx 80^\circ$), and in 7 positions in OMC-1 northeast ($\alpha \approx 65^\circ$). They imply a magnetic field oriented in a direction often quite close to the plane of the sky. Would this mean that, whatever the orientation of the polarization vectors on the plane of the sky, we are in the presence of a uniform poloidal magnetic field? Would this hypothesis be consistent with the degrees of polarization observed along the filaments?

If one refers to Figure 5.9, one can see that $\langle p \rangle$ ranges from $\approx 2.5\%$ to $\approx 3.6\%$ with $s(\theta) \approx 1\%$ in each case. Based on our observations, we define $\langle p_{\text{max}} \rangle = 4\%$ which we compare with the degree of polarization $p_{\text{e,max}} = 10\%$ statistically determined by Hildebrand et al. (1999) with submm observations and taken as a canonical value in Houde et al. (2004). The inclination angle γ (and then the angle, $\alpha = 90^\circ - \gamma$) relative to the plane of the sky that a uniform poloidal magnetic field would require to get $\langle p_{\text{max}} \rangle = 4\%$ can be estimated by using the relation

$$(p_{\text{e,max}} \times \cos^2 \gamma) / \langle p_{\text{max}} \rangle = 1. \tag{5.4}$$

With this method, we estimate $\alpha_{\text{max}} \approx 39^\circ$. By substituting $\langle p_{\text{max}} \rangle = 4\%$ and $p = 1\%$ which is the threshold level of our data, we get a lower value, $\alpha \approx 18^\circ$. Another way to

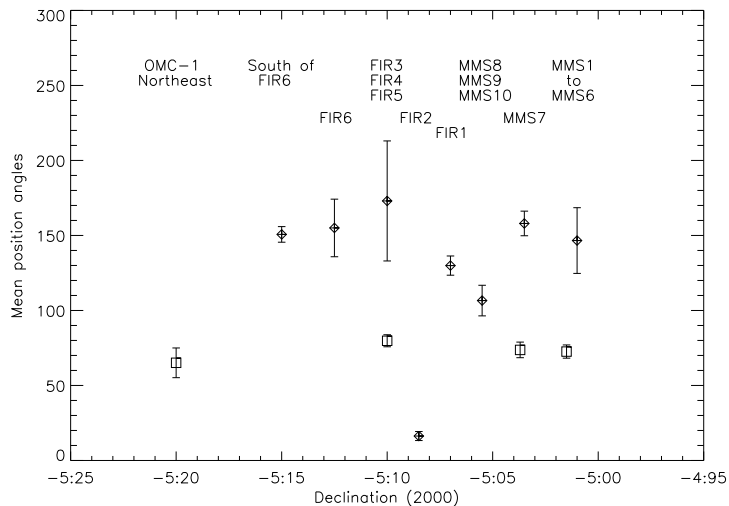


FIG. 5.10 – Means with their dispersions of polarization position angles of the 8 subsets of $850 \mu\text{m}$ data summarized in Table 5.3. Means are shown with diamonds. Inclinations of magnetic fields relative to the line of sight and their uncertainties through 4 regions observed by Houde et al. (2004) are also shown with squares.

understand this problem is to determine which degree of polarization should be observed by considering a uniform poloidal magnetic field inclined with an angle $\alpha \approx 75^\circ$ and crossing OMC-2 and OMC-3 from one side to the other. In such a case, the mean degree of polarization observed in our data set should be $\langle p \rangle \approx 9.3\%$, a value far above that observed in our sample. For comparison, the $\langle p \rangle$ value at $350 \mu\text{m}$ observed by Houde et al. (2004) ranges between $\approx 0.3\%$ and $\approx 2.4\%$. These facts suggest that depolarization along OMC-3 and OMC-2 can not be explained only by the presence of a uniform poloidal magnetic field oriented in a direction close of the plane of the sky. Thus unless the alignment properties of grains are really different in OMC-2 and OMC-3 from those of grains present in other molecular clouds, one should be able to find other or additional mechanisms to be able to explain the degrees of polarization found at both wavelengths. As was discussed and modeled in Matthews et al. (2001), a helical magnetic field can reproduce the polarization pattern seen in the region lying from MMS1 to MMS6. In such a case the combination of the effects of magnetic fields in toroidally dominated and poloidally dominated regions tends to decrease the net degree of polarization and can explain the observed polarization percentages. However, this well-defined and smooth polarization pattern observed in the northern part of OMC-3 is not observed anywhere else in OMC-2. This is likely because, despite the fact that OMC-3 and OMC-2 have a common and coeval origin, they can't be considered as stationary natural laboratories but rather systems where dynamical effects have to be considered.

5.4.2 Jets and Outflows impact on submm polarization patterns

Based on the statistical tests presented in section 5.3.3, in the following we assume that apparently no correlation can be found between the relative orientation of jets or outflows and polarization vectors on the plane of the sky. Under this hypothesis, our conclusions are similar to those found by Ménard & Duchêne (2004) in the Taurus molecular cloud complex, an active star forming region containing no massive stars. In their study utilizing absorption polarimetry data, these authors show that T Tauri stars as a group are apparently oriented randomly with respect to the local magnetic field. This indicates that even if the cloud’s magnetic field is dominant at large scale, its influence largely decreases on the much smaller scale of individual objects unless the orientation of these individual objects has changed since birth. The situation seems to be the same in the OMC-3/2 regions but a larger sample of observations is needed to validate the trend. This scenario also implies that if turbulence is able to misalign grains in the envelopes of the filaments, this effect can not be seen on the plane of the sky with the 12'' and 14'' resolution beams used for dust polarization observations. For a distance $d = 500$ pc, this means that independently of their orientation relative to the line of sight, the energy injected by CO outflows and H₂ jets into the clouds appears not to have any impact on the polarization patterns which should be observed without the presence of jets and outflows on scales of $\approx 6000 - 7000$ AU.

In addition, detections of polarized CO emission are now available. Some detections were established by Girart et al. (1999) in NGC 1333 IRAS 4A, and by Greaves et al. (1999) toward the Galactic center and in the molecular clouds S140 and DR21. When the optical depth, τ , and the spatial distribution of the gas and of the magnetic fields are favorable, it is possible to detect CO polarization vectors perpendicular or parallel to the magnetic field (see Kylafis, 1983). Except in the “2 pc ring” where the optical depth τ is relatively high, positive detections found in the other regions are consistent with orientations of magnetic fields inferred by submm dust polarimetry. Thus, at the scales of their spatial resolution, these works suggest that the energy injected by jets and flows should have no substantial impact on the net polarization produced by dust grains aligned in the clouds. This appears to be consistent with the OMC-3 north region where the well-defined polarization pattern suggests that whatever the inclination angle relative to the line of sight of the jets and flows, as well as their orientation on the plane of the sky, the energy injection rate has no influence on the alignment of dust grains seen at the scale of the observations. In MMS7 the outflow is oriented perpendicular to the 850 μm vectors covering this area. This means that if the situation is the same as in NGC 1333 IRAS 4A (Girart et al., 1999), polarized CO emission vectors should be seen perpendicular to these vectors. In MMS8, 9 & 10, the analysis of the situation is different since in this part of the sky the polarization pattern orientation may be due to another superimposed crossing filament or by a bend of the filament (see Matthews et al., 2001). Since the association of jets and outflows with their probable progenitors is not always certain because of overlapping effects on the sky, a better understanding of the submm polarization pattern in the southern part of OMC-3 and in the northern part of OMC-2 added to polarized CO emission observations could help to constrain these associations.

The analysis of the situation in OMC-2 is not the same since there are a lot of high intensity regions devoid of detections ($p \geq 1\%$). However variations of degrees of polarization with normalized flux ratios suggest that depolarization is really present through OMC-2. In FIR3, 4 & 5, magnetic fields are probed in regions where young stars are older than in OMC-3 and then in regions where stellar radiation pressure and energy injection by jets and outflows may be sufficiently important to disperse envelopes. However, in regions where polarization vectors have a significant signal-to-noise ratio the general conclusion about the relative orientation of the jets/outflows with the submm polarization vectors discussed above is still valid (see Figure 5.6).

Finally, before discussing depolarization effects in OMC-2, an important point to note is the realignment of the polarization pattern with the filamentary structure south of OMC-3. Data are not available in MMS11 (see 5.3.1) but this realignment suggests that there is effectively a second filament crossing the region located from MMS10 to MMS11, unless there is a double bend of the filament with one bend located to the north of the region MMS8 or around the region MMS10, and with the other one located to the south of the region MMS11.

5.4.3 Depolarization in FIR3, 4 & 5

A complex of infrared sources was first observed by Gatley et al. (1974) in FIR3, 4 & 5. The presence of this complex may be at the origin of the removal of the surrounding material discussed by Castets & Langer (1995), implying strong radiation pressure effects and chemical evolution of the medium. The infrared reflection nebulae also present in this region was first observed by Pendleton et al. (1986). Photometry at 1.2 - 23 μm for a cluster of 11 discrete sources is reported by Johnson et al. (1990) and $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ imaging polarimetry is reported by Rayner et al. (1989). Embedded infra-red sources IRS1 and IRS4 N each illuminate bipolar reflection nebulae which implies that the discs in which they are embedded are oriented almost edge-on. On the contrary, only one scattering lobe is seen near IRS2 which suggests that this disk is significantly inclined. Thus if jets and outflows are associated with these sources, their inclination angles relative to the line of sight are probably substantially different. However, based on the results shown in § 5.3.3 and on the discussion developed in § 5.4.2, they are dismissed as the cause of the depolarization effect in this region.

Finally, since the strong depolarization seen in this region appears to be in contradiction with the presence of a magnetic field oriented in a direction mostly perpendicular to the line of sight and poloidal in nature (see discussion in 5.4.1), here we review the possible explanations favoring depolarization :

(1) Non aligned grains in dense regions. About this subject, see e.g. Arce et al. (1998) and Padoan et al. (2001). A cut off of p was shown to be present beyond a given magnitude of $A_V \approx 2$ in dark clouds in Taurus suggesting that grains are not aligned anymore in dense regions of the clouds. However, recent works by Poidevin & Bastien (2006) and Jones (2003) show that this trend is not present in the globular filament GF 9 making this subject a debatable one where new observations are needed to statistically better understand the state

of the problem.

(2) Magnetic field superposition effects. See for example the modeling done by Fiege & Pudritz (2000b) and Matthews et al. (2001). These superposition effects can lead to a negligibly small degree of polarization. In FIR3, 4 & 5, this would be the case if submm polarimetry does not probe the same column density as ion/molecular spectroscopy observations done by Houde et al. (2004). In the opposite case, models should also be able to explain the presence of a mean magnetic field inclined with an angle relative to the line of sight, $\alpha \approx 80^\circ$.

(3) Grain misalignment due to grain-grain or gas-grain collisions.

(4) Depolarization due to particular conditions when grains embedded in dark clouds are aligned by radiative torques. This topic has been investigated by Cho & Lazarian (2005). In their model, the mean field is about 2 times stronger than the fluctuating magnetic field, and the uniform component is assumed to be perpendicular to the line of sight of the observer (meaning $\alpha = 90^\circ$). Their results are valid for clouds without embedded massive stars. Rayner et al. (1989) show that the observed infra-red sources lie in positions occupied by intermediate-mass Herbig Ae/Be stars in the H-R diagram. Thus, given the probably important radiation pressure provided by this complex of infra-red sources in a region where the mean magnetic field is inferred to be inclined with an angle $\alpha \approx 80^\circ$, this explanation could be compatible with all the observational facts discussed here. This scenario would also be consistent with the presence of large grains aligned in regions of relatively high optical depth ($A_V \lesssim 10$), and/or with the results observed in GF 9.

5.5 Summary

New 850 μm SCUBA polarization data of OMC-2 were added to archived data of OMC-3. The homogeneous reduction of the whole set of data shows that OMC-2 is less polarized than OMC-3. In regions of existing 350 μm polarization data, we find that except in FIR6, 850 μm polarization vector patterns are similar to 350 μm polarization vector patterns. Only 850 μm data are available in and around three regions, namely : MMS7, FIR1 & FIR2, and in the region south of FIR6.

Matthews et al. (2001) discussed two scenarios to explain the polarization at the southern edge of OMC-3 : a bent filament and a second filament oriented almost orthogonal to the integral shaped filament. We find that vectors in FIR1 suggest a realignment of the polarization vectors with the filament in the region south of OMC-3. In the region OMC-2, only a few vectors having various orientations and with a good signal-to-noise ratio can generally be seen in relatively low emissivity areas ; in the positions of high emissivity, a decrease in the degree of polarization can be seen, or positive detections ($p > 1\%$) are not found.

A comparison of the offsets between P.A.s of CO outflows/ H_2 jets and polarization vectors suggests that no specific orientation of these outflows relative to the polarization patterns can be found. This fact suggests that if dust grains are generally aligned with their long axis perpendicular to the magnetic field, there is no correlation between outflows and magnetic

field directions at least to the resolution of our data.

A comparison of the mean degrees of polarization that could be produced if a uniform magnetic field poloidal in nature was pervading the filaments shows that more complex magnetic field morphologies are required to explain the data.

Finally, based on points (1), (2) and (4) mentioned above, we suggest that the depolarization observed in FIR3, 4 & 5 could preferentially be explained if dust grains were aligned by radiative torques in these environments.

The authors would like to thank G.Moriarty-Schieven at the JCMT for his assistance during and after observing. The research of F.P. and P.B. is supported by the Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie du Canada.

Chapitre 6

Multi-Scale Analysis of Magnetic Fields in Orion A

Multi-Scale Analysis of Magnetic Fields in Filamentary Molecular Clouds in Orion A .

FREDERICK POIDEVIN AND PIERRE BASTIEN

Département de physique and Observatoire du mont Mégantic, Université de Montréal, C.P. 6128,
Succ. centre ville, Montréal, Québec, Canada. H3C 3J7

To be submitted to *ApJ*

Abstract

New visible polarization measurements on stars surrounding molecular clouds in Orion A are presented and added to already available visible polarization data. The set of visible data is compared with available sets of submm data probing magnetic fields in dense clouds. When Orion A is considered in its totality, the general trend found is that small changes of magnetic field orientations are produced on the plane of the sky when moving from the diffuse ISM to denser phases inside molecular clouds. This result suggests that magnetic fields located in the clouds and in their neighborhood are spatially connected. In addition, a simple analysis of the visible polarization data set shows that the morphology of the magnetic field threading the filaments in Orion A could be helicoidal in nature. Finally, a set of new $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ IR measurements on BN and 32 sources located in its vicinity shows that three smooth polarization vector patterns can be seen through OMC-1. The first one is consistent with previous IR measurements on BN and with submm measurements in its line of sight. The second one suggests a magnetic field oriented in a direction consistent with the mean orientation of that probed in the vicinity of OMC-1. This could imply a twist of magnetic fields throughout OMC-1 of $\approx 40^\circ$, consistent with previous observations through BN. The nature of the third component is less well defined and may be related to the $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ centro-symmetric polarization vector pattern already observed in this region.

Keywords : magnetic fields — polarization : Submm — ISM : dust — Molecular clouds : dust

6.1 Introduction

In order to better understand the nature of magnetic fields observed in the diffuse interstellar medium (ISM) and in higher density regions of the ISM, we propose to compare two observational techniques, namely visible and infra-red (IR) polarimetry on background field stars and submillimeter (submm) polarimetry. This method was applied in a previous paper by Poidevin & Bastien (2006) to the GF 9 region. Here it is applied to the filamentary and star formation molecular clouds encountered in the Orion A region.

The first technique mentioned above was first employed by pioneers like Hiltner (1949) and Hall (1949), who were followed by observers such as Mathewson & Ford (1970) and allowed to depict a first picture of the Galactic magnetic field on the basis that dust grains pervading the diffuse ISM are magnetically aligned with their long axis preferentially perpendicular to the local magnetic field. In this context, polarization is produced by dichroic absorption. The second technique, successfully investigated in the far-infrared (FIR) by Cudlip et al. (1982), and in the submm by Hildebrand et al. (1984), allowed the first detections of the polarized radiation emitted by aligned dust grains in several cold dense regions in the ISM among which was OMC-1, and indirectly helped to probe magnetic fields in these environments. In parallel to improvements in both techniques, a general dust grain alignment theory was developed and is now reaching maturity as has been reviewed by Lazarian (2003).

Since the advent of both techniques, several observations focused on the Orion region. The “Integral Shaped Filament” (ISF) observed at submm wavelengths by Johnstone & Bally (1999) is part of the molecular clouds located in the Barnard’s loop (BL)/Eridanus loop, a diffuse and expanding shell of enhanced optical emission lying on an area of $\approx 15^\circ \times 8^\circ$. Located to the south of Orion B and to the north of the L1641 dark nebulae, the ISF lies in the northern portion of Orion A which is one of the most active sites of star formation in the vicinity of the sun. It is associated with the Trapezium nebula and the Trapezium Cluster. It contains the OMC-1 cloud core located behind the nebula, the two extensively studied star-forming cores, OMC-2 and OMC-3 located $\approx 15'$ and $25'$ to the north (see Castets & Langer, 1995), IRAS 05327-0457 located $\approx 30'$ to the north and OMC-4 located $\approx 8'$ to the south (e.g. see Houde et al., 2004).

A combination of 21 cm emission-line Zeeman splitting observations with a compilation of visible polarimetry by Heiles (1997) gives a relatively complex picture of the magnetic field on large spatial scales in the Eridanus/Orion region. On smaller spatial scales, visible polarimetry observations were done by Breger (1976, 1977) in the vicinity of Orion A and show a magnetic field aligned at a position angle of $\approx 120^\circ$ east from north in the equatorial frame. This magnetic field orientation on the plane-of-the-sky (POS) appears to be consistent with the picture of the magnetic field depicted within the clouds by Schleuning (1998) from $100 \mu\text{m}$ and $350 \mu\text{m}$ submm polarimetry in OMC-1. Submm polarimetry at $\lambda = 850 \mu\text{m}$ was also done by Matthews & Wilson (2000), Matthews et al. (2001) and shows that a helicoidal magnetic field could thread the northern region of the OMC-3 dust filament. Submm polarimetry at $\lambda = 350 \mu\text{m}$ in OMC-2 and OMC-3 is also shown by Houde et al. (2004) and comparisons of these data with new $850 \mu\text{m}$ polarimetry data in OMC-2 were investigated by Poidevin et al. (2006) (see Chapter 5 of this document) showing substantially similar polarization patterns at both wavelengths.

In order to improve the interpretation of the morphologies of the magnetic fields on larger scales, new visible and IR polarization observations were done in the vicinity of and throughout the Orion A region where the magnetic field is relatively undersampled in regions of approximately two to three times the width of the filaments seen on submm emission maps (Johnstone & Bally, 1999). The new data with a compilation of previously observed visible po-

larization data are presented in section 6.2. Submm and visible or IR data are used in section 6.3 to compare the respective orientations on the Plane-Of-the-Sky (POS) of magnetic fields probed with the two techniques on several spatial scales from $\approx 2^\circ$ to $\approx 1'$. This section is structured as follow : a comparison of results on large spatial scales ($\approx 1^\circ \times 4^\circ$) is first discussed. Then regions OMC-1, OMC-2/3 and OMC-4 are respectively treated with comparisons of the fields from large to small spatial scales when appropriate. IR data in the BN region are extensively analysed and compared with submm and visible polarimetry data. A discussion of these results follows in section 6.4. Finally, a conclusion is given in section 6.5.

6.2 Observational results

6.2.1 Visible polarization data in and around Orion A

Observations

Observations were done on the 1.6 m Ritchey-Chrétien telescope of the Observatoire du Mont Mégantic (OMM), Québec, Canada, between January 2003 and November 2004 with la Belle et la Bête, a two-channel photoelectric polarimeter, which uses a Wollaston prism, a Pockels cell, and an additional quarter wave plate with a 8.2 arcsecond aperture hole and a broad red filter (RG645 : 7660 Å central wavelength, 2410 Å FWHM). The data were calibrated for instrumental efficiency, instrumental polarization (due to the telescope mirrors) and zero point of position angles using a calibration prism, non polarized standard stars, and polarized standard stars, respectively. On average, the instrumental polarization was $0.054 \pm 0.068\%$ and was subtracted for the determination of both polarization degree and position angle. The observational errors were calculated from photon statistics and also include uncertainties introduced by the previously mentioned calibrations. The final uncertainty on individual measurements of the polarization P is usually around 0.1%. More details on the instrument and the observational method can be found in Manset & Bastien (1995).

Additional polarimetry was done by T.J. Jones on 14 sources in OMC-2 during 1992 October, on the Mount Lemmon Observing Facility (MLOF) 60" using the Two-Holer Photopolarimeter with Cousins-Kron V, R and I filters. A description of this instrument can be found in Sitko et al. (1985).

Finally, IR polarimetry on stars in OMC-1 near the Becklin-Neugebauer (BN) object is described below in section 6.2.2.

Compilation and classification of the data

A set of 69 stars located throughout the whole Orion A region was observed at OMM. Among this set, 41 objects had never been observed before; these new data are presented in Table 6.1. Table 6.2 presents data on stars observed more than once, at OMM and in published

work by Breger (1976) and in the Heiles (2000) catalog. Table 6.3 presents other relevant published data by Breger (1976) and in the Heiles (2000) catalog. The effective wavelength of stars observed by Breger (1976) lies between B and V. On the other hand, wavelengths at which stars were observed are not specified in the Heiles (2000) catalog but in many cases the V filter was used. In each Table, Parenago and when available HD numbers for each star are shown in columns 1 and 2, respectively. Equatorial coordinates at epoch J2000.0 are given in columns 3 and 4, respectively. Degrees of polarization with uncertainties on measurements are given in columns 5 and 6, respectively, while position angles are given with their uncertainties in columns 7 and 8 respectively. ‘1’ is tabulated in column 9 if the signal to noise ratio $P/\sigma_P > 3$ (meaning $\sigma_\theta < 9.5^\circ$) otherwise ‘0’ is tabulated. Column 10 gives an approximate value of the visible absorption coefficient A_V from the Dobashi et al. (2005) catalog. This catalog is the first version of the atlas and catalog of dark clouds derived by using an optical star-count technique on the 1043 plates in the DSS. Distance estimates retrieved from the Heiles (2000) catalog are shown in column 11, and a quality code is shown in the last column. The selection criteria used to classify the data, and to distinguish polarization produced by scattering on dust grains from polarization produced by dichroic absorption, are : ‘1’ is tabulated for data for which the polarization is produced by dichroic absorption with great reliability, meaning that (1) the position angles do not rotate more than about 20° when observations are available at several wavelengths, or that (2) no variability of the degree of polarization and of the position angle can be found with time at a given wavelength. Some of the stars listed in Table 6.2 or 6.3 are marked with ‘1’ by directly following results in works by Breger (1976, 1977). The number ‘1/2’ is tabulated for (3) data with a position angle approximately the same as those of reliable data in their vicinity. ‘?’ is tabulated for data for which we do not have enough information in light of the three conditions mentioned above, and ‘0’ is tabulated for data in contradiction with conditions (1) and (2). Data defined as reliable to probe magnetic fields are data for which the selection code ‘1’ or ‘1/2’ is tabulated. Data considered as less reliable are marked with ‘?’. Data considered as unreliable are marked with ‘0’ and are not considered in the following analysis. Finally, ‘0’ is systematically tabulated when the signal to noise ratio $P/\sigma_P < 3$.

Polarization data for the stars observed by T.J. Jones are compiled in Table 6.4. The identification number appearing in the first column is from Jones et al. (1994) where J, H and K photometry data are compiled in their Table 1. J2000.0 coordinates are given in columns 2 and 3. Results of the polarimetry in the three bands are given in columns 4 to 15. The extinction coefficient appearing in column 16 is from the Dobashi et al. (2005) catalog, and the selection code shown in the last column follows the same conventions as that used in Tables 6.1, 6.2 and 6.3 (see above) except that data with $P/\sigma_P < 3$ (meaning $\sigma_\theta > 9.5^\circ$) are also positively considered here since their signal-to-noise ratio is never far from the ratio $P/\sigma_P = 3$.

TAB. 6.1 – New visible polarization data from the OMM.

Parento	HD	$\alpha(2000)$ (^h ^{mn} ^s)	$\delta(2000)$ ([°] ' ")	P_R (%)	σ_{P_R} (%)	θ_R ([°])	σ_{θ_R} ([°])	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P1374	...	05 34 11.13	-05 22 54.6	0.29	0.10	59.3	10.3	0	?	?	0
P1539	...	05 34 40.04	-05 10 07.1	5.34	0.13	95.7	0.7	1	1.94	?	1/2
P1587	...	05 34 45.20	-05 25 04.1	2.53	0.17	91.7	1.9	1	?	?	?
P1659	...	05 34 55.98	-05 23 13.1	0.78	0.12	69.4	4.3	1	?	?	1/2
P1665b	...	05 34 51.5	-05 13.5	2.14	0.41	49.1	5.4	1	?	?	1/2
P1665	...	05 34 56.82	-05 11 33.5	0.26	0.21	40.4	23.1	0	2.15	?	0
P1684	...	05 35 00.11	-05 23 01.9	0.27	0.17	115.7	17.4	0	?	?	0
P1746	...	05 35 05.64	-05 25 19.5	1.11	0.13	64.6	3.5	1	?	?	?
P1763	...	05 35 07.53	-05 36 19.3	0.51	0.14	29.1	7.6	1	?	?	?
P1773	...	05 35 09.07	-05 29 59.2	0.30	0.14	59.6	13.4	0	?	?	0
P1775	...	05 35 07.5	-06 09 59.0	0.77	0.08	52.7	3.1	1	1.74	?	1/2
P1786	...	05 35 10.34	-05 38 24.9	5.26	0.11	91.7	0.6	1	?	?	?
P1802	...	05 35 11.14	-05 36 51.2	1.47	0.17	22.6	3.3	1	?	?	?
P1810	...	05 35 12.23	-05 36 39.4	0.15	0.15	138.3	28.2	0	?	?	0
P1827	...	05 35 13.61	-05 32 51.1	0.53	0.13	20.2	6.9	1	?	?	?
P1828	...	05 35 12.83	-05 39 34.3	0.19	0.17	142.9	26.4	0	?	?	0
P1835	...	05 35 15.79	-05 00 33.5	0.49	0.21	138.4	12.3	0	1.65	?	0
P1874	...	05 35 15.80	-05 33 12.3	0.93	0.16	178.2	4.9	1	?	?	?
P1876	...	05 35 14.68	-05 35 14.7	0.61	0.12	124.5	5.4	1	?	?	?
P1897	...	05 35 16.65	-05 32 47.4	0.92	0.21	10.9	6.5	1	?	?	?
P1898	...	05 35 15.92	-05 39 14.8	0.43	0.14	37.5	9.1	1	?	?	?
P1977	...	05 35 21.7	-05 34 46.8	0.67	0.13	154.9	5.4	1	?	?	?
P2005	...	05 35 25.24	-05 09 27.6	0.21	0.13	57.9	17.5	0	1.17	?	0
P2006	...	05 35 25.63	-05 09 49.2	0.31	0.13	56.9	11.5	0	1.17	?	0
P2007	...	05 35 25.42	-05 10 48.0	0.84	0.24	176.7	8.2	0	?	?	?

Table 6.1 continued ...

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P_R (%)	σ_{P_R} (%)	θ_R (°)	σ_{θ_R} (°)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P2029	...	05 35 26.75	-05 11 07.1	1.49	0.18	25.9	3.5	1	?	?	?
P2030	...	05 35 26.88	-05 13 14.0	0.14	0.15	84.3	29.3	0	?	?	0
P2048	...	05 35 27.43	-05 35 19.4	0.91	0.35	36.6	10.9	0	?	?	0
P2057	...	05 35 28.92	-05 06 03.5	0.29	0.22	178.4	22.1	0	0.90	?	0
P2068	...	05 35 31.00	-05 04 14.8	0.14	0.13	69.8	27.8	0	1.12	?	0
P2119	...	05 35 35.98	-05 12 25.1	0.13	0.13	22.0	29.3	0	?	?	0
P2143	...	05 35 38.96	-05 08 55.9	0.34	0.14	36.7	11.8	0	0.98	?	0
P2164	...	05 35 42.91	-05 20 13.3	0.07	0.11	43.8	44.8	0	?	?	0
P2173	...	05 35 42.78	-05 11 54.7	0.68	0.19	57.5	7.9	1	?	?	?
P2174	...	05 35 42.94	-05 13 45.2	v. ^(b)					?	?	0
P2208	...	05 35 46.89	-05 18 01.6	11.85	0.16	64.1	0.4	1	?	?	1/2
P2216	...	05 35 47.68	-05 10 30.3	00.28	0.16	16.2	15.9	0	1.07	?	0
P2217	...	05 35 47.40	-05 16 57.8	7.87	0.15	65.1	0.5	1	?	?	1/2
P2244	...	05 35 51.64	-05 08 09.2	2.98	0.19	75.7	1.8	1	0.76	?	1
P2252	...	05 35 52.63	-05 06 56.7	0.27	0.14	78.2	14.7	0	0.76	?	0
P2317	...	05 36 04.36	-05 07 14.4	1.95	0.13	78.9	2.0	1	1.26	?	?

Notes : ^(a) - SC : Selection Code. SC = 1 or 1/2 is marked for data considered as reliable in order to probe magnetic fields. In the same way, SC = ? is marked for data considered as less reliable, and SC = 0 is marked for data considered as non reliable. See section 6.2.1 for details. ^(b) - v. : apparently variable star.

TAB. 6.2 – Visible polarization data from stars observed at OMM, and from Breger (1976) and/or from the Heiles (2000) catalog.

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P (%)	σ_P (%)	θ (°)	σ_θ (°)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P1391		05 34 15.20	-05 11 49.6	0.38 ^(M)	0.12	53.3	09.4	1	?	?	?
...		0.07 ^(B)	0.12	89.0	48.9	0	0
P1455		05 34 24.83	-05 22 05.1	0.15 ^(M)	0.12	41.3	23.2	0	?	?	0
...		0.04 ^(B)	0.06	66.0	42.8	0
P1507		05 34 34.47	-05 03 06.9	0.69 ^(M)	0.11	96.8	4.5	1	1.14	?	1
...		0.55 ^(B)	0.05	102.0	2.5	1
P1540		05 34 39.79	-05 24 25.7	0.79 ^(M)	0.11	79.3	4.1	1	?	?	1
...		1.11 ^(B)	0.10	85.0	2.6	1
P1562	36899	05 34 42.28	-05 07 14.6	0.35 ^(M)	0.12	50.2	9.9	0	1.59	602.9	0
...	0.89 ^(H)	0.03	171.0	1.0	1
...	0.27 ^(B)	0.08	88.0	8.4	1
P1575		05 34 43.54	-05 18 27.2	0.21 ^(M)	0.16	86.0	21.6	0	?	?	0
...		0.18 ^(B)	0.09	89.0	14.3	0
P1605	36917	05 34 46.98	-05 34 14.6	1.06 ^(M)	0.11	44.6	3.0	1	0.62	239.9	1
...	0.97 ^(H)	0.03	43.0	0.9	1
...	0.84 ^(B)	0.05	42.0	1.7	1
P1623		05 34 49.99	-05 18 44.7	2.33 ^(M)	0.16	53.6	1.9	1	?	?	1
...		1.83 ^(B)	0.04	52.0	0.6	1
P1660	36939	05 34 55.29	-05 30 22.1	0.49 ^(M)	0.10	61.2	5.9	1	0.31	524.8	1
...	0.71 ^(H)	0.03	65.0	1.3	1
...	0.53 ^(B)	0.07	53.0	3.8	1
P1683		05 35 00.73	-05 05 11.0	1.42 ^(M)	0.13	108.0	2.6	1	1.48	?	1
...		1.36 ^(B)	0.07	117.0	1.5	1
P1685		05 35 00.14	-05 25 16.3	1.41 ^(M)	0.10	78.7	2.1	1	?	?	1
...		1.48 ^(B)	0.07	67.0	1.4	1

Table 6.2 continued ...

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P (%)	σ_P (%)	θ (°)	σ_θ (°)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P1712		05 35 03.62	-05 05 44.5	3.44 ^(M)	0.12	100.2	1.0	1	1.48	?	1
...	3.73 ^(B)	0.09	100.0	0.7	1
P1724		05 35 04.3	-05 08 12.8	1.11 ^(M)	0.10	83.0	2.6	1	1.51	?	1
...	1.50 ^(B)	0.04	79.0	0.8	1
P1744	36981	05 35 06.20	-05 12 15.9	0.14 ^(M)	0.10	49.6	20.8	0	?	?	0
...	0.07 ^(H)	0.03	84.0	13.0	0	0
...	0.36 ^(B)	0.07	81.0	5.5	1	?
P1885		05 35 16.99	-05 21 45.6	1.80 ^(M)	0.13	107.5	2.0	1	?	?	1
...	0.98 ^(B)	0.08	105.0	2.3	1	?	?	...
...	0.06 ^(B)	0.15	162.0	71.2	0
P1905	37019	05 35 18.20	-05 03 54.9	v. ^{(b)(M)}					1.43	436.5	0
...	0.35 ^(H)	0.03	96.0	2.6	1
...	0.28 ^(B)	0.08	48.0	8.2	1
P1950		05 35 23.4	-04 53 01	0.63 ^(M)	0.15	40.1	6.7	1	?	?	0
...	0.29 ^(B)	0.08	70.0	7.9	1
P1953		05 35 21.23	-05 09 16.1	0.24 ^(M)	0.13	22.3	15.0	0	?	?	0
...	0.26 ^(B)	0.10	66.0	11.0	0
P1956		05 35 20.65	-05 21 44.9	1.93 ^(M)	0.09	37.9	1.4	1	?	?	1
...	1.30 ^(B)	0.07	40.0	1.5	1
P2031	37042	05 35 26.40	-05 25 00.7	0.37 ^(M)	0.10	140.7	7.4	1	0.62	757.0	1
...	0.56 ^(H)	0.03	139.0	1.6	1
...	0.27 ^(B)	0.04	135.0	4.2	1

Table 6.2 continued ...

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (^h ^{mn} ^s)	$\delta(2000)$ ([°] ['] ^{''})	P (%)	σ_P (%)	θ ([°])	σ_θ ([°])	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P2043		05 35 28.5	-04 55 03.2	0.12 ^(M)	0.15	68.0	34.2	0	?	?	0
...		0.34 ^(B)	0.17	60.0	14.2	0
P2065	37059	05 35 31.16	-04 54 15.4	0.21 ^(M)	0.10	48.9	13.3	0	0.31	602.6	0
...	0.75 ^(H)	0.03	86.0	1.2	1
...	0.08 ^(B)	0.05	118.0	17.8	0
P2074	37061	05 35 31.36	-05 16 02.6	1.65 ^(M)	0.08	59.4	1.4	1	?	?	1
...	1.37 ^(B)	0.05	62.0	1.0	1
P2102	37060	05 35 34.28	-05 06 21.2	0.16 ^(M)	0.11	71.1	19.4	0	0.82	?	0
...	0.30 ^(B)	0.14	74.0	13.3	0
P2284	37114	05 35 58.53	-05 22 31.6	0.18 ^(M)	0.10	42.5	15.0	0	0.31	559.0	0
...	0.39 ^(H)	0.03	88.0	2.3	1	1
...	0.31 ^(B)	0.10	69.0	9.2	1	1
P2290	294266	05 36 00.70	-04 57 57.1	0.18 ^(M)	0.12	25.8	18.5	0	1.82	?	0
...	0.13 ^(B)	0.08	175.0	17.5	0
P2342	37142	05 36 11.02	-05 03 41.5	0.35 ^(M)	0.11	54.8	8.9	1	1.64	?	1/2
...	0.15 ^(B)	0.08	45.0	15.2	0	0
P2387	37174	05 36 27.19	-05 24 31.3	0.29 ^(M)	0.09	60.3	9.0	1	2.05	524.8	0
...	0.33 ^(H)	0.03	156.0	2.8	1
...	0.06 ^(B)	0.15	162.0	71.2	0

Notes : ^(a) - SC : Selection Code. SC = 1 or 1/2 is marked for data considered as reliable in order to probe magnetic fields. In the same way, SC = ? is marked for data considered as less reliable, and SC = 0 is marked for data considered as non reliable. See section 6.2.1 for details. ^(b) - v. : apparently variable star. ^(B) - data from Breger (1976), see also Breger (1977) where the origin of the polarization is discussed for some stars. The effective wavelength of observations lies between B and V effective wavelength. ^(H) - data from Heiles (2000); λ is not defined precisely. ^(M) - data from Mont-Mégantic Observatory.

TAB. 6.3 – Supplementary visible polarization data from Breger (1976) and from the Heiles (2000) catalog.

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (^h ^{mn} ^s)	$\delta(2000)$ ([°] ' ")	P (%)	σ_P (%)	θ ([°])	σ_θ ([°])	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P1036		05 32 55.89	-04 32 42.7	2.33 ^(B)	0.10	95.0	1.2	1	0.49	?	1/2
P1044	36629	05 32 57.08	-04 33 59.3	1.96 ^(B)	0.02	97.0	0.3	1	0.64	719.0	1
...	1.84 ^(H)	0.05	95.8	0.7	1
P1049		05 32 58.00	-04 30.8	2.34 ^(B)	0.14	108.0	1.7	1	0.49	?	1
P1073		05 33 00.0	-06 10.1	3.97 ^(B)	0.29	36.0	2.1	1	0.20	?	?
P1097	36655	05 33 07.48	-05 20 26.1	0.50 ^(H)	0.03	47.0	1.8	1	1.18	478.6	0
...	0.37 ^(B)	0.05	76.0	3.9	1
P1117	36671	05 33 14.03	-04 38 07.2	0.39 ^(H)	0.03	82.0	2.3	1	1.22	316.2	1
...	0.49 ^(B)	0.08	100.0	4.7	1
P1122		05 33 16.0	-04 28.2	1.41 ^(B)	0.12	81.0	2.4	1	0.44	?	1/2
P1150		05 33 20.07	-05 06 24.3	5.91 ^(B)	0.06	97.0	0.3	1	1.45	?	1
P1175		05 33 24.3	-05 21 16	0.57 ^(B)	0.06	98.0	3.0	1	1.47	?	1/2
P1212	294224	05 33 34.06	-05 05 01.7	4.21 ^(B)	0.06	87.0	0.4	1	1.39	?	1
P1427		05 34 22.26	-04 57 40.2	1.03 ^(B)	0.18	32.0	5.0	1	1.52	?	?
P1466		05 34 24.9	-06 01 03	1.12 ^(B)	0.11	61.0	2.8	1	1.29	?	?
P1491	36865	05 34 32.43	-04 29 14.8	0.14 ^(H)	0.03	68.0	6.5	1	0.31	281.0	1
...	0.17 ^(B)	0.04	77.0	6.7	1
P1526		05 34 41.0	-04 17.5	1.57 ^(B)	0.06	104.0	1.1	1	0.54	?	1/2

Table 6.3 continued ...

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P (%)	σ_P (%)	θ (°)	σ_θ (°)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P1546	36883	05 34 43.20	-04 23 31.5	0.23 ^(H)	0.03	41.0	4.0	1	0.26	521.0	1
...	0.22 ^(B)	0.10	48.0	13.0	0
P1567		05 34 44.5	-04 42 14	2.33 ^(B)	0.23	97.0	2.8	1	2.10	?	1/2
P1581		05 34 48	-04 17.5	2.27 ^(B)	0.12	123.0	1.5	1	0.45	?	1/2
P1628	36916	05 34 53.96	-04 06 37.5	0.27 ^(H)	0.03	58.0	3.4	1	0.89	356.0	1/2
P1654	36938	05 34 56.24	-04 45 57.4	0.90 ^(H)	0.03	44.0	1.0	1	0.62	478.6	0
...	0.62 ^(B)	0.10	22.0	4.6	1
P1664	36936	05 34 59.00	-04 21 15.4	0.18 ^(H)	0.03	48.0	5.1	1	0.26	512.0	1/2
P1698	36957	05 35 03.73	-04 23 06.1	0.19 ^(H)	0.03	84.0	4.8	1	0.32	398.1	0
...	0.50 ^(B)	0.07	55.0	4.0	1
P1708	36958	05 35 04.79	-04 43 54.6	0.94 ^(H)	0.08	47.7	2.3	1	0.62	511.0	1
...	0.59 ^(B)	0.06	38.0	2.9	1
P1716	36959	05 35 01.01	-06 00 33.4	0.16 ^(H)	0.0	82.0	0.0	1	0.31	646.0	0
...	0.19 ^(B)	0.04	131.0	6.0	1
P1719		05 35 05.42	-04 43 19.8	0.73 ^(B)	0.06	116.0	2.4	1	?	?	?
P1728	36960	05 35 02.68	-06 00 07.3	0.11 ^(H)	0.0	69.0	0.0	1	0.31	539.0	1
...	0.13 ^(B)	0.03	70.0	6.6	1

Table 6.3 continued ...

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P (%)	σ_P (%)	θ (°)	σ_θ (°)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P1736		05 35 37.58	-05 16 44.5	1.73 ^(B)	0.16	123.0	2.7	1	?	?	?
P1772	36982	05 35 09.84	-05 27 53.3	0.55 ^(B)	0.03	64.0	1.6	1	1.24	1139.0	1
...	1.01 ^(H)	0.02	56.0	0.6	1
P1795	36998	05 35 13.23	-04 37 34.6	0.27 ^(H)	0.03	169.0	3.4	1	1.70	575.4	0
...	0.30 ^(B)	0.05	63.0	4.8	1
P1798	294264	05 35 13.35	-04 51 44.9	2.62 ^(B)	0.08	77.0	0.9	1	?	?	1
P1799		05 35 11.64	-05 16 57.8	5.84 ^(B)	0.12	134.0	0.6	1	?	?	1
P1813	37000	05 35 11.01	-05 55 36.9	0.35 ^(H)	0.03	84.0	2.6	1	0.31	465.0	?
...	0.07 ^(B)	0.03	96.0	12.2	0	0
P1854	294263	05 35 17.83	-04 41 07.0	0.63 ^(B)	0.08	71.0	3.6	1	?	?	?
P1881	36998	05 35 18.42	-04 40 55.9	1.03 ^(B)	0.05	107.0	1.4	1	?	?	1
P1901	37025	05 35 15.75	-06 01 57.9	0.06 ^(H)	0.03	99.0	15.2	0	1.60	?	0
...	0.16 ^(B)	0.02	60.0	3.6	1	?
P1921		05 35 18.91	-05 16 14.1	1.41 ^(B)	0.33	169.0	6.7	1	?	?	?
P1932	37016	05 35 22.32	-04 25 27.6	0.35 ^(H)	0.0	55.0	0.0	1	0.74	345.0	0
...	0.36 ^(B)	0.08	29.0	6.3	1
P1933	37017	-05 35 21.8	-04 29 39.0	0.25 ^(H)	0.0	51.0	0.0	1	0.96	630.0	1
...	0.40 ^(B)	0.08	49.0	5.7	1

Table 6.3 continued ...

Parenago	HD	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P (%)	σ_P (%)	θ (°)	σ_θ (°)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P1970	37018	05 35 23.16	-04 50 18.1	0.47 ^(H)	0.03	62.0	2.2	1	0.31	470.0	0
...	0.31 ^(B)	0.05	151.0	4.6	1
P1993	37041	05 35 22.90	-05 24 57.8	0.79 ^(H)	0.05	95.8	1.8	1	0.62	607.0	1
...	0.96 ^(B)	0.02	99.0	0.6	1
P2001		05 35 23.84	-05 30 47.5	1.02 ^(B)	0.16	175.0	4.5	1	?	?	?
P2037	37043	05 35 25.98	-05 54 35.6	0.11 ^(H)	0.0	61.0	0.0	1	0.31	451.0	0
...	0.21 ^(B)	0.04	133.0	5.4	1
P2054	37040	05 35 31.08	-04 21 50.6	0.23 ^(H)	0.0	61.0	0.0	1	0.95	500.0	?
P2085	37062	05 35 31.44	-05 25 16.4	0.41 ^(H)	0.03	162.0	2.2	1	1.86	689.0	0
...	0.14 ^(B)	0.06	47.0	12.2	0
P2086		05 35 31.25	-05 33 11.8	1.63 ^(B)	0.08	77.0	1.4	1	?	?	1
P2185		05 35 43.22	-05 36 27.6	0.90 ^(B)	0.15	114.0	4.8	1	?	?	?
P2233		05 35 50.7	-04 51 11	3.09 ^(B)	0.11	123.0	1.0	1	1.71	?	?
P2248		05 35 49.83	-05 40 27.6	3.13 ^(B)	0.08	90.0	0.7	1	?	?	?
P2261		05 35 54.9	-04 58 07.0	1.05 ^(B)	0.12	40.0	3.3	1	2.17	?	?
P2271	37115	05 35 54.08	-05 37 42.3	0.37 ^(H)	0.03	89.0	2.5	1	0.31	304.0	1
...	0.31 ^(B)	0.07	105.0	6.4	1

Table 6.3 continued ...

Parento	HD	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P (%)	σ_P (%)	θ (°)	σ_θ (°)	$\frac{P}{\sigma_P} > 3$	A_V (Mag.)	d (pc)	SC ^(a)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
P2302	37130	05 36 03.57	-04 45 07.6	1.02 ^(B)	0.12	136.0	3.4	1	1.94	?	1/2
P2310		05 36 04.3	-04 44 39.0	3.83 ^(B)	0.09	133.0	0.7	1	1.94	?	1/2
P2314	37129	05 36 06.26	-04 25 32.8	0.32 ^(H)	0.03	64.6	2.6	1	1.05	631.0	1
...	0.23 ^(B)	0.04	53.0	5.0	1
P2368		05 36 16.98	-05 11 42.9	4.69 ^(B)	0.50	20.0	3.0	1	1.62	?	?
P2425		05 36 38.7	-05 28 22	3.47 ^(B)	0.06	92.0	0.5	1	2.02	?	1
P2448		05 36 53.63	-04 39 53.5	2.13 ^(B)	0.09	155.0	1.2	1	1.73	?	?
P2467		05 37 02.0	-04 12.3	1.62 ^(B)	0.15	73.0	2.6	1	0.61	?	?
P2471		05 37 03.14	-04 37 02.5	0.93 ^(B)	0.17	44.0	5.2	1	1.53	?	?
P2500		05 37 13.43	-05 40 26.9	1.79 ^(B)	0.02	87.0	0.3	1	2.06	?	1/2
P2519		05 37 21.0	-04 40.4	2.39 ^(B)	0.08	155.0	1.0	1	1.91	?	1
P2579		05 37 41.41	-04 51 04.1	1.92 ^(B)	0.11	114.0	1.6	1	1.38	?	?
P2602	37356	05 37 53.39	-04 48 50.5	1.45 ^(H)	0.06	70.2	1.2	1	1.08	489.0	1
...	1.51 ^(B)	0.03	75.0	0.6	1
P2609	294295	05 37 55.86	-04 47 18.0	0.75 ^(B)	0.01	76.0	0.4	1	1.08	?	1/2
P2653		05 38 14.51	-05 25 13.3	0.23 ^(H)	0.03	57.0	4.0	1	2.10	478.6	?
P2701	37469	05 38 39.46	-04 40 48.8	2.22 ^(H)	0.03	108.0	0.4	1	1.02	501.2	?
P2758		05 39 02.4	-05 11 40.1	0.31 ^(H)	0.03	39.0	2.9	1	1.33	506.0	?

Notes : ^(a) - SC : Selection Code. SC = 1 or 1/2 is marked for data considered as reliable ones in order to probe magnetic fields. In the same way, SC = ? is marked for data considered as less reliable, and SC = 0 is marked for data considered as non reliable. See section 6.2.1 for details. ^(B) - data from Breger (1976), see also Breger (1977) where the origin of the polarization is discussed for some stars. The effective wavelength of observations lies between B and V effective wavelength. ^(H) - data from Heiles (2000); λ is not defined precisely.

TAB. 6.4 – Visible polarization data in OMC 2 from Mount Lemmon.

Star ^(a)	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	P_V (%)	σ_{P_V} (%)	θ_V (°)	σ_{θ_V} (°)	P_R (%)	σ_{P_R} (%)	θ_R (°)	σ_{θ_R} (°)	P_I (%)	σ_{P_I} (%)	θ_I (°)	σ_{θ_I} (°)	A_V (Mag.)	SC ^(b)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)
26	5 35 03.8	-5 08 16.8	1.38	0.12	80.0	2.5	1.30	0.06	81.0	1.3	1.03	0.06	1.7	1.7	1.51	?
76	5 35 21.3	-5 12 09.1	0.86	0.13	18.3	4.3	0.74	0.08	13.1	3.1	0.65	0.08	14.5	3.5	?	1
85	5 35 22.3	-5 09 11.2	0.45	0.14	63.8	8.9	1.14	?
111	5 35 25.6	-5 09 48.4	0.88	0.11	84.5	3.6	0.69	0.21	68.0	8.7	1.17	1
112	5 35 26.1	-5 08 40.4	0.42	0.13	58.7	8.9	0.18	0.06	79.7	9.5	1.17	1
116	5 35 26.9	-5 11 04.5	3.57	0.18	49.3	1.4	3.33	0.16	52.0	1.4	?	1
117	5 35 27.0	-5 13 08.5	0.31	0.09	48.9	8.3	?	?
139	5 35 31.9	-5 09 26.8	0.51	0.14	74.3	7.9	0.54	0.12	60.7	6.3	0.68	0.11	52.5	4.6	0.98	1
175	5 35 40.7	-5 08 59.5	8.83	0.34	73.2	1.1	8.20	0.26	73.8	0.9	0.98	1
183	5 35 43.0	-5 11 47.7	0.54	0.11	83.1	5.8	?	?
191	5 35 44.9	-5 07 16.8	0.20	0.06	29.8	8.6	0.65	?
198	5 35 47.6	-5 10 24.0	0.35	0.12	76.7	9.8	0.34	0.12	73.4	10.1	1.07	1
207	5 35 51.0	-5 09 26.2	8.04	0.33	74.1	1.2	3.80	0.09	74.1	0.7	1.06	1
217	5 35 56.2	-5 08 58.6	4.69	0.37	97.4	2.3	1.06	?

Notes : ^(a) - Numbers are from Jones et al. (1994). ^(b) - SC : Selection Code. SC = 1 or 1/2 is marked for data considered as reliable ones in order to probe magnetic fields. In the same way, SC = ? is marked for data considered as less reliable, and SC = 0 is marked for data considered as non reliable. See section 6.2.1 for details.

Visible polarization map and histograms of polarization data

Data for all stars which are not labeled with ‘0’ in the last column from Tables 6.1, 6.2 or 6.3 are shown in Figure 6.1. When several measurements are available (see Tables 6.2 and 6.3), data with the best signal-to-noise ratio are shown in the Figure. They cover an area of $\approx 1.5^\circ \times 2.1^\circ$ centered on the region OMC-2. Histograms of polarization percentages and position angles are shown in Figures 6.2 and 6.3, respectively. Only reliable and less reliable data (see section 6.2.1) are shown in the Figures. In Figure 6.2, the mean and the dispersion of the whole set of data ($N=95$) shown with bold lines are $\overline{P} = 1.71\%$ and $S_P = 1.80\%$, respectively. Reliable data ($N=56$) are shown in black and the mean and the dispersion of this set of data are $\overline{P} = 1.94\%$ and $S_P = 2.08\%$, respectively. In Figure 6.3, the mean and the dispersion of the whole set of data shown with bold lines are $\overline{\theta} = 82.5^\circ$ and $S_\theta = 37.4^\circ$, respectively. Reliable data are shown in black and the mean and the dispersion of this set of data are $\overline{\theta} = 84.9^\circ$ and $S_\theta = 29.6^\circ$, respectively.

All data from Table 6.4 are shown in Figure 6.4. Also shown in the map are data from Tables 6.1, 6.2 and 6.3 located in the region. Data from Table 6.4 cover an area of $\approx 0.2^\circ \times 0.1^\circ$ with six stars located in the line of sight to the regions FIR3 to FIR6 (see Chini et al., 1997). Stars P2007 and P2029 from Table 6.1 are also located in the same line of sight. Following Jones et al. (1994), all the stars from Table 6.4 are brighter than $K = +13$ and are not field stars. They must be members of a young association or associations within the observed region. Histograms of polarization percentages and position angles are shown in Figures 6.5 and 6.6, respectively. By using the selection criteria introduced in section 6.2.1, only reliable and less reliable data are available through and around OMC-2 thus all data from Table 6.4 are shown in the Figures. In Figure 6.5, the mean and the dispersion of the whole set of data ($N=14$) from Table 6.4 shown with bold lines are $\overline{P} = 2.19\%$ and $S_P = 2.86\%$, respectively. Reliable data only ($N=8$) are shown in black and their mean and dispersion are $\overline{P} = 2.89\%$ and $S_P = 3.36\%$, respectively. In Figure 6.6, the mean and the dispersion of the whole set of data ($N=14$) shown with bold lines are $\overline{\theta} = 65.4^\circ$ and $S_\theta = 22.3^\circ$, respectively. Reliable data are shown in black ($N=8$) and their mean and dispersion are $\overline{\theta} = 63.9^\circ$ and $S_\theta = 21.9^\circ$, respectively.

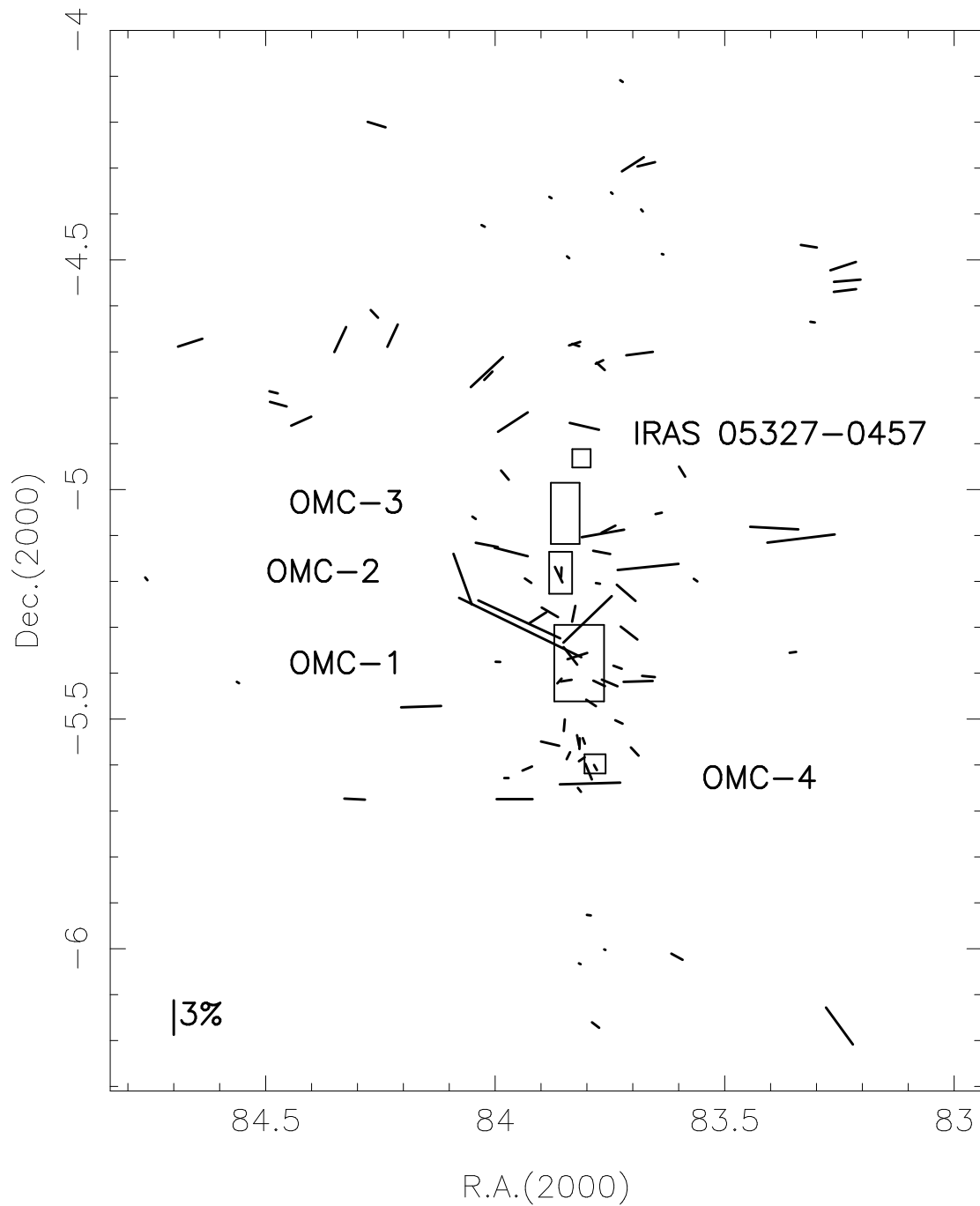


FIG. 6.1 – Visible polarization map of Orion A. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Reliable data labeled with ‘1’ or ‘1/2’ and less reliable data labeled with ‘?’ from Tables 6.1, 6.2 and 6.3 are shown in the Figure. Five different regions identified by boxes are labeled. Coordinates are given in degrees.

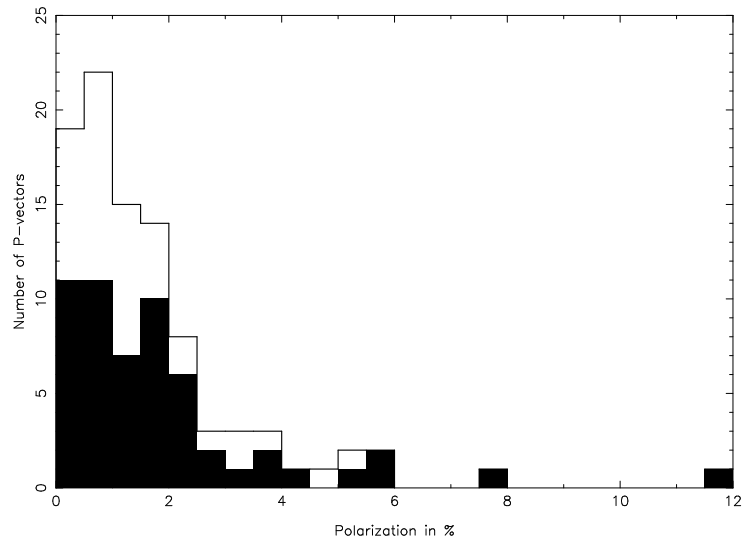


FIG. 6.2 – Histogram of the degree of polarization of visible data with $P/\sigma_P > 3$ from Tables 6.1, 6.2 and 6.3. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Data considered as reliable ($SC = 1$ or $1/2$) are shown in black. Less reliable data ($SC = ?$) are shown in white.

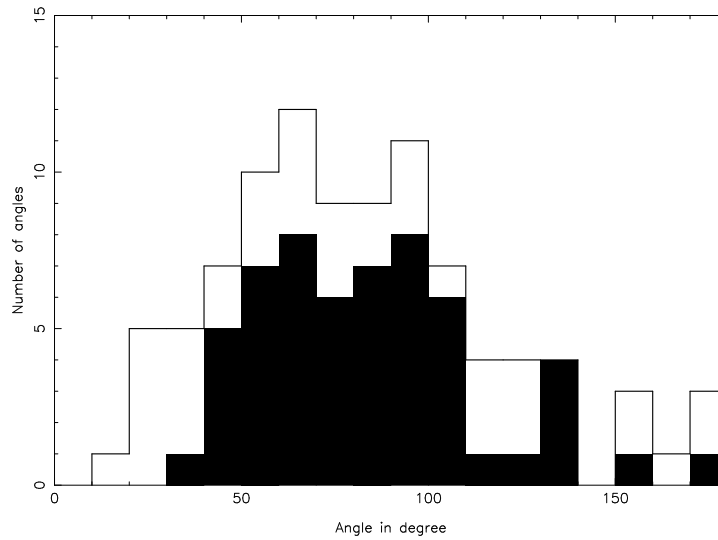


FIG. 6.3 – Histogram of polarization position angles of visible data with $P/\sigma_P > 3$ from Tables 6.1, 6.2 and 6.3. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Data considered as reliable ($SC = 1$ or $1/2$) are shown in black. Less reliable data ($SC = ?$) are shown in white.

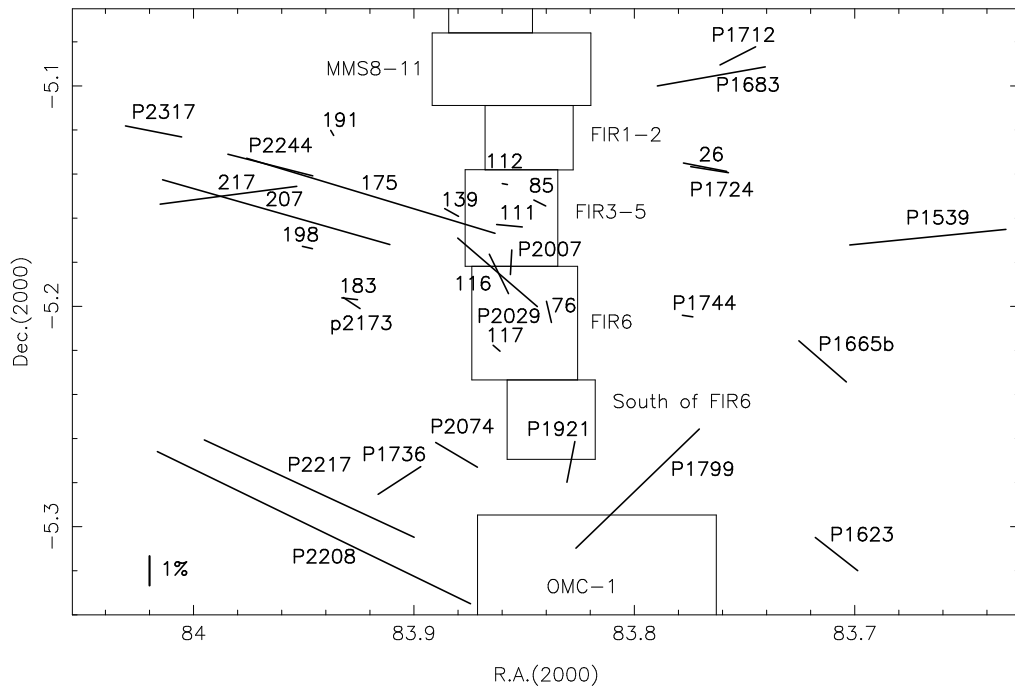


FIG. 6.4 – Same as in Figure 6.1 but with a zoom on OMC-2. Data from Table 6.4 and selected R-Band data are also included. Coordinates are given in degrees. Subregions of OMC-2, FIR1-2, FIR3-5, FIR6, and south of FIR6 are shown.

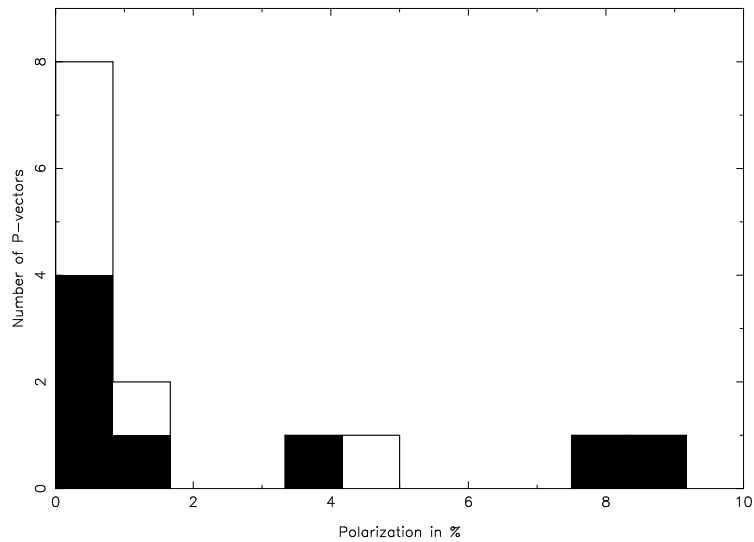


FIG. 6.5 – Histogram of the degree of polarization of visible data from Table 6.4 and shown in Figure 6.4. Data considered as reliable to probe magnetic fields ($SC = 1$ or $1/2$) are shown in black. Less reliable data ($SC = ?$) are shown in white.

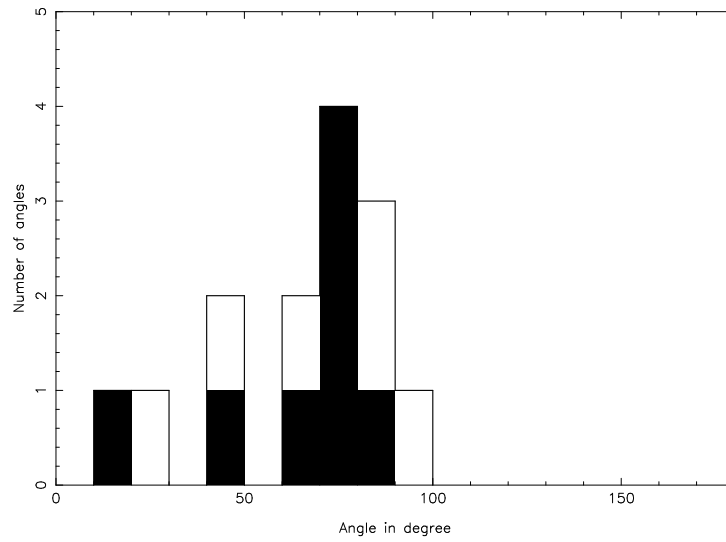


FIG. 6.6 – Histogram of polarization position angles of visible data from Table 6.4 and shown in Figure 6.4. Data considered as reliable to probe magnetic fields ($SC = 1$ or $1/2$) are shown in black. Less reliable data ($SC = ?$) are shown in white.

TAB. 6.5 – IR polarization data in the BN region.

Star number (1)	$\alpha(2000)$ (h mn s) (2)	$\delta(2000)$ ($^{\circ}$ ' ") (3)	$P_K^{(a)}$ (%) (4)	θ_K ($^{\circ}$) (5)	σ_{θ_K} ($^{\circ}$) (6)	$H - K$ (Mag.) (7)	LBS $^{(b)}$ (8)	S&S $^{(c)}$ (9)	Other I.D. $^{(d)}$ (10)	θ_{off} ($^{\circ}$) (11)	τ_K (12)
0	5 35 16.2	-5 21 54.2	6.8	71.0	1.3	0.48	41	0.27
1	5 35 15.9	-5 21 51.2	1.4	102.0	6.1	0.47	74	0.25
2	5 35 15.0	-5 21 51.5	2.6	81.0	3.3	0.84	42	0.81
3	5 35 14.7	-5 21 53.6	5.0	145.0	1.7	1.69	78	2.08
4	5 35 15.2	-5 21 59.0	5.1	110.0	1.7	1.22	75	1.38
5	5 35 15.0	-5 22 02.8	0.9	61.0	9.5	0.19	22	-0.16
8	5 35 13.9	-5 22 02.8	7.8	144.0	1.1	2.34	74	3.06
9	5 35 13.2	-5 21 57.1	5.3	116.0	1.6	1.09	77	1.18
11	5 35 14.6	-5 22 09.0	3.8	46.0	2.3	0.34	s	11	0.06
12	5 35 13.9	-5 22 09.6	1.8	56.0	4.8	0.53	h	...	P1089	22	0.34
13	5 35 16.1	-5 22 12.0	2.2	66.0	3.9	1.29	41	1.48
14	5 35 16.0	-5 22 13.9	1.1	60.0	7.8	0.80	40	0.75
15	5 35 15.3	-5 22 16.9	2.1	65.0	4.1	1.21	y	43	1.36
16	5 35 13.9	-5 22 18.7	11.2	108.0	0.8	2.12	73	2.73
17	5 35 13.2	-5 22 16.9	3.0	42.0	2.9	0.45	a	8	0.22
18	5 35 13.4	-5 22 22.3	2.6	24.0	3.3	1.05	b	CB1	...	12	1.12
19	5 35 13.7	-5 22 20.9	4.1	93.0	2.1	0.61	e	58	0.46
20	5 35 13.9	-5 22 22.8	1.8	32.0	4.8	0.74	g	1	0.66
21	5 35 13.5	-5 22 26.8	1.3	62.0	6.6	0.72	c	33	0.63
22	5 35 16.2	-5 22 22.0	1.1	72.0	7.8	0.94	48	0.96

Table 6.5 continued ...

Star number	$\alpha(2000)$ (h mn s)	$\delta(2000)$ ($^{\circ}$ ' ")	$P_K^{(a)}$ (%)	θ_K ($^{\circ}$)	σ_{θ_K} ($^{\circ}$)	$H - K$ (Mag.)	LBLS ^(b)	S&S ^(c)	Other I.D. ^(d)	θ_{off} ($^{\circ}$)	τ_K
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
23	5 35 15.8	-5 22 21.7	1.1	68.0	7.8	1.10	47	1.20
24	5 35 15.3	-5 22 25.5	9.5	74.0	0.9	0.83	z	41	0.79
25	5 35 15.2	-5 22 24.4	8.9	70.0	1.0	0.46	38	0.24
26	5 35 14.9	-5 22 31.4	15.4	51.0	0.6	0.48	u	19	0.27
27	5 35 14.8	-5 22 29.8	20.7	141.0	0.4	3.73	...	CB4	...	73	5.14
30	5 35 14.7	-5 22 33.3	1.3	58.0	6.6	0.34	t	...	P1839	25	0.06
31	5 35 14.4	-5 22 32.5	2.3	80.0	3.7	2.37	n	n	...	48	3.10
33	5 35 15.2	-5 22 36.0	9.2	141.0	0.9	2.58	x	74	3.42
34	5 35 14.9	-5 22 38.2	0.6	41.0	14.3	0.57	v	...	P1840	7	0.40
35	5 35 15.8	-5 22 44.1	1.8	28.0	4.8	0.13	1	-0.25
36	5 35 15.4	-5 22 46.5	2.2	26.0	3.9	0.37	1	0.10
37	5 35 14.7	-5 22 47.4	3.3	33.0	2.6	1.37	3	1.60
38 (BN)	5 35 14.2	-5 22 23.6	18.0	115.0	0.5	3.86	BN	...	IRc1	80	5.34

Notes : ^(a) - A precision $\sigma_P = \pm 0.3\%$ can be assumed for these data. ^(b) - Lonsdale et al. (1982) ^(c) - See Stolovy et al. (1998) and Shuping et al. (2004) ^(d) - I.D. :Identification Designation

6.2.2 IR data in the direction of the BN region

Observations

Polarimetry on and around the Becklin-Neugebauer (BN) object was done by T.J. Jones on 33 stars on 2002 February, 15 (UT) using NSFCAM on the IRTF in polarimetry mode. The data, then, were graciously provided to us. The filter was the standard IRTF K band filter centered on $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$. A description of NSFCAM in polarimetry mode can be found in Jones (1997). An identification number, J2000.0 coordinates position, the degree of polarization, the position angles and their uncertainties are given in columns 1 to 6 in Table 6.5, respectively. Color indices $H - K$ are given in column 7. A precision of $\pm 0.3\%$ or better was reached for each observation and the relation, $\sigma_{\theta_K} = 28.6^\circ / (P_K / \sigma_{P_K})$, was used with $\sigma_{P_K} = 0.3\%$, to estimate σ_θ in column 6.

Since coordinates of each object were defined relative to a zero coordinate origin during the observations, coordinates from BN and a value of $\approx 0.9''/\text{pixel}$ corresponding to the plate scale were used to compute the coordinates given in columns 2 and 3. A search for a possible identification of each object was then made by using the Simbad database. In many cases several objects are located a few arcseconds from these positions and each of the sources compiled in Table 6.5 can generally be identified as or associated to an infra-red source (IR), a Part of Cloud (PoC) source, a Maser (Mas), a Star in Cluster (*iC), a Star in Nebula (*iN), a Parenago object or an X-ray source (X). These possibilities are not all included in Table 6.5 but by comparisons with works by Lonsdale et al. (1982) (LBLS) and Stolovy et al. (1998), possible identifications of some of the sources are given in columns 8 to 10 in Table 6.5. Sources 18, 27 and 31 are suspected to be identified to objects named CB1, CB4 and n respectively and discussed in works by Stolovy et al. (1998) and/or by Shuping et al. (2004) (S&S). CB1 and CB4 are Close Binaries while n is a point-like source and should be surrounded by a circumstellar disk. Estimates of θ_{off} and τ_K displayed in columns 11 and 12 will be introduced and discussed in the following sections.

Polarimetry on BN is consistent with $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ polarimetry by Lonsdale et al. (1980) and Minchin et al. (1991), and with $\lambda = 3.8 \mu\text{m}$ polarimetry by Dougados et al. (1993) on this source. $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ polarimetry on source 31 (n) however differs from $\lambda = 3.8 \mu\text{m}$ polarimetry by Dougados et al. (1993) on this source where $P \pm \sigma_P = 16.6 \pm 1.2\%$, $\theta \pm \sigma_\theta = 110 \pm 2^\circ$ with $\phi = 0.8''$, and where $P \pm \sigma_P = 12.6 \pm 4.0\%$, $\theta \pm \sigma_\theta = 115 \pm 8^\circ$ with $\phi = 0.2''$. Finally, a comparison with the $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ map by Minchin et al. (1991) shows that the polarization pattern shown in our map differs greatly from their centro-symmetric polarization vector pattern. Some of the vectors in our map appear sometimes to have a similar orientation to some vectors in their map but the comparison is difficult and limited without a tabulated version of their data. However recent HST NICMOS polarization measurements of OMC-1 at $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ with $0.2''$ resolution by Simpson et al. (2006) are now available and will be discussed further in section 6.4.3.

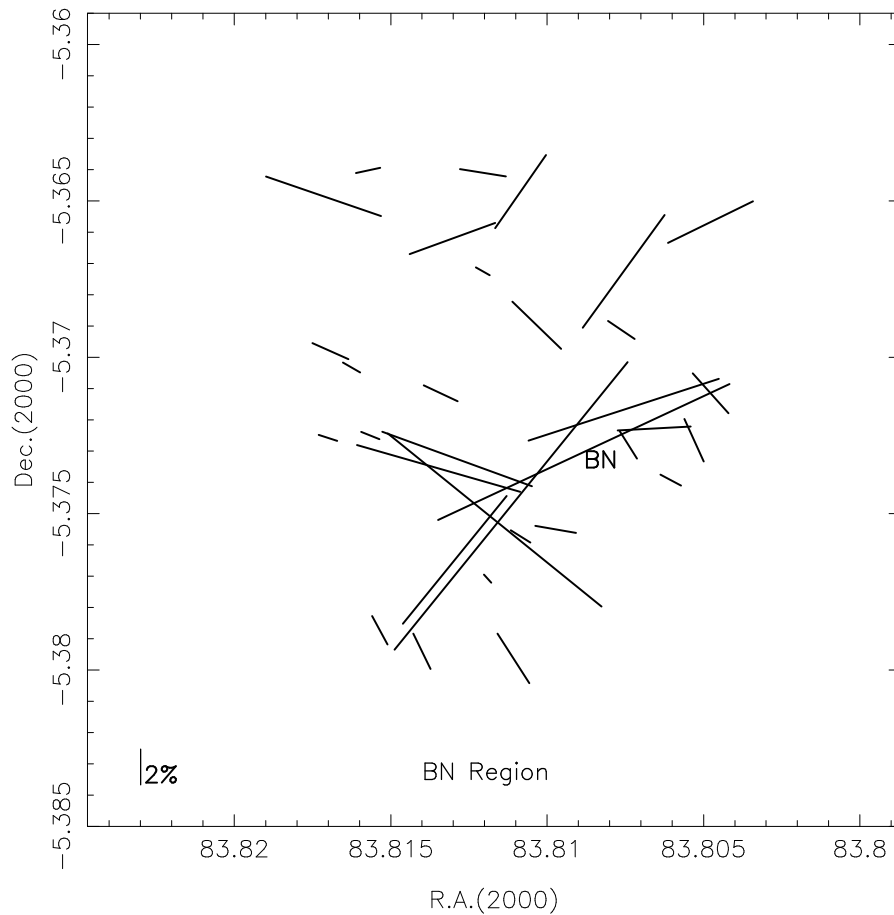


FIG. 6.7 – K band ($\lambda = 2.2 \mu\text{m}$) IR polarization map in the region of the Becklin-Neugebauer (BN) object. Data are from Table 6.5. Coordinates are given in degrees.

IR polarization map and histograms of polarization data

All data from Table 6.5 are shown in Figure 6.7. Histograms of polarization percentages and of polarization position angles are shown in Figures 6.8 and 6.9, respectively. In Figure 6.8, the mean and the dispersion of the whole set of data are $\bar{P} = 5.01\%$ and $S_P = 5.02\%$, respectively. In Figure 6.9, the mean and the dispersion of the whole set of data are $\bar{\theta} = 75.2^\circ$ and $S_\theta = 35.3^\circ$, respectively.

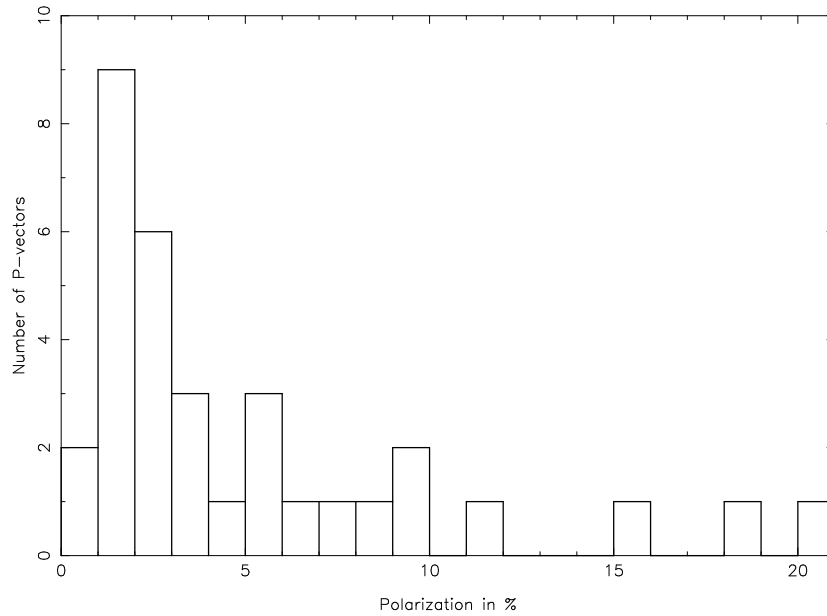


FIG. 6.8 – Histogram of IR ($\lambda = 2.2 \mu\text{m}$) degrees of polarization in the BN region. See Figure 6.7 and Table 6.5. Nine stars have a polarization $> 6\%$.

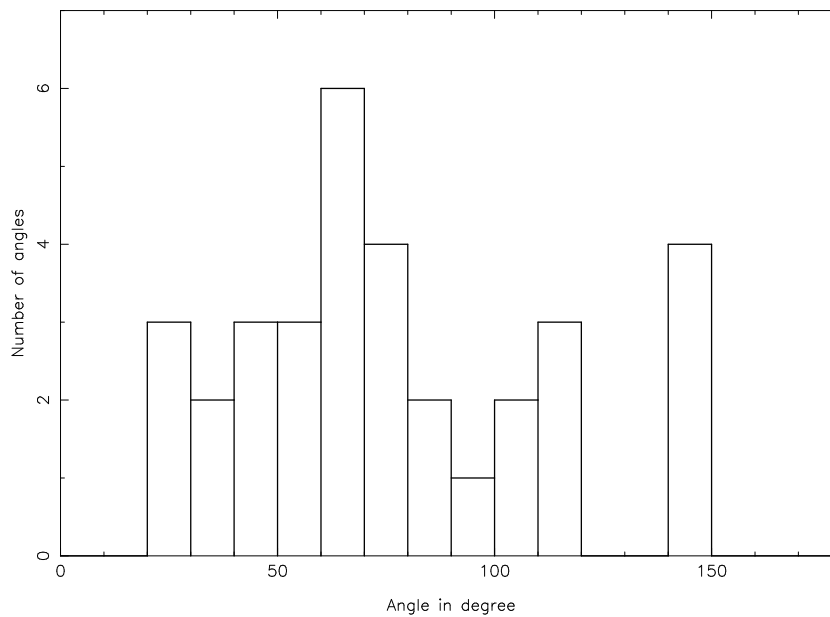


FIG. 6.9 – Histogram of IR ($\lambda = 2.2 \mu\text{m}$) polarization position angles in the BN region. See Figure 6.7 and Table 6.5.

6.2.3 Variations of P with A_V

Variations of P with E_{B-V} are shown in Figure 6.10. The mean of selective to total extinction ratios $\bar{R} = 4.93 \pm 0.51$ from Ducati et al. (2003) is used. The full line shows the observational and extrapolated limit $P = 9E_{B-V}$ (Serkowski et al., 1975) when the parameter $\bar{R} = 4.93$ is used. Dotted lines show the corresponding limits when uncertainties on \bar{R} are included. Crosses and diamonds show reliable and less reliable data from Tables 6.1, 6.2 and 6.3 and from Table 6.4 where the R filter is used, respectively. In the following we discuss the distribution of these data relative to the reference line $P = 9E_{B-V}$ and their reliability to probe magnetic fields.

Since the mean value of \bar{R} mentioned above is used statistically, disparities in the positioning of individual limits, $P = 9E_{B-V}$, relative to each object could be encountered if the appropriate color indices were available and used. Here, these indices are indirectly interpolated with the relation, $A_V = \bar{R}E_{B-V}$; our approach is thus statistical in nature. On this basis, a lot of data can be seen in Figure 6.10 above the reference line $P = 9E_{B-V}$. After identification in the Figure, it is found that most of these objects are stars observed by Breger (1976) and where polarimetry is produced by dichroic absorption by intra cluster dust (ICD). A lot of these objects can also be seen under the threshold shown by the full line in the Figure. Other objects above the limit-line which are not mentioned by Breger (1976) are stars P1036, P1122, P1660, P2244, P2701 and IR sources 175, 207 and 217 (see Jones et al., 1994). Since all objects shown in the Figure are marked as reliable or less reliable objects in Tables 6.1, 6.2, 6.3 or 6.4, polarimetry on stars P1036, P1122, P1660, P2244, P2701 is probably produced by ICD. Given the strong polarization of IR sources 175, 207 and 217 the same interpretation may be hard to apply, however multiwavelength observations shown in Table 6.4 suggest that polarization on objects 175 and 207 is not intrinsic to the star nor produced by scattering on dust grains. Moreover the polarization position angles associated with these objects do not depart strongly from the mean polarization position angle of the set of objects observed in OMC-2 (section 6.2.1; $\bar{\theta} = 65.4^\circ$). Thus, except maybe for IR source 217, we conclude that polarization data shown in Figure 6.10 essentially probe grains aligned in the diffuse ISM or aligned ICD grains.

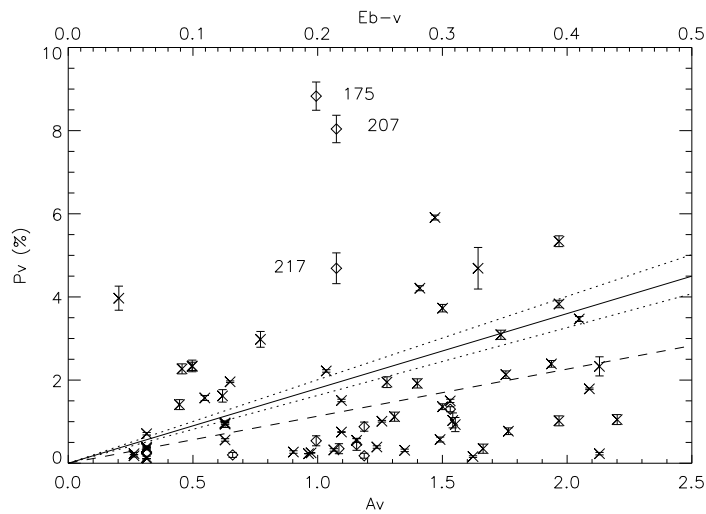


FIG. 6.10 – Variations of P with A_V . Upper axis shows $E_{B-V} = A_V/5$ for comparison. The mean of selective to total extinction ratios $\overline{R} = 4.93 \pm 0.51$ from Ducati et al. (2003) is used. The full line shows the limit $P = 9E_{B-V}$ when the parameter $\overline{R} = 4.93$ is used. Dotted lines show the corresponding limits covered by this relation when uncertainties on \overline{R} are included. The dashed line shows the same limit when the mean of selective to total extinction ratio $\overline{R} = 3.10$ is considered. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Crosses show reliable and less reliable data from Tables 6.1, 6.2 and 6.3. Diamonds also show reliable and less reliable data but from Table 6.4 where the R filter is used.

TAB. 6.6 – Means and dispersions of polarization and position angles at various wavelengths and various scales in and around regions Orion A, OMC-1 and BN.

	Data set	Large scale region (Figure 6.1) ($\approx 1.5^\circ \times 2.1^\circ$)	OMC-1 region (Figure 6.12) ($\approx 21' \times 17'$)	BN region (Figure 6.14) ($\approx 1.5' \times 1.5'$)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
$\overline{P}_V \pm S_{P_V} (^\circ)^{(a)}$	$^{(b)}$	$1.78 \pm 1.97 (N^{(e)}=109)$	$2.38 \pm 2.80 (N = 20)$	$1.8 \pm 0.0 (N = 1)$
$\overline{P}_V \pm S_{P_V} (^\circ)^{(a)}$	$(P \geq 1\%)^{(c)}$	$2.84 \pm 2.16 (N = 59)$	$2.94 \pm 3.03 (N = 15)$...
$\overline{P}_V \pm S_{P_V} (^\circ)^{(a)}$	$(P < 1\%)^{(d)}$	$0.52 \pm 0.26 (N = 50)$	$0.68 \pm 0.19 (N = 5)$...
$\overline{P}_{2.2\mu\text{m}} \pm S_{P_{2.2\mu\text{m}}} (^\circ)$	$^{(b)}$	$5.01 \pm 5.02 (N = 33)$
$\overline{P}_{350\mu\text{m}} \pm S_{P_{350\mu\text{m}}} (^\circ)$	$^{(b)}$...	$2.65 \pm 1.48 (N = 470)$	$2.18 \pm 0.42 (N = 25)$
$\overline{\theta}_V \pm S_{\theta_V} (^\circ)^{(a)}$	$^{(b)}$	$80.3 \pm 36.3 (N = 109)$	$81.6 \pm 38.4 (N = 20)$	$107.5 \pm 0.0 (N = 1)$
$\overline{\theta}_V \pm S_{\theta_V} (^\circ)^{(a)}$	$(P \geq 1\%)^{(c)}$	$87.2 \pm 34.7 (N = 59)$	$78.1 \pm 41.0 (N = 15)$...
$\overline{\theta}_V \pm S_{\theta_V} (^\circ)^{(a)}$	$(P < 1\%)^{(d)}$	$72.3 \pm 36.4 (N = 50)$	$92.1 \pm 26.5 (N = 5)$...
$\overline{\theta}_{2.2\mu\text{m}} \pm S_{\theta_{2.2\mu\text{m}}} (^\circ)$	$^{(b)}$	$75.2 \pm 35.3 (N = 33)$
$\overline{\theta}_{350\mu\text{m}} \pm 90^\circ \pm S_{\theta_{350\mu\text{m}}} (^\circ)$	$^{(b)}$...	$149.1 \pm 52.8 (N = 470)$	$119.7 \pm 8.5 (N = 25)$

Notes : $^{(a)}$ - Include data from Tables 6.1, 6.2, 6.3 and 6.4. $^{(b)}$ - No threshold on the degrees of polarization. $^{(c)}$ - Only data with $P \geq 1\%$ are considered. $^{(d)}$ - Only data with $P < 1\%$ are considered. $^{(e)}$ - N : number of measurements in the set considered.

TAB. 6.7 – Means and dispersions of polarization and position angles at various wavelengths and various scales in and around regions OMC-2/3 and OMC-4.

	Data set	OMC-2/3 region (Figure 6.21) ($\approx 26' \times 30'$)	OMC-2/3 inner region (Figure 6.23) ($\approx 3' \times 5.5'$)	OMC-4 region (Figure 6.25) ($\approx 14' \times 14'$)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
$\overline{P}_V \pm S_{P_V} \text{ (}^\circ\text{)}^{(a)}$	$^{(b)}$	$2.57 \pm 2.74 \text{ (}N^{(e)}=38\text{)}$	$1.06 \pm 1.02 \text{ (}N = 8\text{)}$	$1.20 \pm 1.22 \text{ (}N = 13\text{)}$
$\overline{P}_V \pm S_{P_V} \text{ (}^\circ\text{)}^{(a)}$	$(P \geq 1\%)^{(c)}$	$3.77 \pm 2.82 \text{ (}N = 24\text{)}$	$2.53 \pm 1.04 \text{ (}N = 2\text{)}$	$2.35 \pm 1.70 \text{ (}N = 4\text{)}$
$\overline{P}_V \pm S_{P_V} \text{ (}^\circ\text{)}^{(a)}$	$(P < 1\%)^{(d)}$	$0.50 \pm 0.21 \text{ (}N = 14\text{)}$	$0.57 \pm 0.27 \text{ (}N = 6\text{)}$	$0.70 \pm 0.19 \text{ (}N = 9\text{)}$
$\overline{P}_{350\mu\text{m}} \pm S_{P_{350\mu\text{m}}} \text{ (}^\circ\text{)}$	$^{(b)}$	$1.79 \pm 1.15 \text{ (}N = 137\text{)}$	$1.41 \pm 1.25 \text{ (}N = 52\text{)}$	$1.66 \pm 0.38 \text{ (}N = 19\text{)}$
$\overline{P}_{850\mu\text{m}} \pm S_{P_{850\mu\text{m}}} \text{ (}^\circ\text{)}$	$^{(b)}$	$2.50 \pm 1.18 \text{ (}N = 66\text{)}$	$2.04 \pm 1.00 \text{ (}N = 19\text{)}$...
$\overline{\theta}_V \pm S_{\theta_V} \text{ (}^\circ\text{)}^{(a)}$	$^{(b)}$	$77.2 \pm 35.6 \text{ (}N = 38\text{)}$	$45.2 \pm 29.3 \text{ (}N = 8\text{)}$	$23.8 \pm 39.3 \text{ (}N = 13\text{)}$
$\overline{\theta}_V \pm S_{\theta_V} \text{ (}^\circ\text{)}^{(a)}$	$(P \geq 1\%)^{(c)}$	$80.1 \pm 34.6 \text{ (}N = 24\text{)}$	$37.6 \pm 11.7 \text{ (}N = 2\text{)}$	$46.6 \pm 39.4 \text{ (}N = 4\text{)}$
$\overline{\theta}_V \pm S_{\theta_V} \text{ (}^\circ\text{)}^{(a)}$	$(P < 1\%)^{(d)}$	$72.2 \pm 36.7 \text{ (}N = 14\text{)}$	$47.7 \pm 32.7 \text{ (}N = 6\text{)}$	$13.7 \pm 34.8 \text{ (}N = 9\text{)}$
$\overline{\theta}_{350\mu\text{m}} \pm 90^\circ \pm S_{\theta_{350\mu\text{m}}} \text{ (}^\circ\text{)}$	$^{(b)}$	$45.0 \pm 25.2 \text{ (}N = 137\text{)}$	$49.5 \pm 33.7 \text{ (}N = 52\text{)}$	$75.7 \pm 12.2 \text{ (}N = 19\text{)}$
$\overline{\theta}_{850\mu\text{m}} \pm 90^\circ \pm S_{\theta_{850\mu\text{m}}} \text{ (}^\circ\text{)}$	$^{(b)}$	$65.8 \pm 34.5 \text{ (}N = 66\text{)}$	$86.7 \pm 33.5 \text{ (}N = 19\text{)}$...

Notes : $^{(a)}$ - Include data from Tables 6.1, 6.2, 6.3 and 6.4. $^{(b)}$ - No threshold on the degrees of polarization. $^{(c)}$ - Only data with $P \geq 1\%$ are considered. $^{(d)}$ - Only data with $P < 1\%$ are considered. $^{(e)}$ - N : number of measurements in the set considered.

6.3 Multi-scale analyses of magnetic fields

In the following sections comparisons of magnetic fields probed at several wavelengths and on various spatial scales are investigated. All our basic statistical results are compiled in Tables 6.6 and 6.7. Each line shows means and dispersions for several regions. Since the interstellar polarization in this region was estimated by Bastien (1979) to be $P_{\max,IS} = 0.53 \pm 0.15\%$ with $\theta_{\max,IS} = 49^\circ \pm 8^\circ$, means and dispersions were also systematically estimated for subsets of data with $P \geq 1\%$ and $P < 1\%$. Finally, a rotation of $\pm 90^\circ$ was systematically applied when submm data were used to allow a more direct comparison with visible and IR position angles.

6.3.1 Comparison of results on large spatial scales

Data from Tables 6.1, 6.2, 6.3 and 6.4 are all shown in Figure 6.11 with vectors one percent in size to get a clear picture of visible polarization position angles in Orion A. In his analysis, Schleuning (1998) uses data from a work by Vrba et al. (1988) and shows that after correction of the interstellar polarization, the large scale magnetic field covering an area of $1^\circ \times 4^\circ$ in the giant molecular cloud L1641 located to the south of OMC-4 has a mean position angle of 112° . On the other hand, Breger (1976) found a mean magnetic field position angle of $\approx 90^\circ - 100^\circ$ with high polarization stars, and a mean position angle of $\approx 75^\circ$ by only considering data with $P < 1\%$ in the region centered on the Orion Nebula and covering an area of $\approx 1.5^\circ \times 2^\circ$. Adding our new polarization data from Tables 6.1, 6.2 and 6.4 to data from Breger (1976) and Heiles (2000) (see Tables 6.2 and 6.3), we see that, except in the case of the large scale magnetic field surrounding L1641, the preceding results are still consistent with the ones shown in column 3 from Table 6.6. One can also refer to histograms in Figures 6.2 and 6.5 to make the comparisons. Finally, once data with $P < 1\%$ are used without weighted average values to correct for interstellar polarization, only an enhancement of $\approx 4^\circ$ can be seen in the polarization position angle of data with $P > 1\%$.

6.3.2 Comparisons of magnetic fields in and around OMC-1

Comparison of submm data with visible data around OMC-1

Figure 6.12 shows visible data superimposed on the $350 \mu\text{m}$ data observed by Houde et al. (2004). All stars labeled in the Figure have reliable data according to our selection criteria $SC = 1$ or $1/2$. By referring to Tables 6.2 and 6.3, we see that polarization is thus produced by ICD grains and/or that these stars are located at distances greater than 500 pc.

In a first step, by comparing the corresponding means and dispersions of the set of data shown in Figure 6.12 and compiled in column 4 from Table 6.6, we see that apparently no spatial alignment on the POS exists between magnetic fields probed with both techniques. The mean visible polarization position angle is $\approx 82^\circ$ with a dispersion of $\approx 38^\circ$ while once rotated by 90° the mean submm polarization position angle is at $\approx 149^\circ$ with a dispersion of

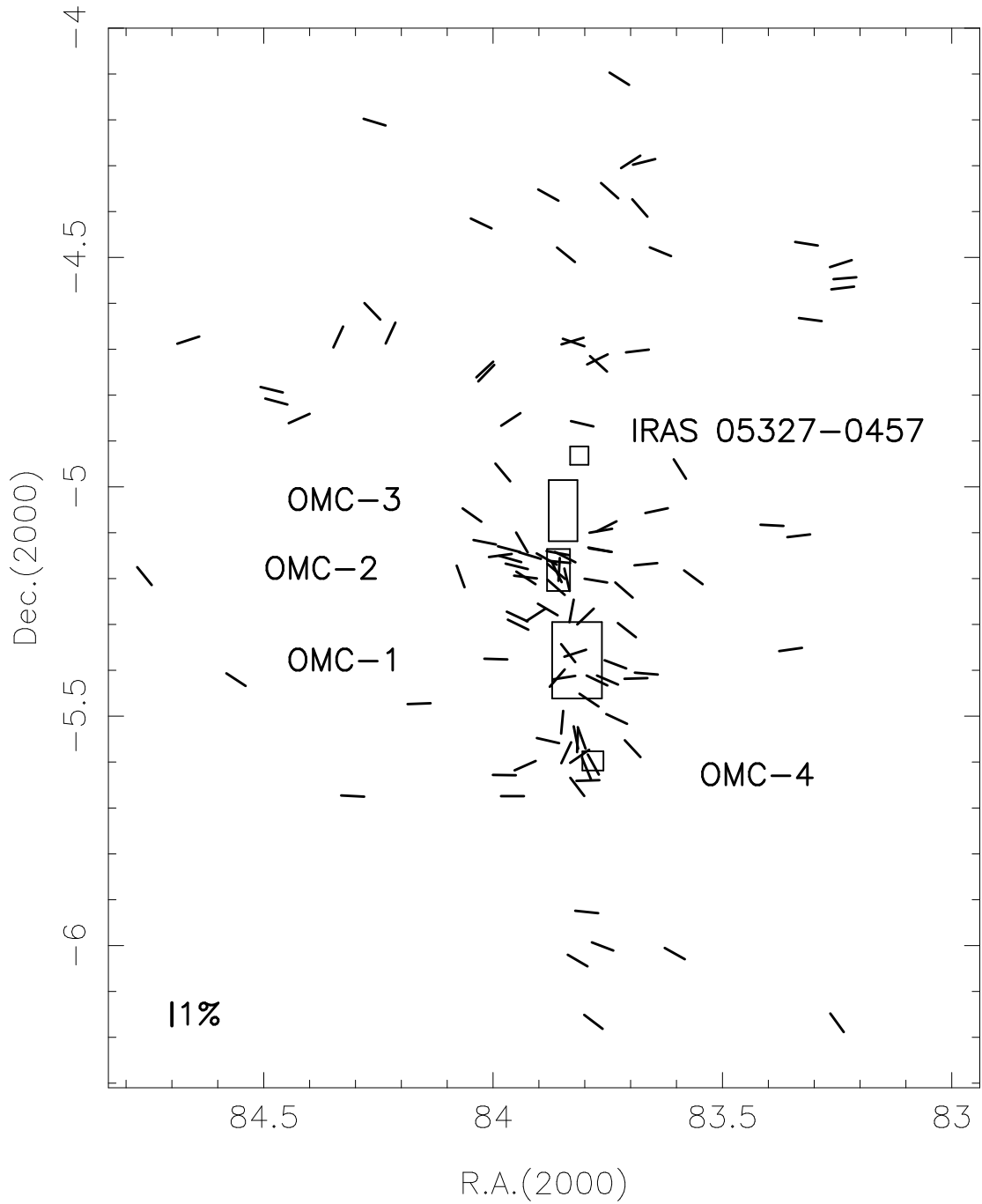


FIG. 6.11 – Same as in Figure 6.1 but all vectors are one percent in size for clarity.

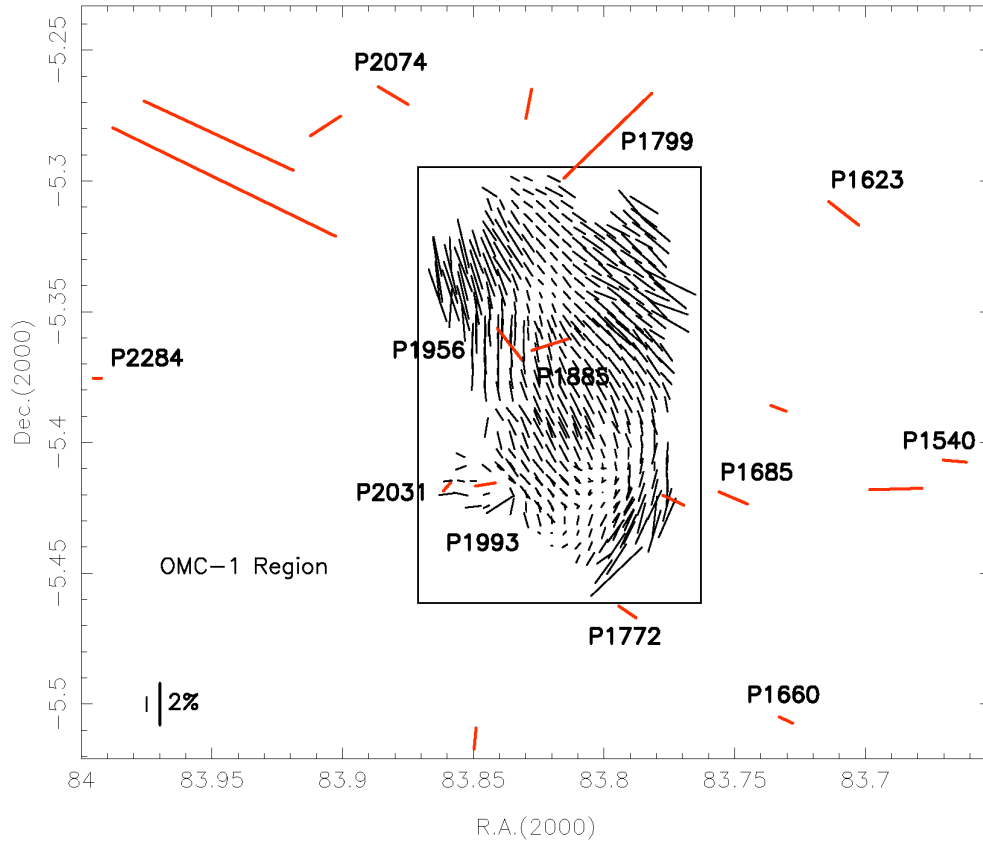


FIG. 6.12 – Visible and $350 \mu\text{m}$ polarization map of OMC-1. Visible data are shown with red vectors. Submm data traced with thin black vectors are from Houde et al. (2004). The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Named stars have reliable data according to this definition. Coordinates are given in degrees.

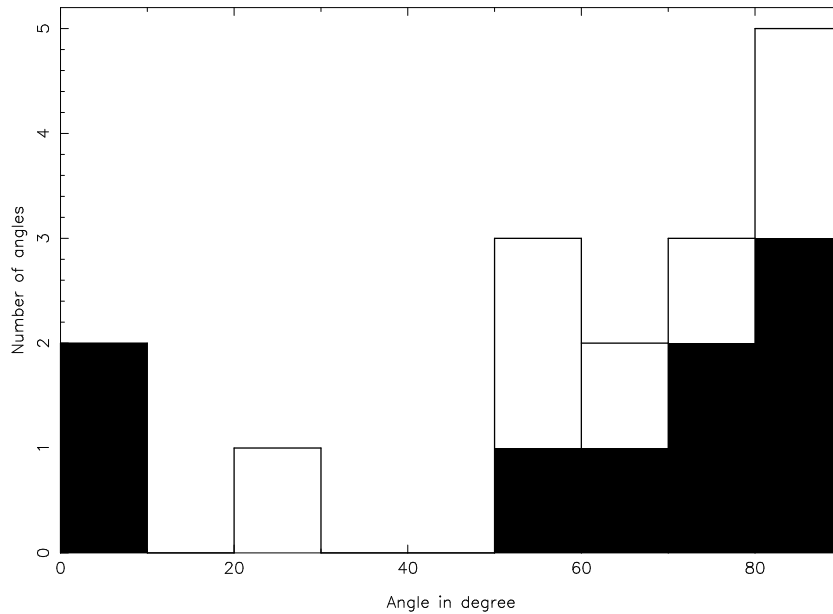


FIG. 6.13 – Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors shown in Figure 6.12. The concentration of data around 90° suggests a spatial correlation between magnetic fields probed with visible and submm techniques. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Results for the more reliable data are shown in black ; the others are shown in white.

$\approx 53^\circ$. This result is different from the one described by Schleuning (1998) who found that by combining results of optical, far-infrared and submm polarization, the mean field through OMC-1 is at a position angle of $\approx 120^\circ$. At first sight, this fact may be partially explained by the strong spatial variations in polarization positions angles described by Houde et al. (2004). Their data can be seen here in Figure 6.12 where polarization patterns are reproduced. In their map data located in the south-west area and which were not yet available in observations by Schleuning (1998) have a mean polarization position angle very different from that for data located in the upper part of the map. This difference in spatial coverage could explain the different mean submm polarization position angle.

To remove bias effects like this one and to get a clearer picture of how magnetic fields probed with both techniques could be spatially correlated, we have measured the offsets in position angles between each visible polarization vector and the two to four nearest submm polarization vectors located in their neighborhood. Stars observed directly through OMC-1 where submm data are seen were not included in this analysis. Our results are shown in the histogram in Figure 6.13 where a peak can be seen around 90° . Under the terms of present grain alignment theory suggesting that submm polarization vectors should be perpendicular to the mean magnetic field orientation on the POS, while visible polarization vectors should be

parallel to this mean orientation, this result suggests that a spatial correlation exists between magnetic fields probed with both techniques and that they could be spatially aligned.

Comparison of submm, IR and visible data through regions OMC-1 and BN

OMC-1.— Measurements of stars seen through OMC-1 are shown in Figure 6.12. We see that from one target to another one, offsets in position angles can be very different. Measurements of P2031 and P1956 show an offset in polarization position angle of $\approx 40^\circ - 45^\circ$. But the measurement of P1993 shows an offset in position angle of $\approx 9^\circ$ meaning that the field probed with visible polarimetry is perpendicular to that probed with submm polarimetry, while the measurement of P1885 shows exactly the opposite case. According to the Heiles (2000) catalog stars P2031 and P1993 are located at distances $d = 757$ pc and $d = 607$ pc, respectively, in the direction of the Orion bar. If these estimates are correct and if the polarization is really and only produced by dichroic absorption, this means that a rotation of the magnetic field lines occurs beyond a distance $d \geq 600$ pc and that aligned grains probed with a submm technique are located at distances greater than $\approx 600 - 700$ pc. On the other hand, the spatial resolution of the visible observations is approximately one order of magnitude smaller than that available with submm techniques. Or, based on numerical simulations it was shown by Heitsch et al. (2001) that limited observational resolution affects the polarization pattern such that small-scale variations can be completely suppressed, with the consequence of an apparently homogeneous field. This means that the visible vectors seen through OMC-1 could probe small scale variations of the magnetic field. On the other hand, we found in the preceding comparison that, statistically, the magnetic fields probed with submm and visible techniques in and around OMC-1 could be spatially aligned. If this is effectively the case, the non alignment sometimes found between magnetic fields probed through OMC-1 with both techniques can be explained by the simple argument that visible polarimetry is a function of the distance to the star observed, and then of the distribution of the dust along this line of sight, while submm polarimetry essentially probes magnetic fields located in the clouds. All in all, both hypotheses are available and other observations with possibly smaller resolutions could be useful to determine if small scale fluctuations are real or if the variations in the orientations on the POS of the fields are distance-to-the-star dependent.

BN.— Measurements of stars seen through the region surrounding the BN object are shown in Figure 6.14. $350 \mu\text{m}$ and IR vectors are all one percent in size and are shown with two different scales on the Figure for clarity. This map can be compared to the one shown in Figure 6.7. At first sight, by referring to column 5 from Table 6, we see a relatively high dispersion of $\approx 35^\circ$ around the mean IR polarization position angle of $\approx 75^\circ$, while the mean 90° rotated $350 \mu\text{m}$ vector has a position angle of $\approx 120^\circ$ with a dispersion $S_\theta = 8.5^\circ$. This makes a mean offset in position angle of $\approx 45^\circ$. This result can also be seen in Figure 6.15 showing the histogram of the offsets in position angle between each IR vector and the nearest $350 \mu\text{m}$ vectors found in its vicinity. In this Figure an offset in position angles of 90° would imply that magnetic fields probed with both techniques are aligned in the POS, while an offset in position angle of 0° means that they should be perpendicular. As a matter of fact, peaks can

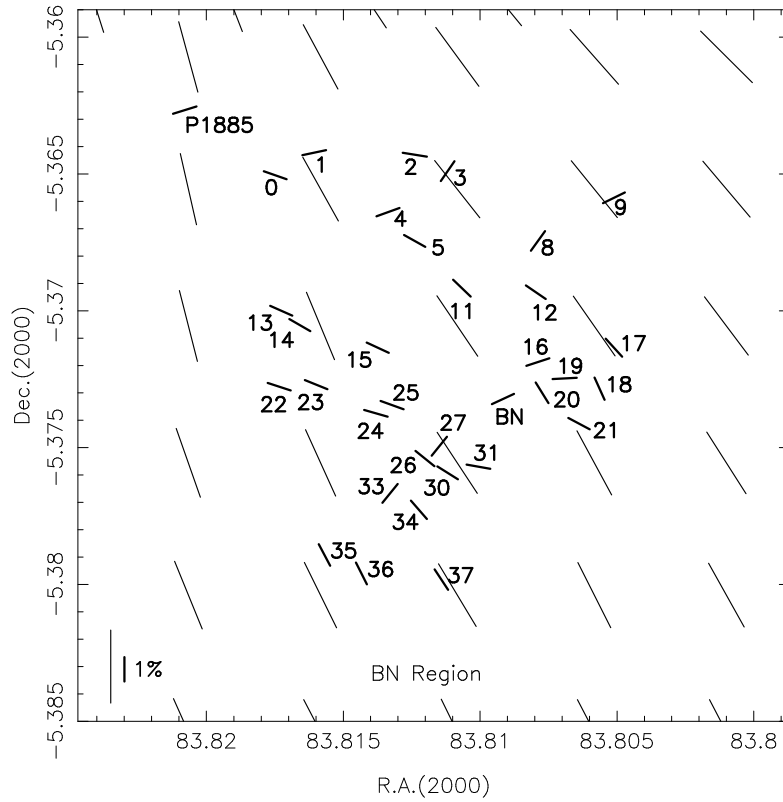


FIG. 6.14 – IR ($\lambda = 2.2 \mu\text{m}$) and submm ($\lambda = 350 \mu\text{m}$) polarization map through the BN region. Submm data are from Houde et al. (2004). All vectors are shown one percent in size for clarity. IR data from Table 6.5 are shown with bold lines. Also shown in the map is the visible measurement on P1885 from Table 6.2. Submm data are shown with thin lines. Both scales are given at the bottom left in the Figure. This map can be compared with the one shown in Figure 6.7. Coordinates are given in degrees. BN is located at $(\alpha(2000), \delta(2000)) = (5 :35 :14.2, -5 :22 :23.6) = (83.809^\circ, -5.373^\circ)$.

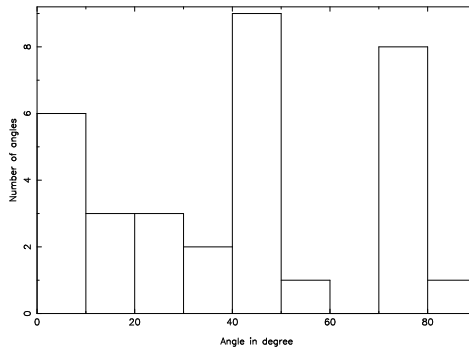


FIG. 6.15 – Histogram of the offsets of polarization position angles between IR and submm vectors shown in Figure 6.14.

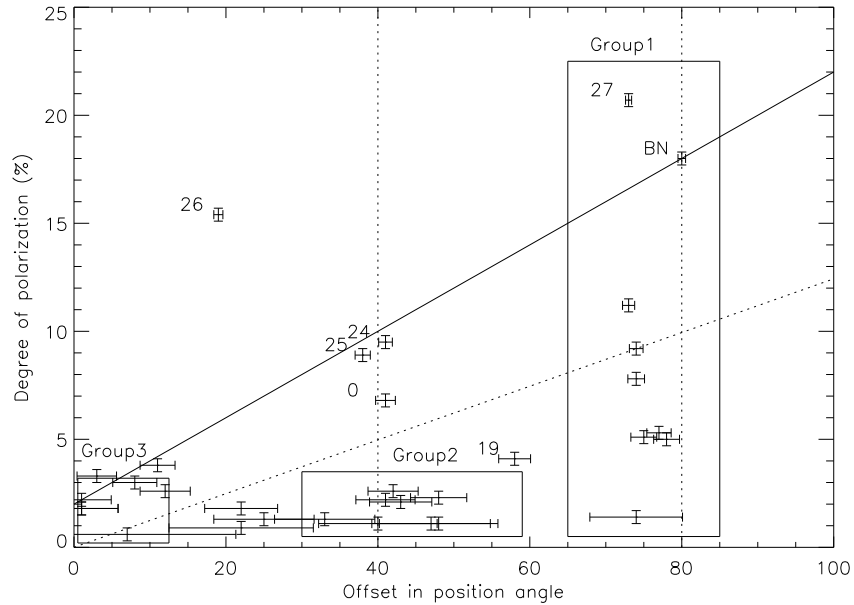


FIG. 6.16 – Degrees of polarization versus offsets of polarization position angles between IR and submm vectors shown in Figure 6.14. See text for more information.

be seen around offsets in position angles of 75° and 45° while other values are spread between 0° and 35° degrees. This result can also be seen in Figure 6.16 where IR degrees of polarization versus offsets in position angles are shown. Since it was shown that near-IR polarimetry at BN is due to dichroism and not scattering and that $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ degree of polarization and position angle are consistent with $100 \mu\text{m}$ data (see Lonsdale et al., 1980; Lee & Draine, 1985; Jones, 1989; Hough et al., 1996; Schleuning, 1998), $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ measurements on BN are used to calibrate and to trace the full line shown in Figure 6.16. This line can be interpreted as the decrease in the degree of IR polarization one could observe if a rotation of magnetic fields probed with IR techniques was present and was varying linearly with distance to BN. The dotted non vertical line shown in Figure 6.16 is a linear fit to the data. Figure 6.17 shows the variation of the IR degree of polarization with the polarization position angle of the data in Table 6.5. The full and dotted lines shown in this Figure are defined similarly to the lines shown in Figure 6.16.

Possible magnetic field rotations through BN and its vicinity

By referring to results shown in Table 6.6, the mean magnetic field shown with visible data around OMC-1 is oriented at a position angle of $\approx 80^\circ$ (column 4) while the mean orientation of the magnetic field probed with $350 \mu\text{m}$ data around BN is at a position angle

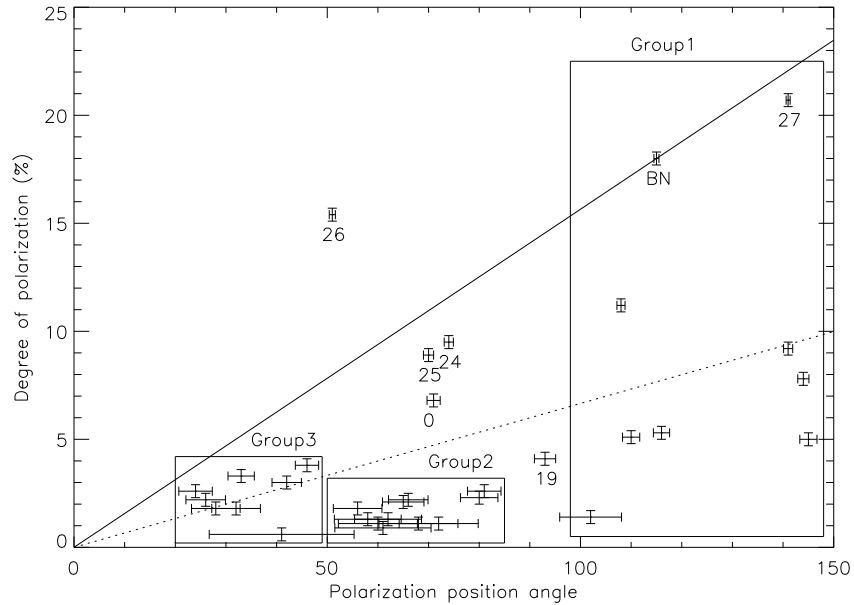


FIG. 6.17 – Degrees of polarization versus polarization position angles of IR vectors shown in Figure 6.14.

of $\approx 120^\circ$ (column 5). This makes a mean difference in position angles of $\approx 40^\circ$ between the orientation of the ambient magnetic field surrounding OMC-1 and the orientation of the magnetic field in the vicinity of the BN object. Since linear polarization measurements on BN are found to be consistent with dichroic absorption mechanisms and with submm data (see references mentioned above), the offset in position angles of $\approx 80^\circ$ between $2.2 \mu\text{m}$ and $350 \mu\text{m}$ measurements on BN is considered and used as a calibrator in Figure 6.16. These two specific offsets in polarization position angle ($\theta_{\text{off}} \approx 40^\circ$ and $\theta_{\text{off}} \approx 80^\circ$) are shown with dotted vertical lines in the Figure.

In the following we make the hypothesis that degrees of polarization decrease with extinction, meaning that in competition with scattering effects of radiation on dust grains, dichroic absorption would be the dominant process to produce polarized radiation. On this basis, our result suggests that a rotation of magnetic fields could exist through the line of sight of BN but also in its vicinity. However a simple superposition principle can also be invoked to explain a decrease in the degree of polarization. This effect could be due to a combination of various magnetic field orientations, and thus of grains aligned with several orientations, along the same line of sight. The case where grains could be misaligned can also be invoked but is not considered here.

To study the importance of each effect or at least to distinguish between several possibi-

lities, the optical depth τ at $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ was estimated for each of the 33 sources in Table 6.5. This parameter was estimated with equation (1) from Jones (1989) by using the relation $\tau = 1.5E_{(H-K)}$. The color excess was estimated by subtracting the intrinsic color index of middle M red dwarfs (Lada et al. (2004)) $(H - K)_0 = 0.3$ from $H - K$. Variations of P with τ are shown in Figure 6.18. The solid line in Figure 6.18 corresponds to equation (A7) from Jones (1989), where $\eta = 0.875$ is used. With this choice of η , the solid line displayed in the Figure is equivalent to the one displayed in our Figure 6.10 and translates the relation $P_{\text{max}} = 9.0E_{(B-V)}$ estimated by Serkowski et al. (1975). The use of $(H - K)_0 = 0.3$ may introduce a bias in the results as one can see in Figure 6.18 where negative values of optical depth are sometimes found. This also means that results shown in the Figure are statistical in nature. On this basis however, if the solid line showing variations of P_{max} with τ is used as a filter, it is found that data relative to sources 0, 24, 25 and 26 show a degree of polarization of ≈ 2 to 3 times this limit. It would imply that polarization produced in the line of sight to these objects is not produced by dichroic absorption only and that other processes such as scattering on dust grains should be considered to explain these high degrees of polarization. Once these data are removed from the whole set of data, the mean variation of P with τ is given by the relation, $P = 1.15\tau$, shown by the dashed line in Figure 6.18.

Another method which can be used to help classify the data is to plot P_K/τ_K as a function of τ_K . This is shown in Figure 6.19 where the upper empirical limit is shown by the solid-line P_{max}/τ . Here again the mean value $(H - K)_0 = 0.3$ may introduce a bias and because τ is found to be negative for sources 5 and 35, data for these sources are not shown in the Figure. The results imply that polarimetry on sources 0, 24, 25 and 26 should still be interpreted with care and that dichroic absorption is probably not the only mechanism to explain these data. The same may also be true to interpret polarimetry on sources 17, 19, 24, 30 and 36. On the other hand, the polarimetry on source 27 (CB4) appears to be of the same nature as that on the BN object, and may be due to dichroic absorption effects only. Finally, polarimetry on sources 18 (source CB1) and 31 (source n) could also be compatible with dichroic absorption effects only.

This analysis being done, variations of P/τ with offsets in position angles and with θ_P were plotted. These Figures are not shown here. They helped to define the three main groups shown in Figures 6.16 and 6.17. Reliable members of these groups are as follows. Members of group 1 are sources BN, 1, 3, 4, 8, 9, 16, 27 and 33. Members of group 2 are sources 2, 13, 14, 15, 21, 22, 23 and 31. Members of group 3 are sources 18, 20, 34 and 37, but because of their polarization position angles, sources 11, 17, 35 and 36 could also be members of this group. In fact, group 3 is the more debatable group because its members have low $(H - K)$ values and are thus more sensitive to parameter $(H - K)_0 = 0.3$ than other group sources. Effects of subtracting $(H - K)_0$ from $(H - K)$ should be less important for sources from group 2, however it should be mentioned that radiation can still be reinjected by scattering in the line of sight to each source. As mentioned above previous studies show this is not the case for BN which is why it is considered as a reliable calibrator in our analysis. Finally, variations of τ_K with offsets in position angles θ_{off} (columns 11 and 12 from Table 6.5) are shown in Figure 6.20 where the name of each source is displayed. The nature of each subgroup will be discussed

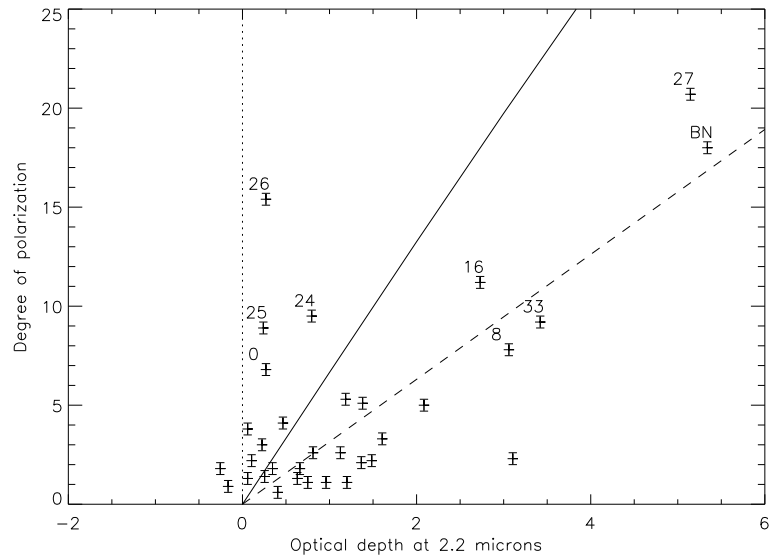


FIG. 6.18 – $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ degrees of polarization versus optical depth $\tau_{2.2 \mu\text{m}}$ through BN and its vicinity on the 33 sources compiled in Table 6.5. The solid-line shows the upper limit of P_K versus τ_K (see text). The dashed-line shows the mean linear fit to the set of data from Table 6.5 once sources 0, 24, 25 and 26 are removed from the sample.

further in section 6.4.3 where the interpretation of the results will be compared with other works.

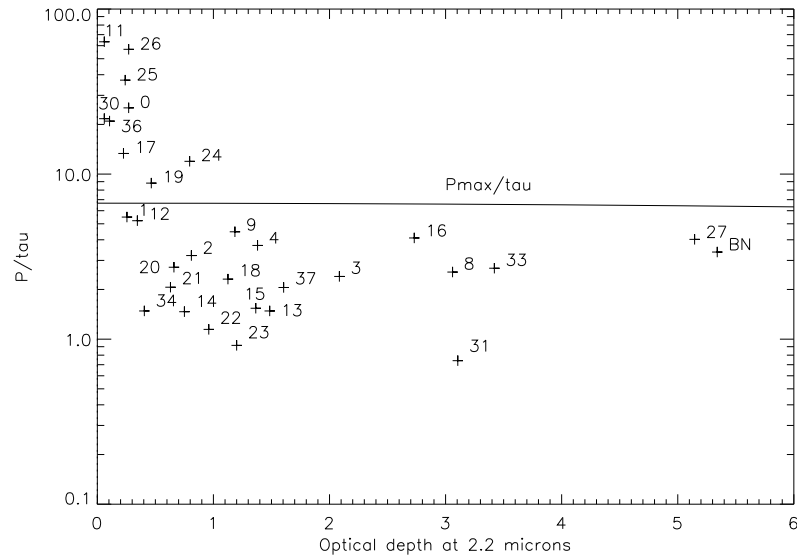


FIG. 6.19 – P_K/τ_K versus τ_K through BN and its vicinity on the 33 sources compiled in Table 6.5. The solid-line shows the upper limit of P_K/τ_K versus τ_K . See Figures 6.7, 6.14, 6.16 and 6.17 for comparisons.

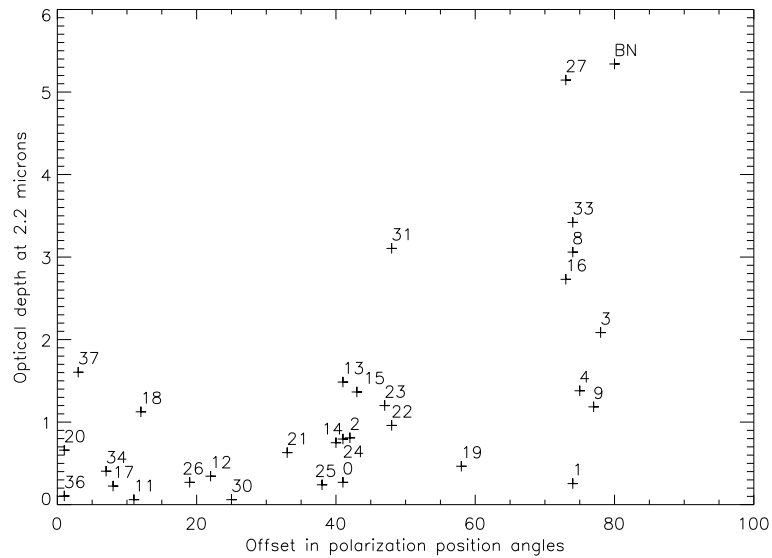


FIG. 6.20 – τ_K versus θ_{off} through BN and its vicinity on the 33 sources compiled in Table 6.5. Note that τ_K is found to be negative for sources 5 and 35. Look at the map in Figure 6.14 where all stars are designated for comparisons.

6.3.3 Comparisons of magnetic fields in and around OMC-2 and OMC-3

Comparisons of submm and visible data around OMC-2/3

850 μm data from Poidevin et al. (2006) (see also Matthews et al., 2001) superimposed on 350 μm data obtained by Houde et al. (2004) and on visible data compiled in Tables 6.1 through 6.4 are shown in Figure 6.21. In this map all vectors are displayed three percent in size for clarity but two different size scales are used and shown at the bottom left in the Figure. Bold vectors show visible data and thin vectors show submm data. Means and dispersions relative to the data are given in column 3 in Table 6.7. The two submm data sets have different means and dispersions. Part of this difference is mainly due to the larger number of 350 μm measurements compared to the 850 μm data set, added to a generally better signal-to-noise ratio of 350 μm data (see Poidevin et al., 2006, for more details about the comparisons). Once 350 μm and 850 μm data are all combined together, we get a mean position angle of $\approx 52^\circ$ and the dispersion of the whole submm data set is $\approx 30^\circ$. When going from visible to submm data, these results show an anticlockwise rotation of $\approx 25^\circ$ in the mean position angle, comparable to the dispersion of each data set.

When applying the type of spatial comparisons introduced in section 6.3.2, we find that there is apparently no specific spatial correlation between the orientations on the POS of magnetic fields probed with visible techniques with those probed with submm techniques in their neighborhood. Results are shown in Figure 6.22. This makes the situation apparently the opposite case of what is found around OMC-1 where the mean position angle of visible data ($\bar{\theta} \approx 82^\circ$, $S_\theta \approx 38^\circ$, $N=20$) is however comparable to that found here ($\bar{\theta} \approx 80^\circ$, $S_\theta \approx 35^\circ$, $N=38$). We found that around OMC-1 magnetic fields probed with visible techniques are apparently aligned with those probed with submm techniques in spite of the fact that means of submm and visible data sets are very different ($\Delta_{\bar{\theta}_p} \approx 70^\circ$). On the contrary, means of the submm and visible data sets are in better agreement in the case of the OMC-2/3 region ($\Delta_{\bar{\theta}_p} \approx 25^\circ$).

However, results shown in Figure 6.22 need to be interpreted carefully. A Pearson correlation test between distributions in Figures 6.13 and 6.22 returns a coefficient $r = 0.555$ meaning that the distributions have the tendency to be correlated but are poorly correlated. Differences found between both histograms could be due to differences in dust density distributions encountered in each cloud region. Regions OMC-2 and OMC-3 are extended filamentary regions while region OMC-1 covers a more compact area on the POS. The fact that magnetic fields have peculiar orientations in regions MMS8-11 (Matthews et al., 2001; Houde et al., 2004; Poidevin et al., 2006) compared to what is found elsewhere in the OMC-2/3 filaments when depolarization is small need also to be considered in the interpretation of the results, but submm data in OMC-3 must however be considered in the analysis. This is justified by the fact that while our comparison is two dimensional, magnetic fields are three dimensional in nature. Or, since our mathematical definition of the distance is the smallest straight line between visible and submm pointing positions, the peculiar change in orientation of magnetic fields found in MMS8 to MMS11 probably introduces a bias in our spatial analysis. Another

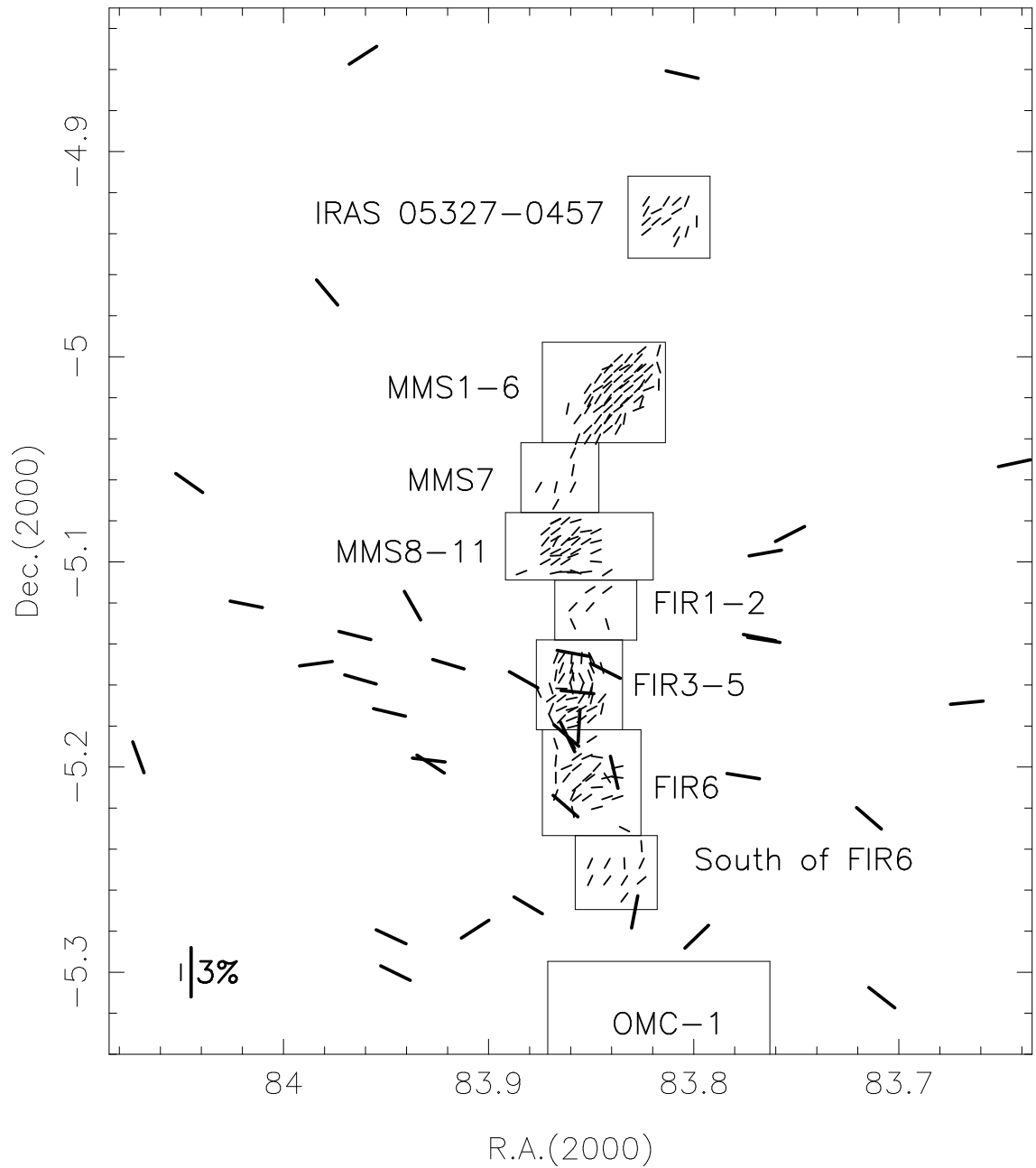


FIG. 6.21 – $850 \mu\text{m}$ data (Poidevin et al. (2006)), and $350 \mu\text{m}$ data (Houde et al. (2004)) superimposed on visible data. $850 \mu\text{m}$ vectors are not distinguished from $350 \mu\text{m}$ vectors in the map. All vectors are 3% in size. Polarization scales are given in the bottom left. Bold vectors : visible data. Thin vectors : submm data. Coordinates are given in degrees.

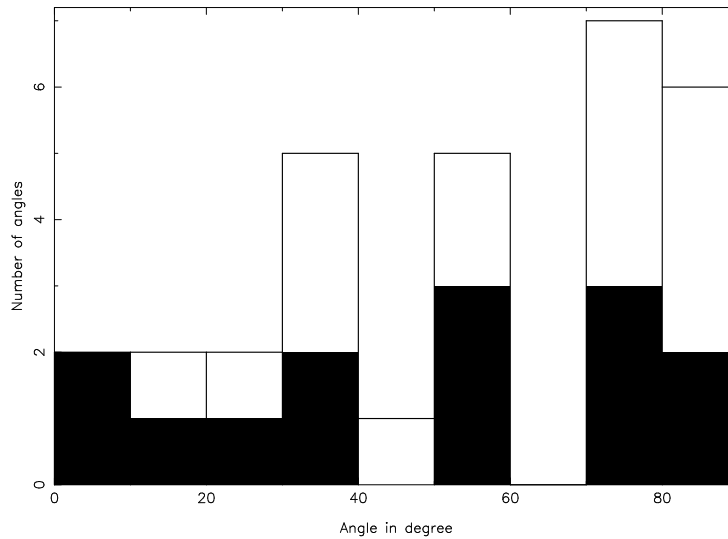


FIG. 6.22 – Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors shown in Figure 6.21. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Results relative to more reliable data are shown in black. Other results are shown in white.

important remark is that the higher the distance on the POS of visible data from submm data, the higher the probability of spatial magnetic field orientations changing along the line of sight. If we add the fact that stellar distances are poorly, if at all, constrained we see how difficult it is to correctly interpret some of the results displayed in Figure 6.22. These remarks are also applicable to results found in OMC-1 and shown in Figure 6.13 in spite of the fact that a peak is visible between 60° and 90° .

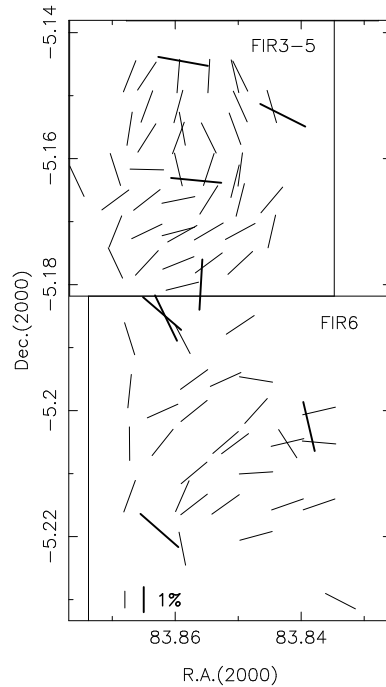


FIG. 6.23 – Same as in figure 6.21 but with a zoom on regions FIR3 to FIR6. All vectors are one percent in size and the polarization scales are given in the bottom left in the Figure.

Comparisons of submm and visible data through OMC-2

Means and dispersions relative to the subsets of data shown in Figure 6.23 are compiled in column 4 from Table 6.7. The mean polarization position angle of the $350\ \mu\text{m}$ pattern is found to be similar to the mean position angle of the visible pattern with a position angle of $\approx 45^\circ - 49^\circ$. However, the less abundant set of $850\ \mu\text{m}$ data gives a mean position angle of $\approx 87^\circ$. All in all, we found that the set formed by $350\ \mu\text{m}$ and $850\ \mu\text{m}$ measurements has a mean polarization position angle of 51° with a dispersion of $\approx 30^\circ$. Statistically and in spite of the fact that the visible set of data is very small ($N = 8$), these results suggest that magnetic fields probed with both techniques are statistically similarly oriented on the POS.

The method used in 6.3.2 is used to study the possible correlations in term of alignment that each visible vector taken one by one can have with its nearest submm neighbouring vectors. Results are shown in Figure 6.24. No offsets of polarization position angle between visible and submm data are lower than 30° and a small peak can be seen around 85° confirming the preceding statistical result. Since data indicated in black are more reliable, the offset distribution suggests that maybe as a function of the distance of the observed star, magnetic fields probed with visible techniques are found to have their orientation aligned or rotated with the orientation of magnetic fields probed with submm techniques.

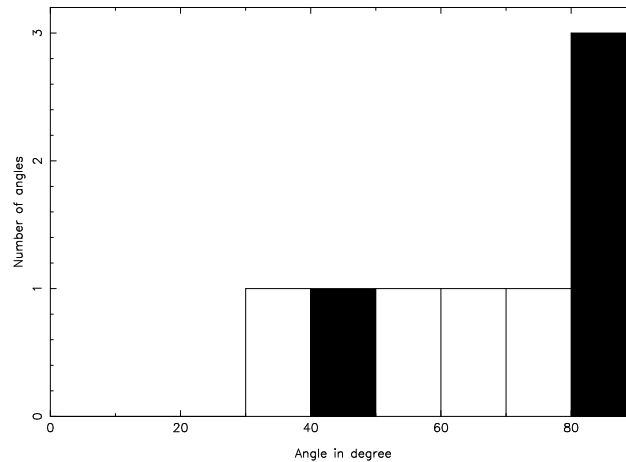


FIG. 6.24 – Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors shown in Figure 6.23. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Results for more reliable data are shown in black. Other results are shown in white.

6.3.4 Comparisons of magnetic fields in and around OMC-4

Our results for this region are compiled in column 5 in Table 6.7. The mean polarization position angle of visible data covering the area shown in Figure 6.25 is $\approx 24^\circ$ with a relatively high dispersion S_θ of $\approx 39^\circ$. Referring to submm data, the 90° rotated mean polarization position angle of the well defined $350 \mu\text{m}$ polarization pattern is $\approx 76^\circ$ meaning that a rotation of $\approx 50^\circ$ could exist between the magnetic field probed with visible techniques and that probed with submm techniques.

In order to study the case by case vector scenario with the method used in section 6.3.2, the histogram of the offsets in polarization position angles between visible and submm vectors is shown in Figure 6.26. Contrary to what is found around OMC-1 apparently no spatial correlation exists between magnetic fields probed with both observational techniques. This difference may be explained by an observational bias because of the relatively small set of visible data ($N = 13$). Moreover the nature of the polarimetry of this set of data is less well defined than the one covering OMC-1. If one refers to Figure 6.25, only the measurements on stars P1660, P1605 and P2086 can be considered as reliable. The other data shown in the map occur from new observations at the OMM but not enough information is available on the observed stars to estimate their distances and to check if the polarization is produced only by dichroic absorption. Among these stars, object P1786 shows a high degree of polarization meaning that it may be located at a distance greater than or comparable to that of the OMC-4 molecular cloud. If the polarization is due to aligned ICD grains, this measurement added to those on stars P1660, P1605 and P2086 gives a mean polarization position angle of $\approx 70^\circ$, not far from that found with the 90° rotated $350 \mu\text{m}$ data. On the other hand stars P1660 and

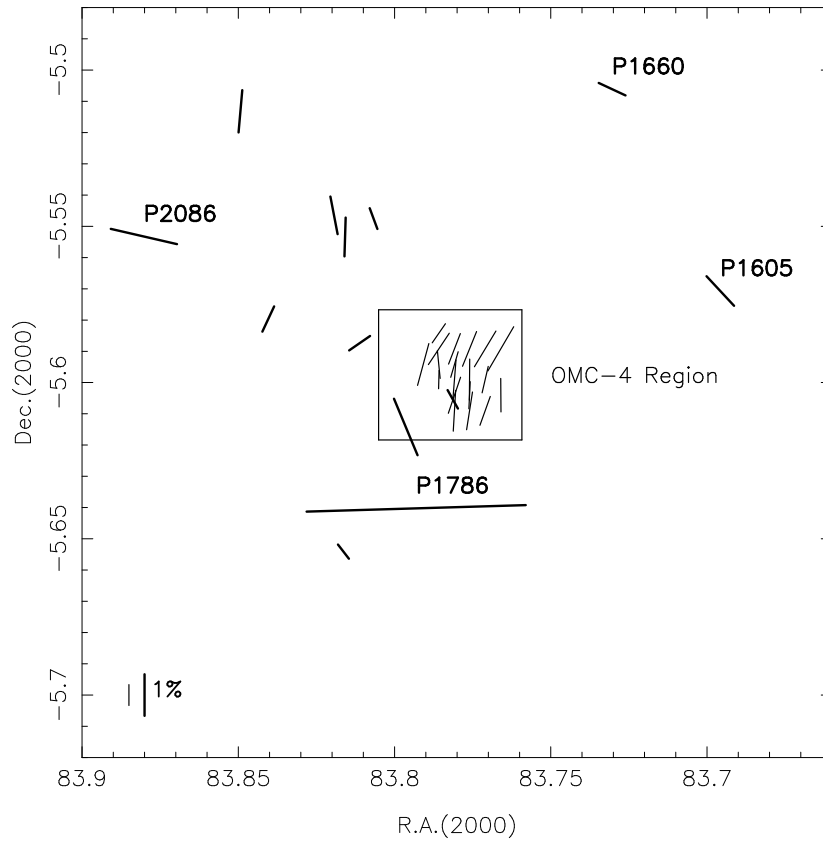


FIG. 6.25 – $350 \mu\text{m}$ data (Houde et al., 2004) superimposed to visible data. All vectors are 1% in size. Polarization scales are given in the bottom left. Coordinates are given in degrees.

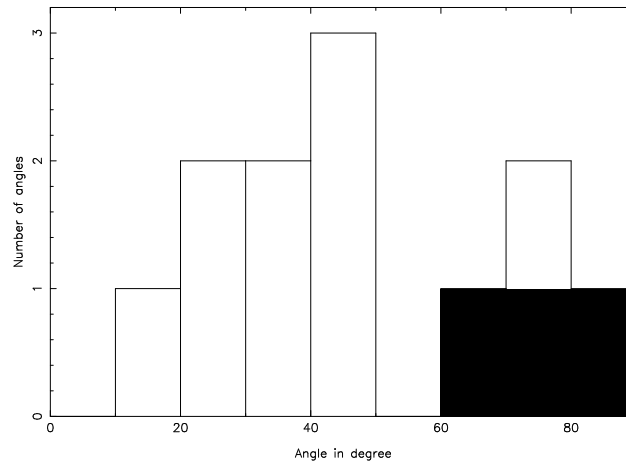


FIG. 6.26 – Histogram of the offsets of polarization position angles between visible and submm vectors shown in Figure 6.25. The reliability of the data refers to their reliability to probe magnetic fields (see section 6.2.1 for details). Results for more reliable data are shown in black. Other results are shown in white.

P1605 have estimated distances of $d = 525$ pc and $d = 240$ pc respectively, thus this last result should be considered with care and generally more information is needed on stars observed in this region to get a clearer picture of magnetic fields surrounding the OMC-4 region.

6.4 Discussion

6.4.1 The large scale magnetic field morphology

By carefully looking at maps shown in Figures 6.1 and 6.11, it seems that two polarization patterns with distinct orientations are crossing each other over the area. To get a clearer view of this picture, the whole set of visible data was subdivided into two sets of data. The first one corresponds to data with a polarization position angle $\theta < 90^\circ$ (first angular section) and is shown in Figure 6.27, while the second one corresponds to data with a polarization position angle $\theta > 90^\circ$ (second angular section) and is shown in Figure 6.28. The apparently arbitrary choice of a limiting angle of 90° between the two datasets was guided by two points. First, the filaments are approximately aligned with an orientation north-south when seen in the equatorial frame. Second, the regions around the filaments could be threaded by helicoidal magnetic fields (e.g. Heiles, 1997). Means and dispersions of data in the first angular section are $\overline{P} \pm S_P = 1.55 \pm 2.13\%$ and $\overline{\theta} \pm S_\theta = 60.5 \pm 20.7^\circ$. In the second angular section the results are $\overline{P} \pm S_P = 2.28 \pm 1.55\%$ and $\overline{\theta} \pm S_\theta = 121.5 \pm 27.2^\circ$. Generally, it is found that most of data with $P < 1\%$ are found in the first angular section while in the other angular section most of the data have $P > 2\%$.

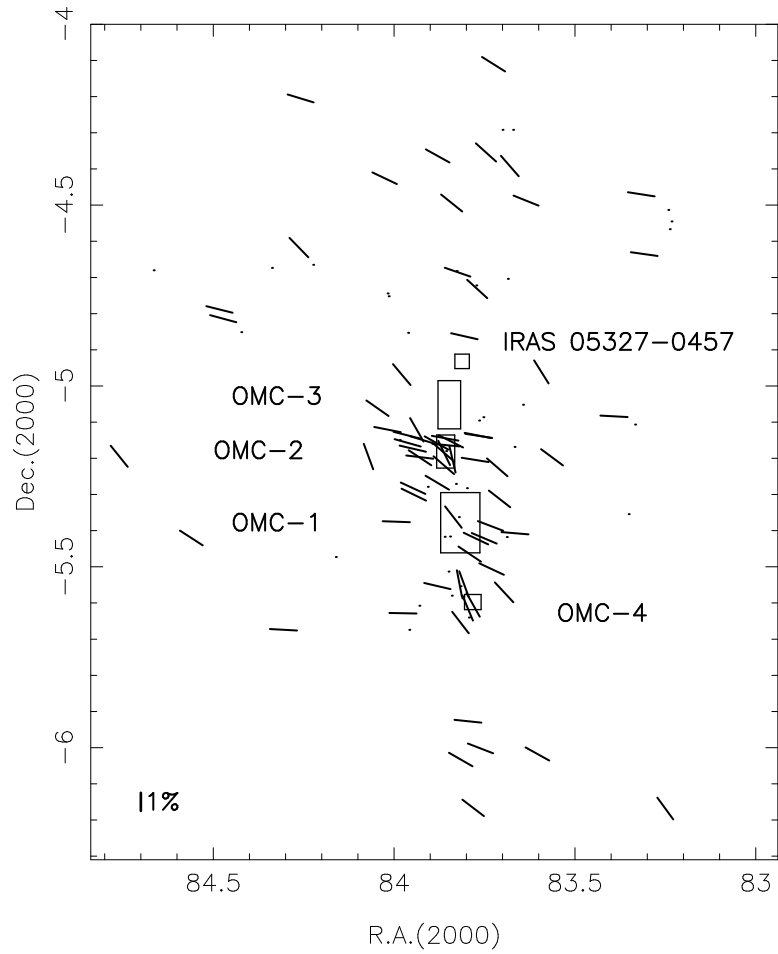


FIG. 6.27 – Same as in Figure 6.1 but all vectors are one percent in size and only vectors with a polarization angle, $0^\circ < \theta < 90^\circ$, are shown. Other vectors are shown as dots. See Figure 6.1 for comparison.

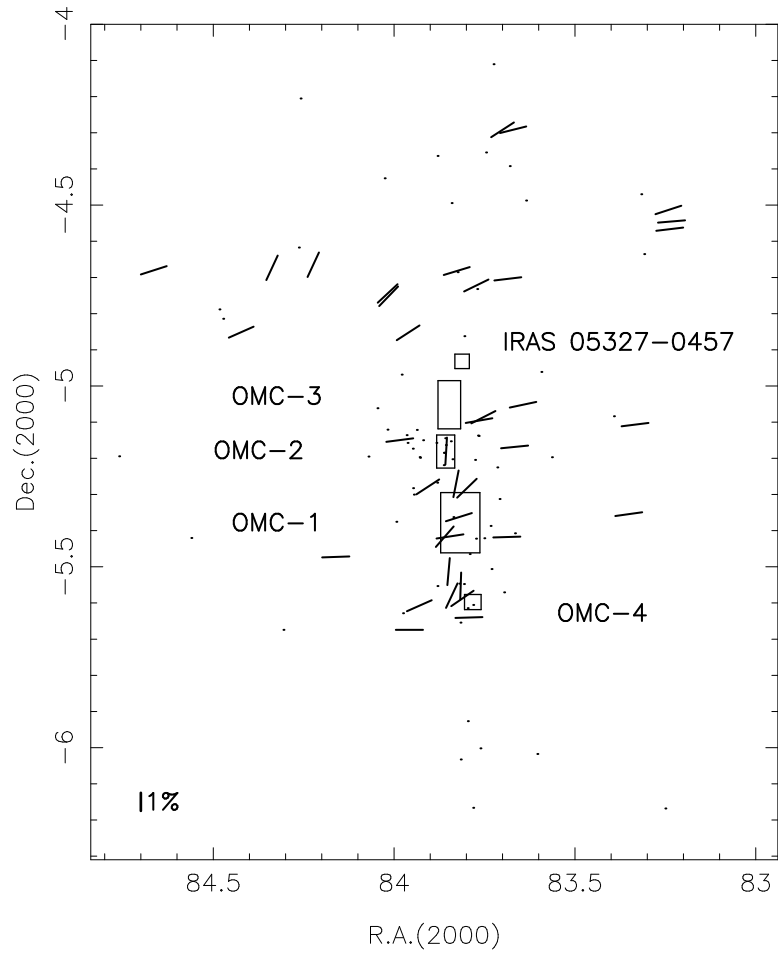


FIG. 6.28 – Same as in Figure 6.1 but all vectors are one percent in size and only vectors with a polarization angle, $90^\circ < \theta < 180^\circ$, are shown. Other vectors are shown as dots. See Figure 6.1 for comparison.

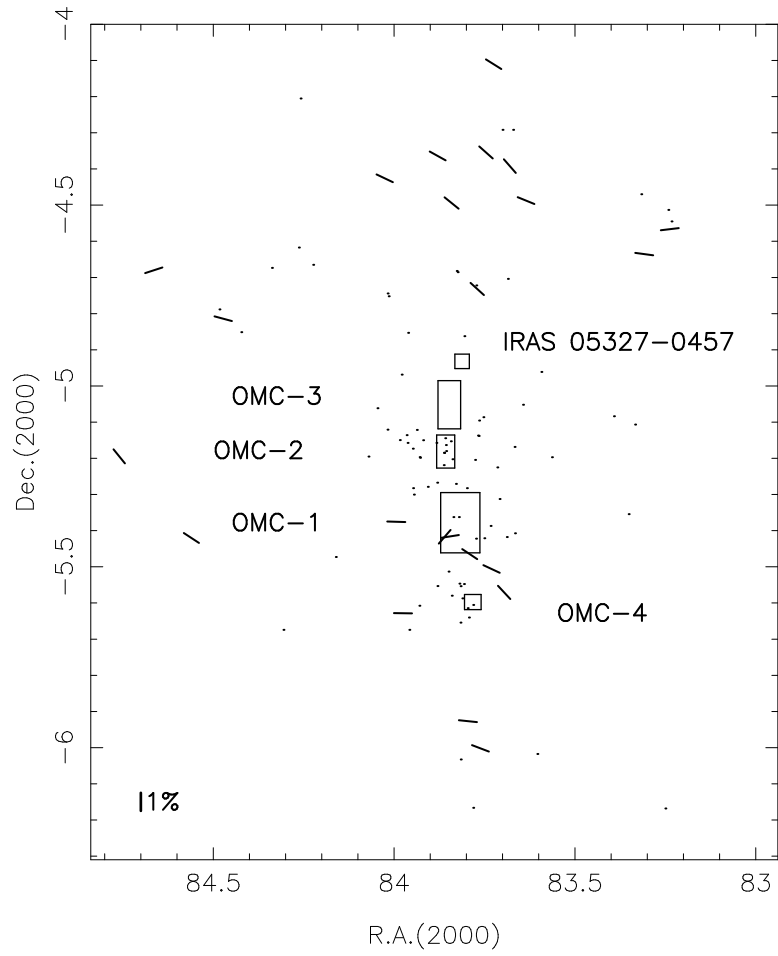


FIG. 6.29 – Same as in Figure 6.1 but all vectors are one percent in size and only data for which an estimate of the distance to the star and its visual extinction are available are shown. Other vectors are shown with points. See Figure 6.1 for comparison.

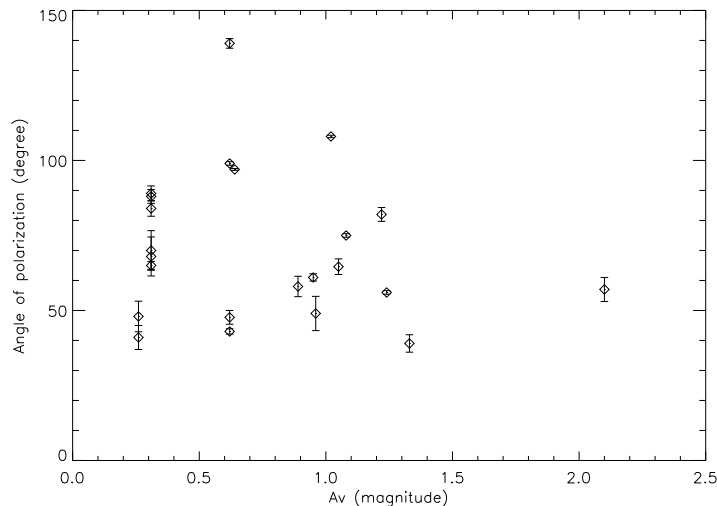


FIG. 6.30 – Distribution of polarization position angles versus visual extinction coefficients of data shown in Figure 6.29.

In order to search for correlations between parameters like distances (d), visible extinction coefficients (A_V) and visible polarization measurements (P and θ), stars for which an estimate of d and A_V are known were selected in Tables 6.2 and 6.3. These data are plotted in Figure 6.29. Among the 23 vectors shown in the map, only 4 are spread in the second angular section and all other vectors have $\theta < 90^\circ$. Distributions of polarization position angles θ with A_V , d , and A_V/d are shown in Figures 6.30, 6.31 and 6.32, respectively. Similarly, distributions of degrees of polarization P with A_V , d , and A_V/d are shown in Figures 6.33, 6.34 and 6.35, respectively. A Pearson correlation test was applied to these couples of parameters and are tabulated in Table 6.8. The r-coefficients are relatively low and no strong, nor medium correlation can be found between each set of parameters. Since it was found that the near edge of the Orion A and B clouds lies at a distance of ≈ 320 pc, while the far edge is at ≈ 500 pc (Brown et al., 1994), we see in Figure 6.31 that with distances approximately ranging between 200 pc and 800 pc, polarization position angles lie in the range $60^\circ < \theta < 110^\circ$ around the mean polarization position angle $\bar{\theta} = 74.3^\circ$ ($S_\theta = 26.1^\circ$, $N = 23$). As mentioned above, our correlation analyses are essentially available for data spread in the first angular section and it would be very interesting to make a similar comparison with vectors lying in the second angular section to see whether or not another or a distinct component of the magnetic field is probed with these data.

Vrba et al. (1988), by using linear visible polarimetry, consider that objects with $(B - R) > 1.6$ are candidates for objects located in the background of the clouds assuming that the clouds lie at a distance $d = 460$ pc. The background components of the magnetic field, defined on this basis, has a mean polarization position angle of $\approx 120^\circ$ on a region of $\approx 1^\circ \times 4^\circ$. If all data

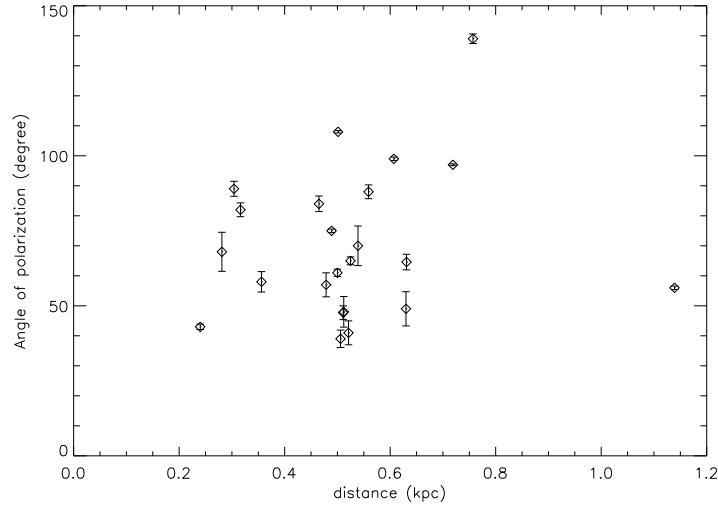


FIG. 6.31 – Distribution of polarization position angles versus distance of data shown in Figure 6.29.

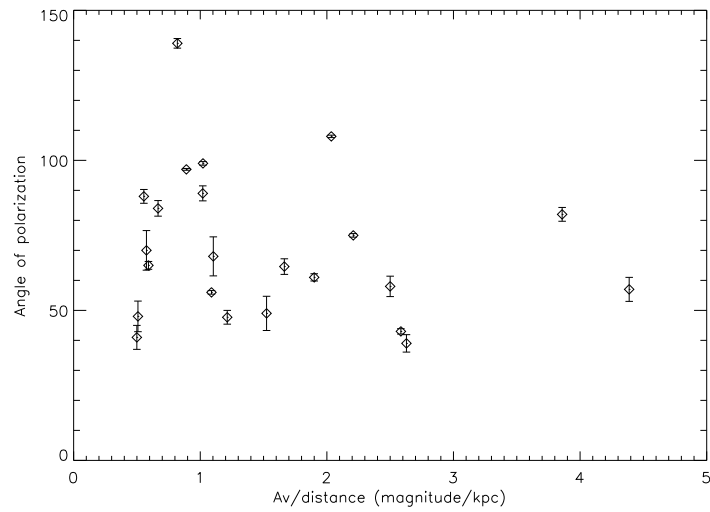


FIG. 6.32 – Distribution of polarization position angles versus visual extinctions per unit length of data shown in Figure 6.29.

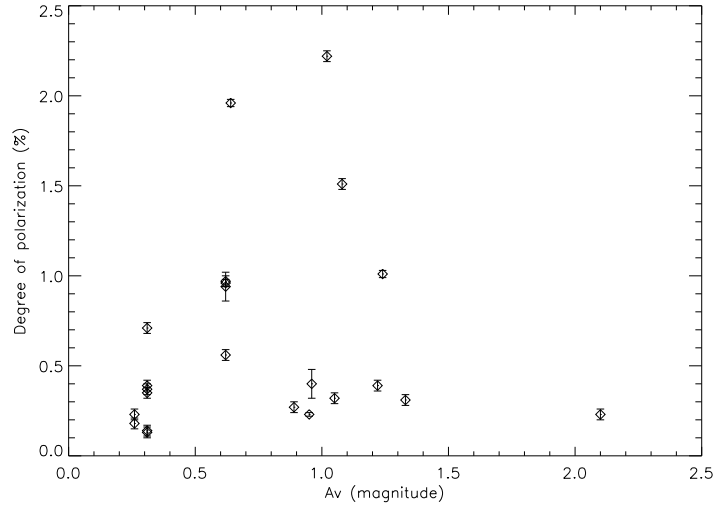


FIG. 6.33 – Distribution of degrees of polarization versus visual extinction coefficients of data shown in Figure 6.29.

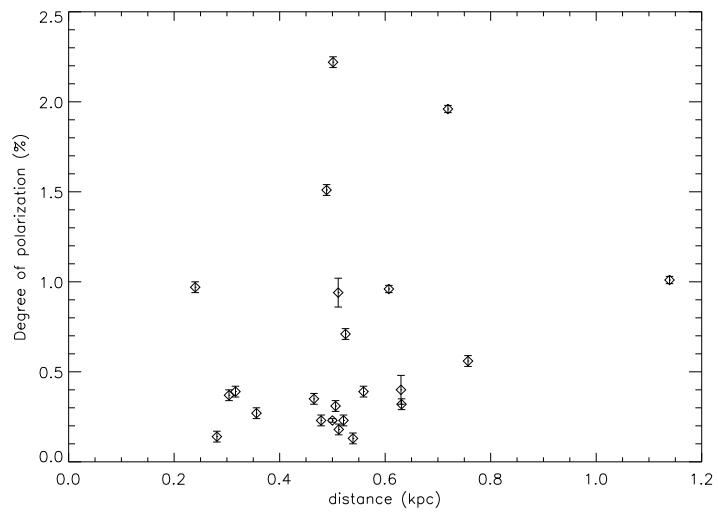


FIG. 6.34 – Distribution of degrees of polarization versus distances of data shown in Figure 6.29.

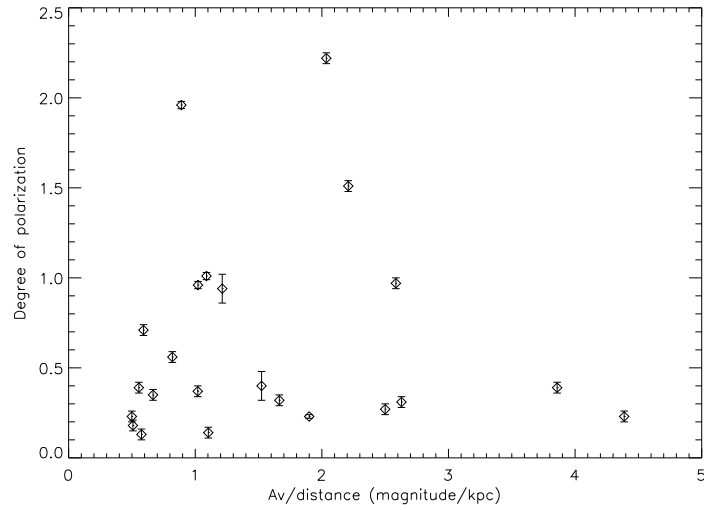


FIG. 6.35 – Distribution of degrees of polarization versus visual extinctions per unit length of data shown in Figure 6.29.

TAB. 6.8 – Pearson r-coefficient for several couples of parameters

Couple of parameters	Pearson r-coefficient	Figure number
θ, A_V	0.163	6.30
θ, d	-0.151	6.31
$\theta, A_V/d$	-0.197	6.32
P, A_V	0.255	6.33
P, d	0.117	6.34
$P, A_V/d$	0.001	6.35

with $P > 1\%$ are used, a correction of the foreground component returns a mean polarization position angle of $\approx 110^\circ$ with a dispersion of 33° . If their location hypothesis is right, we could be in the presence of a helicoidal magnetic field surrounding and maybe threading the molecular clouds in Orion A. Since the present set of data shows that $\bar{\theta}_V \approx 73^\circ$ for data with $P < 1\%$, the axis of symmetry of such a magnetic field would be oriented around a position angle of 0° for an angle counted positively east of north.

6.4.2 Magnetic field connections between diffuse and dense phases in the ISM

The main trend of the comparison studies presented in section 6.3 is that magnetic fields probed with submm techniques inside the molecular and star-forming regions OMC-1, OMC-2, OMC-3 and OMC-4 could in some cases be aligned with that probed with visible techniques in the diffuse parts of the surrounding ISM.

The current big picture is that these dense star-forming regions are surrounded by an ambient magnetic field showing two components on the POS. One is oriented at $P.A. \approx 60^\circ$, and the other one at $P.A. \approx 120^\circ$. The first component appears to be relatively well defined and probes grains aligned in the diffuse ISM or into intra cluster regions through a line of sight from ≈ 200 pc to up to ≈ 1200 pc. Because of insufficient information about stars observed to probe magnetic fields with visible techniques the nature of the second component is less well understood but could be background to the clouds, maybe making the morphology of the magnetic fields surrounding Orion A a helicoidal one.

Around OMC-1 magnetic field connections are less obvious to see under the assumption that a 120° oriented initial magnetic field would have been subject to strong changes due to gravitational collapse and would have been pulled into an hourglass shape (Schleuning, 1998). In fact the initial magnetic field could rather have a local orientation of $\approx 80^\circ$ and could still be spatially connected to the south-west magnetic field probed with $350 \mu\text{m}$ as can be seen in Figure 6.12.

Around OMC-2, the magnetic field component with a mean position angle of $\approx 60^\circ - 70^\circ$ appears to be aligned with that probed with $850 \mu\text{m}$ data seen in less dense parts of FIR1 b & c, in the eastern part of FIR6 and south of FIR6 (see works by Poidevin et al., 2006, and their Table 3), while in other dense regions inside OMC-2 depolarization effects imply that magnetic field orientations could have changed in the cores.

Around OMC-3, magnetic fields are undersampled but if the mean orientation of $\approx 80^\circ$ of the large scale magnetic field is considered, it can be compared to the mean polarization position angle $\bar{\theta}_{850\mu\text{m}} \pm 90^\circ$ of $\approx 57^\circ$ found in regions MMS1 through MMS6 and to the one of $\approx 68^\circ$ found through MMS7 (see Poidevin et al. (2006)). Moreover, through OMC-4 the mean 90° rotated $350 \mu\text{m}$ polarization position angle is $\approx 76^\circ$, while that estimated through IRAS 05327-0457 located to the north of OMC-3 is $\approx 52^\circ$. All in all these results suggest that small changes of orientation of magnetic fields are produced when moving from the diffuse ISM to

denser phases inside molecular clouds.

Finally, when visible polarization measurements are available along the same lines of sight as submm measurements, reliable data show that magnetic fields probed with both techniques can in some cases be similarly oriented on the POS. When this is not the case, an explanation could be that depending of the distance of each source with respect to the clouds, visible polarimetry does not necessarily probe the same aligned grains as submm polarimetry does.

6.4.3 A twist of the magnetic field through BN but also throughout OMC-1 ?

The means in polarization position angles for each group defined in section 6.3.2 are $\bar{\theta}_1 \approx 125^\circ$ with $N = 9$ similar to $\bar{\theta}_{350\mu\text{m}} \pm 90^\circ \approx 120^\circ$, $\bar{\theta}_2 \approx 69^\circ$ with $N = 8$, comparable to $\bar{\theta}_V \approx 80^\circ$ around the OMC-1 region, and $\bar{\theta}_3 \approx 32^\circ$ with $N = 4$ (or $\bar{\theta}_3 \approx 34^\circ$ with $N = 8$). Except for the not-well defined nature of the polarization pattern formed by group 3, this analysis suggests that a magnetic field rotation of $\approx 40^\circ$ could really be present through several lines of sight in OMC-1. This analysis is supported by the fact that based on a previous analysis by Martin (1974) and on large angular polarization measurements at $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ combined with linear polarimetry, Lonsdale et al. (1980) argued that polarization in OMC-1/IRS1 (BN) and OMC-1/IRS2 (not shown here) is produced by a medium of aligned grains with a twist in the alignment less than 60° . More recent works by Hough et al. (1996) and by Aitken et al. (2006) also support this scenario along the line of sight to BN.

However, if one refers to recent works by Simpson et al. (2006), the analysis of the problem and the interpretation of the nature of the polarimetry of each member of the three groups is probably more debatable than what is presented here. The HST NICMOS polarization measurements of OMC-1 at $\lambda = 2.0 \mu\text{m}$ with $0.2''$ resolution by Simpson et al. (2006) and covering a vertical area of $\approx 20'' \times 40''$ show that polarization produced by scattering is effectively present around several sources, even if a component produced by dichroic absorption appears to dominate through several lines of sight. This means that a bias can exist in the definition of the three groups since the hypothesis that polarimetry produced by dichroic absorption dominates completely polarimetry produced by scattering, as noted in section 6.3.2. On the other hand the analysis stands on two strong cornerstones : (1) the fact that the orientation of the magnetic field probed with IR polarimetry on BN is consistent with that probed with submm polarimetry, and (2) the fact that the magnetic field probed with IR data from group two is apparently aligned with that probed with visible polarimetry data in the vicinity of OMC-1. For instance, one should keep in mind that these results are statistical in nature and that the reading of the situation is probably more complex.

Finally further studies could be initiated to compare precisely results of the extended search for angular IR polarization by Buschermöhle et al. (2005) with all IR linear polarimetry measurements available up to now. This could help to better understand the nature of the polarimetry discussed here, and possibly to better understand the morphology of magnetic fields in the OMC-1 region.

6.5 Summary

Polarimetry in the R band on 69 stars 41 of which had never been observed before was combined with polarimetry in the V, R and I bands on 14 stars through and around OMC-2, and with polarimetry in the K band on 33 stars through OMC-1. In addition to measurements from Breger (1976) and Heiles (2000), these measurements help to improve our representation of the magnetic fields morphology through and around the filaments and star forming regions OMC-1, OMC-2, OMC-3 and OMC-4 in Orion A.

The apparently dispersed polarization pattern seen on a spatial scale of $\approx 2.1^\circ \times 1.5^\circ$ centered on OMC-2 can be subdivided into two relatively smooth polarization vector patterns. The first one has a mean polarization position angle $\overline{\text{P.A.}} \approx 61^\circ$, the second one has $\overline{\text{P.A.}} \approx 121^\circ$. Based on reliable data only, the nature of the first component is well understood and translates well the projected orientation of magnetic fields on the POS in a range of distances surrounding and including the near and far edges of Orion A. Because of insufficient information, the nature and the spatial distribution of the second polarization component is not well defined but could be background to the clouds maybe making the magnetic field surrounding Orion A a helicoidal magnetic field.

Once the whole set of visible data is compared with submm measurements probing magnetic fields inside the densest parts of Orion A, it is found that magnetic fields probed with both visible and submm techniques appear in some cases to be spatially connected. This result is statistically clear around OMC-2 but is hard to show with a case-by-case comparison of visible and submm vectors because of projection effects on the POS. On the contrary, because OMC-1 is a more compact area on the POS and because its distorted magnetic fields are strongly subject to gravitational effects and play an important rôle in regulating star formation in this region (Schleuning, 1998), a simple statistical comparison is less easy to apply. However, a case-by-case comparison of vectors strongly suggests that magnetic fields pervading diffuse parts of the ISM are connected to this region.

When reliable data surrounding Orion A are considered in their totality, the general statistical trend found is that, maybe except for the OMC-1 region, small changes of orientation of magnetic fields ($\overline{\theta_{\text{off}}} \lesssim 30^\circ$) are produced on the POS when moving from the diffuse ISM to denser phases inside molecular clouds.

An analysis of the set of 33 IR measurements on BN and sources in its vicinity on the spatial scale of $\approx 1.5' \times 1.5'$ helps to classify data in several groups. A first exercise is to identify which stars have a degree of polarization too high to be explained only by dichroic absorption. Once these measurements are rejected, the remaining data can be classified in three subgroups. The first group ($N = 9$ sources) contains the BN object and shows that the magnetic field which they probe has a position angle similar to that probed with $350 \mu\text{m}$ data shown by Houde et al. (2004) ($\overline{\theta} \approx 125^\circ$). The second group ($N = 8$ sources) shows that if magnetic fields are probed with these data, their orientations are not far from the main orientation of magnetic fields probed with visible data and surrounding OMC-1 ($\overline{\theta} \approx 70^\circ - 80^\circ$). This result suggests that a twist of magnetic fields of at least $\approx 40^\circ$ really exists which would be

consistent with previous studies (Lonsdale et al., 1980; Hough et al., 1996; Aitken et al., 2006). Finally, the third group of data ($N = 4$ to 8 sources) has a mean polarization position angle rotated in another direction ($\bar{\theta} \approx 34^\circ$). Since this group includes sources which are apparently less subject to extinction effects, this means that polarimetry on these sources may help to probe the orientation of magnetic fields on the near side of OMC-1, unless they are part of the centro-symmetric polarization vector patterns seen in the region.

Finally, a twist of the magnetic field might also be present through FIR3 to FIR6 in the region OMC-2, however this result is very poorly constrained and a common orientation of magnetic fields probed with both techniques is found in this region.

This research is supported by the Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie du Canada. The authors thank T. J. Jones for having graciously provided to them the IR data. The authors thank B. Malenfant and G. Turcotte for their helpful and friendly support during observations at Mont-Mégantic Observatory. This work made use of the SIMBAD database at the Canadian Astronomy Data Center, which is operated by the Dominion Astrophysical Observatory for the National Research Council's Herzberg Institute of Astrophysics.

Chapitre 7

Conclusion

Originalité de la méthode employée

De nouvelles mesures de la polarimétrie du rayonnement stellaire visible, partiellement absorbé par des grains de poussière alignés, ont été obtenues en bande rouge large à l'aide du télescope de l'Observatoire du Mont-Mégantic.

De nouvelles mesures du rayonnement polarisé et émis autour de $\lambda = 850 \mu\text{m}$ par des grains de poussière ont quant à elles été obtenues à l'aide du JCMT.

Ces nouvelles données ont ensuite été combinées avec des données antérieures accessibles dans les publications et catalogues appropriés, ainsi qu'avec de nouvelles mesures de polarimétrie obtenues dans les bandes V, R, I et K, puis aimablement fournies par T.J. Jones.

L'ensemble de ces données a été utilisé pour comparer l'orientation moyenne, après intégration du signal astrophysique le long des lignes de visée, des champs magnétiques présents dans des régions denses et diffuses du MIS.

C'est la première fois qu'une telle comparaison est faite à des échelles spatiales appropriées en combinant des données couvrant tous ces domaines de longueurs d'onde.

Ultimement, l'enjeu de la méthode employée est d'étudier le rôle que pourraient jouer les champs magnétiques dans l'évolution des nuages moléculaires à différentes échelles spatiales pour un domaine de distances couvrant de deux à trois fois la largeur moyenne des nuages à la distance moyenne des coeurs.

Les deux régions d'études privilégiées sont la région du nuage filamentaire à globules GF 9, ainsi que la région couvrant les nuages de gaz et de poussières, généralement à structures filamenteuses, situés dans Orion A.

Résultats obtenus dans la région GF 9

Dans cette région, le patron de vecteurs de polarisation relativement bien alignés autour d'une direction moyenne contraste avec les changements d'orientation du filament sur le plan

du ciel. Ce résultat laisse entendre que le champ magnétique galactique local n'est pas perturbé par la présence du filament. A plus petite échelle spatiale, et pour des coefficients d'extinction prenant des valeurs autour de $A_V = 2$, un changement de régime apparaît dans la région du ou des coeurs L1082C/GF 9-2/LM351 où une rotation du champ magnétique est présente. L'explication la plus probable pour interpréter ces résultats serait que le champ magnétique galactique local se trouve entraîné par le coeur en rotation et qu'un découplage du champ magnétique local avec celui à plus grande échelle puisse advenir par la suite. L'utilisation de la méthode de Chandrasekhar et Fermi sur cette région ne laisse pas entendre qu'à ce stade de son évolution le coeur serait dominé par les effets du champ magnétique. D'autre part, la diffusion ambipolaire n'y semble pas être effective actuellement. Finalement, à l'échelle spatiale des observations, les résultats ne suggèrent pas la présence de turbulence dans cette région.

Résultats obtenus dans la région Orion A

Dans cette région, la nature de la morphologie des champs magnétiques présents à la périphérie des nuages moléculaires n'est pas bien comprise. Le patron de polarisation apparemment désordonné observé sur une échelle spatiale d'environ $2.1^\circ \times 1.5^\circ$ et centré sur la région OMC-2 peut être subdivisé en deux patrons de polarisation relativement bien ordonnés. En comptant les angles de position de la polarisation positivement du Nord vers l'Est dans le référentiel équatorial, le premier patron de polarisation se disperse autour d'un angle moyen de polarisation d'environ 61° . Le second autour d'un angle moyen de polarisation d'environ 121° . Cette analyse laisse suggérer que la structure formée par les nuages de gaz et de poussières situés dans Orion A et étendus dans la direction Nord-Sud pourrait être l'axe de symétrie naturel d'un champ magnétique hélicoïdal.

D'autre part, lorsque l'ensemble des données visibles compilées sont comparées avec l'ensemble des données submm sondant les champs magnétiques dans Orion A, il ressort que les projections sur le plan du ciel des orientations moyennes des champs magnétiques sondés par ces deux techniques sont dans certains cas alignées. Ce résultat est statistiquement clair autour du nuage OMC-2, mais ressort de façon moins flagrante lorsque les mesures visibles et submm sont comparées au cas par cas sur le plan du ciel. Au contraire, dans la région OMC-1, spatialement plus compacte et où des distorsions des champs magnétiques ont lieu à cause des effets gravitationnels importants régulant la formation stellaire, l'approche statistique est plus délicate. Cependant, une comparaison au cas par cas des vecteurs de polarisation suggère que les champs magnétiques présents dans les régions diffuses du MIS sont spatialement connectées à OMC-1.

De façon générale, dans Orion A hormis la région OMC-1, lorsque toutes les mesures visibles considérées comme fiables pour sonder les champs magnétiques sont employées, il apparaît que, *statistiquement*, le champ magnétique présent dans le MIS diffus subit de faibles changements d'orientation ($\theta_{\text{off}} \lesssim 30^\circ$) comparativement à celles des champs observés dans les nuages denses de gaz et de poussières.

Dans la direction d'OMC-1, une analyse des mesures de polarimétrie IR faites sur BN et sur 32 sources l'environnant a permis de classer les mesures en plusieurs groupes distincts. Une

première classification a permis de déterminer quelles sont les mesures dont le pourcentage de polarisation est trop élevé pour pouvoir être expliqué uniquement par des processus d'absorption dichroïque. Une fois ces mesures rejetées, les données restantes ont pu être classées en trois sous-groupes. Le premier sous-groupe, formé de mesures faites sur 9 sources IR distinctes inclut l'objet BN, et montre que le champ magnétique tracé à l'aide de ces données est compatible avec celui tracé par polarimétrie submm à $350\mu\text{m}$. Le second sous-groupe inclut 8 sources IR distinctes et montre des orientations du champ magnétique compatibles avec celles tracées à l'aide de la polarimétrie visible effectuée à la périphérie d'OMC-1. Mis ensemble, ces résultats suggèrent qu'une rotation d'environ 40° du champ magnétique a réellement lieu dans la direction d'OMC-1. Ce résultat, qui est en accord avec des travaux précédents effectués uniquement dans la ligne de visée de l'objet BN, vient généraliser la possibilité d'une rotation d'un champ magnétique sur une échelle spatiale d'environ $1.5' \times 1.5'$. Finalement, le troisième sous-groupe composé de mesures effectuées sur 4 à 8 sources distinctes, pour lesquelles l'extinction dans le visible est estimée à de très faibles valeurs, pourrait montrer un patron de polarisation ayant des vecteurs orientés dans une direction compatible avec les patrons de polarisation centro-symétriques observés par Minchin et al. (1991) et Simpson et al. (2006).

Une rotation du champ magnétique dans la direction du nuage OMC-2, et plus particulièrement des noyaux actifs FIR3 à FIR6, a aussi peut-être réellement lieu, mais ce résultat obtenu par comparaison des mesures visibles et submm est très peu contraint à cause du manque d'informations concernant l'origine de la polarisation de certaines mesures visibles.

Résultats connexes

Tel que mentionné à la fin du chapitre 3, des résultats connexes à la problématique centrale ont aussi été établis à l'aide de la méthodologie observationnelle employée.

Un premier résultat connexe important de l'étude menée dans la direction de GF 9 est l'absence d'un seuil de polarisation avec l'extinction. Ce résultat va à l'encontre de ceux trouvés dans la région du Taureau où une fois passé le seuil d'extinction, $A_V \approx 1.3$, le pourcentage de polarisation sature mais ne varie plus linéairement avec le paramètre d'extinction. Ces nouveaux résultats impliquent qu'il doit être possible, dans d'autres cas comme celui de GF 9, de pouvoir sonder les champs magnétiques par polarimétrie visible et IR à l'intérieur des nuages, et que les grains ne sont pas nécessairement mésalignés une fois dépassé un seuil donné d'extinction visible. Ce résultat permet aussi de lever la contradiction qui était produite par les résultats obtenus dans la région du Taureau avec ceux obtenus dans de nombreuses autres régions de formation stellaire où la polarimétrie submm permet d'observer des grains alignés dans les régions denses des nuages.

Un autre résultat connexe présenté dans le chapitre 5 est que l'injection d'énergie par des jets d'hydrogène moléculaire et des flots moléculaires dans les nuages OMC-2 et OMC-3 dans Orion A, ne semble pas perturber les patrons de polarisation qui seraient observables sans la présence de ces jets et de ces flots. Les effets de la turbulence ne sont donc pas observés dans cette région à l'échelle de résolution de nos observations. Tel que mentionné précédemment, les effets de la turbulence n'ont pas non plus été détectés dans la région GF 9.

Pour ce qui est la dépolarisation observée à des longueurs d'ondes submm dans les noyaux FIR3 à FIR5 situés dans OMC-2, plusieurs faits convergent et favorisent l'alignement des grains par des processus radiatifs, plutôt que par des processus magnétiques.

Synthèse possible des résultats

Si l'on compare les résultats obtenus dans les deux régions observées, il apparaît donc que *les morphologies des champs magnétiques apparaissent surtout perturbées dans des régions couvrant celles des noyaux, mais qu'à de plus grandes échelles spatiales, elles ne semblent pas être sensibles de façon significative à la présence des nuages moléculaires*. Ce résultat évoque celui stipulant que les propriétés structurelles des nuages moléculaires suivent des lois d'autosimilarité jusqu'à des échelles spatiales comparables à celles des coeurs, c'est à dire à partir d'échelles où les effets de la gravité deviennent particulièrement effectifs.

Travail de vérification et pistes à explorer dans la lignée de ce projet

Tel que mentionné précédemment, les filaments de gaz et de poussière étudiés dans la région Orion A apparaissent alignés avec l'axe de symétrie naturel d'un champs magnétique qui pourrait être hélicoïdal par nature. Cependant cette interprétation reste à confirmer car la nature du patron de polarisation orienté autour de l'angle moyen de polarisation $\approx 121^\circ$ est pour l'instant très mal contrainte. Des observations de l'effet Zeeman à haute résolution dans des molécules appropriées permettraient probablement de réfuter ou bien d'affirmer cette hypothèse et donc de mieux comprendre l'évolution des champs magnétiques dans cette région.

De façon générale il sera intéressant de faire de la polarimétrie visible et IR sur d'autres étoiles de champs dans d'autres régions potentiellement intéressantes ainsi que dans les régions étudiées. En particulier si les distances de ces étoiles sont contraintes. Dans la région GF 9, de telles observations permettraient d'étudier les morphologies des champs magnétiques dans la direction des autres coeurs présents dans ces filaments. Dans la région Orion A, elles permettraient de vérifier les tendances à ce que les orientations des champs magnétiques présents dans le MIS diffus soient peu déviées de celles des champs localisés dans les régions plus denses.

Finalement, des relevés de ciel seront bientôt mis en place à l'aide de nouveaux instruments. Mentionnons la caméra SCUBA-2 et son nouveau polarimètre submm dont le développement est actuellement supervisé à l'UdeM, tout deux destinés au JCMT. Mentionnons aussi les nombreux programmes d'observation dont le but est de mesurer puis d'étudier la polarisation du CMB à des longueurs d'ondes submm et mm (e.g. expérience ballon PILOT au CESR à Toulouse). L'ensemble de ces relevés permettra d'apporter suffisamment de nouvelles données qui pourront ensuite être combinées aux données polarimétriques visibles et IR déjà existantes et accessibles dans les catalogues et la littérature. Nous devrions alors avoir la possibilité d'agrandir l'échantillon d'analyses multi-échelle présenté ici et de pouvoir mieux comprendre les différentes phases d'évolution que peuvent suivre les champs magnétiques dans les processus de formation stellaire.

Bibliographie

- Aitken, D., Hough, J., & Chrysostomou, A. 2006, MNRAS, 366, 491
- Aitken, D., Smith, C., More, T., Roche, P., Fujiyoshi, T., & Wright, C. 1997, MNRAS, 284, L51
- Aitken, D. K. 1996, in ASP Conf. Ser. 97 : Polarimetry of the Interstellar Medium. Edited by Wayne G. Roberge and Doug C. B. Whittet, p.225
- Aitken, D. K., Efstathiou, A., McCall, A., & Hough, J. H. 2002, MNRAS, 329, 647
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in Protostars and Planets IV. Edited by Mannings, W., A.P. Boss and Russell, S.S., p.59
- Arce, H. G., Goodman, A. A., Bastien, P., Manset, N., & Sumner, M. 1998, ApJ, 499, L93
- Arcoragi, J.-P., Bonnell, I., Martel, H., Bastien, P., & Benz, W. 1991, ApJ, 380, 476
- Aso, Y., Tatematsu, K., Sekimoto, Y., Nakano, T., Umemoto, T., Koyama, K., & Yamamoto, S. 2000, ApJSS, 131, 465
- Barnard, E. E. 1927, Atlas of Selected Regions in the Milky Way (Carnegie Institute of Washington)
- Bartla, W., Wilson, T., Bastien, P., & Ruf, K. 1983, A&A, 128, 279
- Bastien, P. 1979, Polarization of T Tauri Stars, Ph.D. Thesis (University of Western Ontario)
- Bastien, P., Arcoragi, J.-P., Benz, W., Bonnell, I., & Martel, H. 1991, ApJ, 378, 255
- Bastien, P. & Ménard, F. 1990, ApJ, 364, 232
- Bastien, P. & Ménard, F. 1988, ApJ, 326, 334
- Benoît, A., Ade, P., & sixty-six collaborators. 2004, A&A, 424, 571
- Benson, P. J. & Myers, P. C. 1989, ApJSS, 71, 89
- Berkhuijsen, E. M., Brouw, W. N., & Muller, C. A. Tinbergen, J. 1964, BAN, 17, 465

- Bourke, T. L., Myers, P. C., Robinson, G., & Hyland, A. R. 2001, *ApJ*, 554, 916
- Breger, M. 1976, *ApJ*, 204, 789
- . 1977, *ApJ*, 215, 119
- Brown, A., de Geus, E., & de Zeeuw, P. 1994, *A&A*, 289, 101
- Buschermöhle, M., Whittet, D. C. B., Chrysostomou, A., Hough, J. H., Lucas, P. W., Adamson, A. J., Whitney, B. A., & Wolff, M. J. 2005, *ApJ*, 624, 82
- Castets, A. & Langer, W. 1995, *ApJ*, 294, 835
- Chandrasekhar, S. & Fermi, E. 1953, *ApJ*, 118, 113
- Chini, R., Reipurth, B., Ward-Thompson, D., Bally, J., Nyman, L.-A., Sievers, A., & Billa-wala, Y. 1997, *ApJ*, 474, L135
- Cho, J. & Lazarian, A. 2005, *ApJ*, 631, 361
- Ciardi, D. R., Woodward, C. E., Clemens, D. P., Harker, D. E., & Rudy, R. 1998, *AJ*, 116, 349
- Ciardi, D. R., Woodward, C. E., Clemens, D. P., Harker, D. E., & Rudy, R. J. 2000, *ApJ*, 120, 393
- Clemens, D., Kraemer, K., & Ciardi, D. 1999, *Workshop on ISO Polarisation Observations* (Eds. R.J.Laureijs and R. Siebenmorgen. ESA-SP 435, p.7)
- Cohen-Tannoujdi, C., Diu, B., & Laloë, F. 1973, *Mécanique Quantique I*. Hermann, éditeurs des sciences et des arts.
- Coppin, K. E. K., Greaves, J. S., Jenness, T., & Holland, W. S. 2000, *A&A*, 356, 1031
- Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Crutcher, R. M. 2004, in *Magnetic Fields and Star Formation : Theory versus Observations*, 175–187
- Crutcher, R. M. & Troland, T. H. 2000, *ApJ*, 537, L139
- Crutcher, R. M., Troland, T. H., Goodman, A. A., Heiles, C., Kazes, I., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 407, 175
- Cudlip, W., Fruniss, I., King, K., & Jennings, R. 1982, *MNRAS*, 200, 1169
- Davis, L. J. & Greenstein, J. L. 1951, *ApJ*, 114, 206
- Dobashi, K., Bernard, J. P., Yonekura, Y., & Fukui, Y. 1994, *ApJSS*, 95, 419

- Dobashi, K., Uehara, H., Kandori, R., Sakurai, T., Kaiden, M., Umemoto, T., & Sato, F. 2005, PASJ, 57, 1
- Dolginov, A. Z. & Mitrofanov, I. G. 1976, Ap&SS, 43, 291
- Dotson, J. L. 1996, ApJ, 470, 566
- Dotson, J. L., Davidson, J., Dowell, C. D., Schleuning, D. A., & Hildebrand, R. H. 2000, ApJS, 128, 335
- Dougados, C., Léna, P., Ridgway, S., Christou, J., & Probst, R. 1993, ApJ, 406, 112
- Draine, B. T. 1985, ApJS, 57, 587
- Draine, B. T. & Flatau. 1994, J. Opt. Soc. Am. A., 11, 1491
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
- Draine, B. T. & Weingartner, J. C. 1996, ApJ, 470, 551
- . 1997, ApJ, 480, 633
- Ducati, J., Ribeiro, D., & Rembold, S. 2003, ApJ, 588, 344
- Elmegreen, B. 1999, ApJ, 527, 266
- Falgarone, E., Pety, J., & Phillips, T. G. 2001, ApJ, 555, 178
- Fiege, D. J. & Pudritz, R. E. 2000a, ApJ, 544, 830
- Fiege, J. & Pudritz, R. 2000b, ApJ, 544, 830
- Fiege, J. D., Jonhstone, D., Redman, R., & Feldman, P. 2004, ApJ, 616, 925
- Fiege, J. D. & Pudritz, R. E. 2000c, MNRAS, 311, 85
- . 2000d, MNRAS, 311, 105
- . 2000e, ApJ, 544, 830
- . 2000f, ApJ, 534, 291
- Froebrich, D. 2005, ApJS, 156, 169
- Furuya, R. S., Kitamura, Y., & Shinnaga, H. 2006, in Protostars and Planets V. Poster
- Furuya, R. S., Kitamura, Y., Wootten, A., Claussen, M. J., & Kawabe, R. 2003, ApJSS, 144, 71
- Gatley, I., Becklin, E., Matthews, K., Neugebauer, G., Penston, M., & Scoville, N. 1974, ApJ, 191, L121

- Gerakines, P. A., Whittet, D. C. B., & Lazarian, A. 1995, *ApJ*, 455, L171
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1965, *ARA&A*, 3, 297
- Girart, J. M., Crutcher, R. M., & Rao, R. 1999, *ApJ*, 525, L109
- Gold, T. 1952, *MNRAS*, 112, 215
- Goldreich, P. & Kylafis, N. 1981, *ApJ*, 243, L75
- . 1982, *ApJ*, 253, 606
- Gonçalves, J., Galli, D., & Walmsley, M. 2005, *A&A*, 430, 979
- Goodman, A. A., Bastien, P., Ménard, F., & Myers, P. C. 1990, *ApJ*, 359, 363
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Greaves, J., Holland, W., Friberg, P., & Dent, W. 1999, *ApJ*, 512, L139
- Greaves, J. S. & Holland, Ward-Thompson, D. 2001, *ApJ*, 546, 53
- Greaves, J. S., Holland, W. S., Jenness, T., Chrysostomou, A., Berry, D. S., Murray, A. G., Tamura, M., Robson, E. I., Ade, P. A. R., Nartallo, R., & six coauthors. 2003, *MNRAS*, 340, 353
- Greenberg, J. M. 1968, in *Nebulae and Interstellar Matter*, Chicago : Univ. Chicago press, 221
- Güsten, R. 1994, in *The Cold Universe*, eds. Th. Montmerle et al. Editions Frontières : Gif-sur-Yvette, p.169
- Hall, J. S. ; Mikesell, A. H. 1949, *AJ*, 54, 187
- Heiles, C. 1996, *ApJ*, 462, 316
- . 1997, *APJSS*, 111, 245
- . 2000, *ApJ*, 199, 923
- Heiles, C., Goodman, A. A., McKee, C. F., & Zweibel, E. G. 2000, in *Protostars and Planets IV*, edited by Mannings, V. and Boss, A.P. and Russell, S.S., p.279
- Heitsch, F., Zweibel, E., Mac Low, M., Li, P., & Norman, M. 2001, *ApJ*, 561, 800
- Heyer, M. H., Vrba, F. J., Snell, R. L., Schloerb, F. P., Strom, S. E., Goldsmith, P. F., & Strom, K. M. 1987, *ApJ*, 321, 855
- Hildebrand, R. H. 1988, *QJRAS*, 29, 327
- Hildebrand, R. H. 1996, in *ASP Conf. Ser. 97*. Edited by Wayne G. Roberge and Doug C. B. Whittet, p.254

- Hildebrand, R. H., Davidson, J. A., Dotson, J. L., Dowell, C. D., Novak, G., & Vaillancourt, J. E. 2000, *PASP*, 112, 1215
- Hildebrand, R. H., Dotson, J. L., Dowell, C. D., Schleuning, D. A., & Vaillancourt, J. E. 1999, *ApJ*, 516, 834
- Hildebrand, R. H. & Dragovan, M. 1995, *ApJ*, 450, 663
- Hildebrand, R. H., Dragovan, M., & Novak, G. 1984, *ApJ*, 284, L51
- Hiltner, W. . A. 1949, *ApJ*, 109, 471
- Hilton, J. & Lahulla, J. 1995, *AASS*, 113, 325
- Houde, M., Bastien, P., Dotson, J. L., Dowell, C. D., Hildebrand, R. H., Peng, R., Phillips, T. G., Vaillancourt, J. E., & Yoshida, H. 2002, *ApJ*, 569, 803
- Houde, M., Bastien, P., Peng, R., Phillips, T. G., & Yoshida, H. 2000a, *ApJ*, 536, 857
- Houde, M., Dowell, C., Hildebrand, R., Dotson, J., Vaillancourt, J., Phillips, T. G., Peng, R., & Bastien, P. 2004, *ApJ*, 604, 717
- Houde, M., Peng, R., Phillips, T. G., Bastien, P., & Yoshida, H. 2000b, *ApJ*, 537, 245
- Houde, M., Phillips, T. G., Bastien, P., Peng, R., & Yoshida, H. 2001, *ApJ*, 547, 311
- Hough, J., Chrysostomou, A., Messinger, D., Whittet, D., Aitken, D., & Roche, P. 1996, *ApJ*, 461, 902
- Jenness, R., Lighthfoot, J., & Holland, W. 1998, *Proc. SPIE*, 3357, 548
- Johnson, J., Gehrz, R., Jones, T., Hackwell, J., & Grasdalen, G. 1990, *AJ*, 100, 518
- Johnstone, D. & Bally, J. 1999, *ApJ*, 510, L49
- Jones, T. 1989, *ApJ*, 346, 728
- Jones, T., Mergen, J., Odewhan, S., Gehrz, R., Gatley, I., Merrill, K., Probst, R., & Woodward, C. 1994, *AJ*, 107, 2120
- Jones, T. J. 1990, *AJ*, 99, 1894
- . 1997, *AJ*, 114, 1393
- . 2003, *A&A*, 125, 3208
- Jones, T. J., Klebe, D., & Dickey, J. M. 1992, *ApJ*, 389, 602
- Kazantsev, S. & Hénoux, J.-C. 1995, in *Polarization spectroscopy of ionized gases*. Kluwer Academic Publishers, p.214

- Keene, J., Hildebrand, R., & Whitcomb, S. 1982, ApJ, 252, L11
- Klaas, U., Laureijs, R., & Clavel, J. 1999, ApJ, 512, 157
- Kylafis, N. 1983, ApJ, 267, 137
- Lada, C., Muench, A., Lada, E., & Alves, J. 2004, AJ, 128, 1254
- Landstreet, J. D. 1993, in ASP Conf. Ser. 44 : IAU Colloq. 138 : Peculiar versus Normal Phenomena in A-type and Related Stars. Edited by M.M. Dworetzky, F. Castelli and R. Faraggiana, p.218
- Larson, R. 1981, MNRAS, 194, 809
- Lazarian, A. 1994, MNRAS, 268, 713
- . 1995, MNRAS, 274, 679
- . 2003, JQSRT, 79, 881
- Lazarian, A., Goodman, A. A., & Myers, P. C. 1997, ApJ, 490, 273
- Lazarian, A. D. 2000, ApJ, 536, L15
- Lee, C. W. & Myers, P. C. 1999, ApJSS, 123, 233
- Lee, H. M. & Draine, B. T. 1985, ApJ, 290, 211
- Lequeux, J., Falgarone, E., & Ryter, C. 2002, Le milieu interstellaire (Savoirs actuels- EDP Sciences/CNRS Editions)
- Leroy, J. L. 1998, in La polarisation de la lumière et l'observation astronomique. Gordon and Breach Science Publishers, 1998, p.206
- Lis, D., Keene, J., Dowell, C., Benford, D., Phillips, T., Hunter, T., & Wang, N. 1998, ApJ, 509, 299
- Lizano, S. & Shu, F. 1989, ApJ, 342, 834
- Lonsdale, C., Becklin, E., Lee, T., , & Stewart, J. 1982, AJ, 87, 12
- Lonsdale, C., Dyck, H., Capps, R., & Wolstencroft, R. 1980, ApJ, 238, L31
- Lynds, B. D. 1962, ApJS, 7, 1
- Manchester, R. N. 1974, ApJ, 188, 637
- Manset, N. & Bastien, P. 1995, PASP, 107, 483
- Martin, P. 1974, ApJ, 187, 461

- Mathewson, D. S. & Ford, V. L. 1970, *MmRAS*, 74, 139
- Mathis, J. S. 1986, *ApJ*, 308, 281
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Matthews, B., Fiege, J., & Moriarty-Schieven, G. 2002, *ApJ*, 569, 304
- Matthews, B. & Wilson, C. 2000, *ApJ*, 531, 868
- . 2002a, *ApJ*, 571, 356
- . 2002b, *ApJ*, 574, 822
- Matthews, B., Wilson, C., & Fiege, J. 2001, *ApJ*, 562, 400
- Matthews, B. C., Lai, S.-P., Crutcher, R., & Wilson, C. D. 2005, *ApJ*, 626, 959
- Matthews, B. C. & Wilson, C. D. 2002c, *ApJ*, 571, 356
- Ménard, F. & Duchêne, G. 2004, *A&A*, 425, 973
- Meyer, M., Adams, F., Hillenbrand, L., Carpenter, J., & Larson, R. 2000, in *Protostars and Planets IV*, 121
- Minchin, N. R., Hough, J. H., McCall, A., Burton, M. G., McCaughrean, M. J., Aspin, C., Bailey, J. A., Axon, D. J., & Sato, S. 1991, *MNRAS*, 248, 715
- Mouschovias, T. C. 1976a, *ApJ*, 206, 753
- . 1976b, *ApJ*, 207, 141
- Myers, P. C., Fuller, G. A., Goodman, A. A., & Benson, P. J. 1991, *ApJ*, 376, 561
- Myers, P. C. & Goodman, A. A. 1988, *ApJ*, 329, 392
- . 1991a, *ApJ*, 373, 509
- . 1991b, *ApJ*, 373, 509
- Myers, P. C., Goodman, A. A., Gusten, R., & Heiles, C. 1995, *ApJ*, 442, 177
- Nagata, T. 1990, *ApJ*, 348, L13
- Nakano, T. 1998, *ApJ*, 494, 587
- Onaka, T. 1995, *ApJ*, 439, L21
- Onaka, T. 1996, in *ASP Conf. Ser. 97 : Polarimetry of the Interstellar Medium*. Edited by Wayne G. Roberge and Doug C. B. Whittet, p.72

- Ostriker, E. C., Stone, J. M., & Gammie, C. F. 2001, *ApJ*, 546, 980
- Ostriker, J. 1964, *ApJ*, 140, 1056
- Padoan, P., Goodman, A., Draine, B. T., Juvela, M., Nordlund, Å., & Rögnerdsson, O. E. 2001, *ApJ*, 559, 1005
- Pendleton, Y., Werner, M., Capps, R., & Lester, D. 1986, *ApJ*, 311, 360
- Poidevin, F. & Bastien, P. 2006, *ApJ*, 650, 945
- Poidevin, F., Bastien, P., Matthews, B., & Fiege, J. 2006, *ApJ*. To be submitted, chapter 5
- Preite-Martinez, A. 1988, *A&A*, 76, 317
- Purcell, E. M. 1979, *ApJ*, 231, 404
- Rao, R., Crutcher, R. M., Plambeck, R. L., & Wright, M. C. H. 1998, *ApJ*, 502, L75
- Rayner, J., McLean, I., McCaughrean, M., & Aspin, C. 1989, *MNRAS*, 241, 469
- Roberge, W. G., Hanany, S., & Messinger, D. W. 1995, *ApJ*, 453, 238
- Salpeter, E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Scalo, J. 1986, *Fundam. Cosmic Phys.*, 11, 1
- Scarrott, S. M., Rolph, C. D., & Semple, D. P. 1990, *Galactic and Interstellar Magnetic Fields*. IAU Symposium 140, edited by R. Beck and P. P. Kronberg (Kluwer, Dordrecht), p. 245
- Scheffler, H. E. 1988, in *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, p.492
- Schleuning, D. A. 1998, *ApJ*, 493, 811
- Schleuning, D. A., Dowell, C. D., Platt, S. R., & Hildebrand, R. H. 1996, in *American Astronomical Society Meeting*, Vol. 188, 5718
- Schleuning, D. A., Vaillancourt, J. E., Hildebrand, R. H., Dowell, C. D., Novak, G., Dotson, J. L., & Davidson, J. A. 2000, *ApJ*, 535, 913
- Schneider, S. & Elmegreen, B. G. 1979, *ApJS*, 41, 87
- Serkowski, K., Mathewson, D. L., & Ford, V. L. 1975, *ApJ*, 196, 261
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Shuping, R., Morris, M., & Bally, J. 2004, *AJ*, 128, 363
- Simpson, J., Colgan, S., Erickson, E. F., Burton, M., & Schultz, A. 2006, *ApJ*, 642, 339

- Sitko, M. L., Schmidt, G. D., & Stein, W. A. 1985, *ApJS*, 59, 323
- Solomon, P., Sanders, D. B., & Rivolo, A. 1985, *ApJ*, 292, L19
- Spitzer, L. J. 1978, *Physical Processes in the interstellar medium* (Wiley & Sons, New-York)
- Spitzer, L. J. & Tukey, J. W. 1951, *ApJ*, 114, 187
- Stanke, T., McCaughrean, M., & Zinnecker, H. 2002, *A&A*, 392, 239
- Stanke, T., M.J., M., & Zinnecker, H. 1998, *A&A*, 332, 307
- Stepnik, B. 2001, in *Mémoire de thèse, université paris VI, Orsay - CESR, Toulouse*
- Stodólkiewicz, J. 1963, *Acta Astron.*, 13, 30
- Stolovy, S., Burton, M., Erickson, E., Kaufman, M., Chrysostomou, A., Young, E., Colgan, S. J., Axon, D. J., Thompson, R., Rieke, M., & Schneider, G. 1998, *ApJ*, 492, L151
- Tatematsu, K., Umemoto, T., Kameya, O., Hirano, N., Hasegawa, T., Hayashi, M., Iwata, T., Kaifu, N., Mikami, H., Murata, Y., & six coauthors. 1993, *ApJ*, 404, 643
- Vaillancourt, J. 2002, *ApJS*, 142, 53
- Vallée, J. P. 1998, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 19, 319
- Vallée, J. P. & Bastien, P. 1999, *ApJ*, 526, 819
- Vallée, J. P., Greaves, J., & Fiege, J. 2003, *ApJ*, 588, 910
- van de Hulst, H. C. 1957, *Light Scattering by Small Particles* (New York : John Wiley & Sons)
- Viotti, N. R. 1969, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 40, 75
- Vrba, F., Strom, S., & Strom, K. 1988, *AJ*, 96, 680
- Vrba, F. J., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1976, *AJ*, 81, 958
- Walawender, J. M., Zweibel, E. G., & Heiles, C. 2001, *BAAS*, 198, 41.05
- Ward-Thompson, D., Kirk, J., Crutcher, R., Greaves, J., Holland, W., & André, P. 2000, *ApJ*, 537, L135
- Wardle, M. & Konigl, A. 1990, *ApJ*, 362, 120
- Weintraub, D. A., Goodman, A. A., & Akeson, R. L. 2000, in *Protostars and Planets IV*. Edited by Mannings, V. and Boss, A.P. and Russell, S.S. p.247
- Whittet, D. C. B. 1996, in *ASP Conf. Ser. 97 : Polarimetry of the Interstellar Medium*. Edited by Wayne G. Roberge and Doug C. B. Whittet, p.125

- Whittet, D. C. B., Martin, P. G., Hough, J. H., Rouse, M. F., Bailey, J. A., & Axon, D. J. 1992, *ApJ*, 386, 562
- Wiesemeyer, H. 1997, The spectral signature of accretion in low mass protostars, PhD dissertation. University of Bonn.
- Wiesemeyer, H. 1998, in *Star Formation with the Infrared Space Observatory, 24-26 June 1997, Lisbon, Portugal*, edited by Joao Yun and Rene Liseau, Publisher : ASP, as volume 132 of ASP Conference Series. P. 189.
- Williams, J., Blitz, L., & McKee, C. 2000, in *Protostars and Planets IV*. Edited by Mannings, V. and Boss, A.I.P. and Russell, S.S., p.97
- Williams, J., Plambeck, R., & Heyer, M. 2003, *ApJ*, 591, 1025
- Yu, K., Billawala, Y., Smith, M., Bally, J., & Butner, H. 2000, *AJ*, 120, 1974