



HAL
open science

ÉTUDE DE L'EXTINCTION INTERSTELLAIRE EN TROIS DIMENSIONS : Contraintes sur la structure de la Voie Lactée

Douglas Marshall

► **To cite this version:**

Douglas Marshall. ÉTUDE DE L'EXTINCTION INTERSTELLAIRE EN TROIS DIMENSIONS : Contraintes sur la structure de la Voie Lactée. Astrophysique [astro-ph]. Université de Franche-Comté, 2006. Français. NNT : . tel-00199346

HAL Id: tel-00199346

<https://theses.hal.science/tel-00199346>

Submitted on 18 Dec 2007

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

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

UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

ÉCOLE DOCTORALE
LOUIS PASTEUR

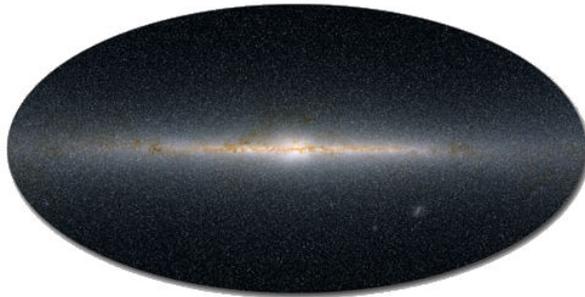
THÈSE DE DOCTORAT

SPÉCIALITÉ : ASTROPHYSIQUE

ÉTUDE DE L'EXTINCTION INTERSTELLAIRE
EN TROIS DIMENSIONS :
Contraintes sur la structure de la Voie Lactée

Présentée par

DOUGLAS MARSHALL



Soutenue le 18 décembre 2006
à l'Observatoire de Besançon



UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

ÉCOLE DOCTORALE
LOUIS PASTEUR

THÈSE DE DOCTORAT

SPÉCIALITÉ : ASTROPHYSIQUE

ÉTUDE DE L'EXTINCTION INTERSTELLAIRE
EN TROIS DIMENSIONS :
Contraintes sur la structure de la Voie Lactée

Présentée par

DOUGLAS MARSHALL

Soutenue le 18 Décembre 2006 devant le jury :

Anthony Jones	Président
Martin Giard	Rapporteur
Gilles Joncas	Rapporteur
Laurent Cambrésy	Examineur
Ronald Drimmel	Examineur
Annie Robin	Directrice de thèse
Céline Reylé	coDirectrice de thèse

Remerciements

It has been a long short three years and I can hardly believe that I made it out the other side. Along the way, many people were available to give advice, lend support or just keep me company through the highs and lows. I have ended up with quite a few people to thank, owing to the fact that I did my PhD at the Observatoire de Besançon as well as the Institut d'Astrophysique Spatiale at Orsay.

This thesis would not have been possible without the help and guidance of my supervisors : Annie and Céline in Besançon. The original idea and initial development for the three dimensional mapping of interstellar extinction came from them, and they were more than happy to let me bounce new ideas off of them. The lunch breaks would have been particularly dull had it not been for stimulating conversations with David and Sébastien D. over coffee in the Bâtiment des Horloges.

I would like to thank Edouard for the opportunity to give public conferences at the Open University of Besançon as well as François V. who trusted me with the organisation of an astronomy lecture series for the students from STAPS. A big thank you to Elisabeth, Martine, Françoise P. and Fabienne who on several occasions helped me out with the puzzling French administration. Thanks also to Françoise G., Bernard and Kevin for sorting out my very numerous IT requests.

Thanks to Ant and François B. at the IAS in Orsay for seeing the ISM potential of my work and helping me to put it into place. They seemed to know that I would get the job done even when I wasn't sure myself. The friendly atmosphere and approachability of the people in the MIC department is really outstanding. Thanks to Nabila who read several chapters of this thesis and whose comments helped communicate my ideas more clearly. Thanks also to Marc-Antoine, Alain, Nicolas, Ghilaine and Laurent for making time to answer my questions and giving their advice.

The work required to complete a PhD thesis is mentally and morally exhausting - one of the better cures is a good laugh. Mathieu and I got each other through the tough patches, from the DEA right through to the end of the PhD. The chi-fou-mi competitions, to see who has to make the coffees, will be missed ! I am also grateful to have met such a friendly bunch of students, notably Sébastien, Nestor, Nicolas, Pierre, Natalie and Faustine.

The rest of this thesis is in French. The fact that it is readable, coherent and often well written is entirely thanks to my wife, Emilie (the other bits are entirely my fault). After many reads she is now an honorary extinction specialist, even though she is very happy to never have to read my thesis ever again.

Résumé

L'atténuation de la lumière par la poussière interstellaire limite la vue que nous avons sur notre propre Galaxie, la Voie Lactée. Cette thèse porte sur la cartographie de l'extinction interstellaire en trois dimensions, et l'utilisation des cartes résultantes pour contraindre la structure de la Galaxie. La méthode pour déterminer l'extinction en trois dimensions utilise la différence de couleur entre les étoiles observées et les étoiles issues du modèle de synthèse de populations d'étoiles, développé à Besançon. Cette méthode a été appliquée à des dizaines de milliers de lignes de visée pour créer une carte tridimensionnelle de la distribution de poussière dans la Voie Lactée. Cette carte a d'abord été utilisée pour déduire les paramètres du disque de poussière Galactique tels que son échelle de hauteur et son gauchissement. Aussi, une barre de poussière a été détectée au centre Galactique. Les distances de nuages denses ainsi que leurs masses peuvent être estimées à partir de la distribution de l'extinction vers ces derniers. Ceci a été fait pour des centaines d'IRDCs, les endroits encore mal connus de la formation d'étoiles massives. Finalement, une carte tridimensionnelle de l'émission de la poussière a été créée. Les régions où modèle et observations ne sont pas en accord nous fournissent des informations sur les propriétés des grains de poussière dans ces régions.

Abstract

The attenuation of starlight by interstellar dust limits our view of our own galaxy : the Milky Way. This thesis describes the cartography of this interstellar extinction in three dimensions, and shows how the resulting map can be used to constrain the structure of our Galaxy. The method used is based on the colour difference between observed stars and simulated stars from the Besançon model. This method has been applied to tens of thousand of lines of sight in order to build a three dimensional map of the dust distribution in the Milky Way. This map has been used to constrain parameters of the Galactic disc such as its warp and flare. Also, a dusty bar has been detected at the Galactic centre. Furthermore, the distance to dense clouds as well as their masses has been estimated by using the extinction distribution along the line of sight. This has been done for several hundred IRDCs, the poorly known site for massive star formation. Finally, a three dimensional map of the far infrared dust emission has been created. Regions where differences exist between observed and modelled emission can shed light on the dust grain properties in these regions.

To Emilie, who helped me come back to astrophysics

Table des matières

Introduction	xv
1 Étude de la Voie Lactée à travers l'extinction	1
1.1 Notre Galaxie - La Voie Lactée	1
1.1.1 Historique - notre place dans l'univers	2
1.1.2 La taille de la Galaxie	2
1.1.3 Structures stellaires galactiques	3
1.1.4 Populations d'étoiles	4
1.2 Milieu Interstellaire	7
1.2.1 État du gaz - les phases du milieu interstellaire	8
1.2.2 Extinction par les poussières interstellaires	9
1.2.3 Origine et composition des poussières	13
1.2.4 Émission dans l'infrarouge venant des poussières	14
1.3 Détermination de l'extinction	17
1.3.1 Techniques employées	17
1.3.2 Cartes existantes	18
2 Observations et modélisation des étoiles de la Galaxie	21
2.1 Éléments nécessaires à la détermination de l'extinction	21
2.2 Les Données 2MASS	22
2.2.1 Présentation des télescopes	23
2.2.2 Les critères instrumentaux visés	23
2.2.3 Résultats de la mission	23
2.2.4 Qualité des détections dans le PSC de 2MASS	24
2.2.5 Complétude des observations	26
2.2.6 Critères de sélection des étoiles de 2MASS	27
2.3 Les Données OGLE II	27
2.3.1 Qualité de la photométrie	28

2.3.2 Complétude des observations	29
2.4 Modèle de Synthèse de Populations Stellaires de la Galaxie	31
2.4.1 Généralités	31
2.4.2 Modèle d'évolution stellaire	32
2.4.3 Les différents composants galactiques	32
2.4.4 Milieu interstellaire	35
2.4.5 Comparaison avec les observations	35
3 Détermination de l'extinction interstellaire en trois dimensions	37
3.1 Bases de la méthode	37
3.1.1 Pollution par les naines	38
3.1.2 Relation distance couleur	39
3.1.3 Excès de couleur	40
3.1.4 Statistique du χ^2	41
3.1.5 Itérations	43
3.1.6 Test de validité	45
3.2 Automatisation de la méthode	45
3.2.1 Parallélisation sur un cluster de calcul	47
3.2.2 Cartes avec un maillage adaptatif	47
3.3 Limites et biais	47
3.3.1 Impact des paramètres galactiques supposés	49
3.3.2 Taille inférieure des nuages détectables	52
3.3.3 Sensibilité à la magnitude de l'extinction	53
3.3.4 Limites en distance	54
3.3.5 Poussière circumstellaire	55
4 Résultats sur l'extinction et la distribution de la poussière	57
4.1 Extinction sur la ligne de visée	57
4.1.1 Trois régions à caractère différent	57
4.1.2 Comparaison avec autres estimations	58
4.2 Cartes de l'extinction totale	62
4.3 Comparaison avec d'autres cartes bidimensionnelles	64
4.3.1 Cartes basées sur les observations stellaires	64
4.3.2 Carte basée sur l'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain	66
4.4 Distribution de la poussière	69
4.4.1 Coupes en distance vers le centre galactique	69

4.4.2	Extinction vue du pôle nord galactique	72
4.5	Utilisation des données OGLE II	74
4.6	Conclusion	75
5	Structure galactique	79
5.1	Introduction	79
5.2	La barre galactique	80
5.2.1	Angle de la barre de poussière	81
5.2.2	Pente des dustlanes	83
5.2.3	Impact de l'angle supposé pour la barre stellaire modélisée	85
5.2.4	Bulbe allongé vs barre longue	86
5.3	Structure Spirale	87
5.4	Paramètres du disque de poussière	90
5.4.1	Échelle de hauteur et évasement du disque de poussière	91
5.4.2	Gauchissement du disque de poussière galactique	91
5.5	Conclusion	95
6	Émission infrarouge galactique en trois dimensions	97
6.1	Introduction	97
6.2	Observations de l'infrarouge galactique - IRAS	98
6.3	Modèle de poussière de Désert et al.(1990)	99
6.3.1	Un modèle parmi plusieurs	99
6.3.2	Bases du modèle	100
6.3.3	Résultats du modèle	102
6.4	Détermination de l'émission en infrarouge lointain	103
6.4.1	Estimation de la masse de poussière	103
6.4.2	Détermination de l'émission infrarouge lointain	105
6.5	Les Cartes d'Émission - Résultats et Discussion	107
6.5.1	Carte d'émission IR à grande échelle	108
6.5.2	Variation de la température des grains	108
6.5.3	Variation des propriétés des grains	110
6.5.4	Différences dues aux limites de la méthode	113
6.6	Conclusions et perspectives	114
7	Autres applications	117
7.1	Caractérisation des nuages sombres en infrarouge	117
7.1.1	Présentation des IRDCs	117
7.1.2	Méthode	118

7.1.3 Résultats	122
7.1.4 Conclusion	124
7.2 Densité stellaire du Bulbe - préparations pour Gaia	125
7.2.1 Présentation de Gaia	125
7.2.2 Méthode	126
7.2.3 Résultats	127
7.2.4 Conclusion	128
Conclusions et Perspectives	133
A Acronymes	137
B Différences modèle/2MASS	139
C Publications et communications	143
Table des figures	163
Liste des tableaux	167
Bibliographie	169

Introduction

La Voie Lactée, notre galaxie, est une grande galaxie spirale. Nous nous trouvons dans le disque galactique, à environ deux tiers entre son centre et son bord. Il existe des milliards d'autres galaxies visibles depuis la Terre, mais nous avons une vue extraordinaire sur les composants d'une seule de ces galaxies - la nôtre. Depuis ces vingt dernières années, nos connaissances sur les populations stellaires, nuages moléculaires et régions de formation stellaire ont beaucoup avancé. Néanmoins, la structure de la Galaxie à grande échelle, par exemple la distance soleil-centre ou la forme des bras spiraux, reste incertaine.

Le disque de la Galaxie est composé principalement d'étoiles, de gaz et de poussière. Des études approfondies sur sa structure et son contenu sont maintenant possibles grâce à la disponibilité de relevés à grande échelle, dans plusieurs bandes photométriques de l'infrarouge. Des missions ayant des observations dans l'infrarouge proche comme COBE/DIRBE, 2MASS, DENIS et Spitzer/IRAC nous fournissent de l'information sur les structures stellaires grâce au fait que l'extinction interstellaire est faible à ces longueurs d'onde et qu'il est facile de séparer les étoiles du continuum de l'émission des poussières. Nos connaissances sur les poussières qui absorbent dans l'infrarouge proche se sont améliorées avec des missions dans l'infrarouge lointain comme IRAS, COBE (DIRBE et FIRAS), ISO et Spitzer/MIPS. L'ensemble de ces missions nous fournit des outils qui nous permettent de mieux comprendre la Galaxie à différentes échelles.

Plusieurs études existent sur l'extinction interstellaire. Néanmoins, parmi toutes ces études, aucune n'a exploité l'information sur l'extinction tridimensionnelle contenue dans les grands relevés stellaires en infrarouge proche. Durant ma thèse, j'ai extrait cette information tridimensionnelle à partir des observations stellaires et d'un modèle de synthèse de population stellaire. Avec cette technique, il est possible de déterminer le rougissement des étoiles en fonction de la distance dans le plan galactique. Cette information est très utile pour corriger les effets de l'extinction et déduire les paramètres de la structure galactique. Cette technique fournit également la distribution tridimensionnelle de la poussière dans la Galaxie - un outil qui peut être utilisé avec les observations de la poussière pour contraindre les paramètres physiques de celles-ci. La poussière joue un rôle fondamental dans l'équilibre thermique du milieu interstellaire ainsi que dans la formation de molécules jusqu'à la formation stellaire.

Ma thèse porte donc sur deux grands domaines de l'astrophysique : à la fois la structure galactique et le milieu interstellaire. Je présenterai, dans le chapitre 1, la Voie Lactée, le milieu interstellaire ainsi que les techniques utilisées pour déduire l'extinction interstellaire (et quelques résultats). La technique que j'ai développée pour cette

thèse exploite des données stellaires en utilisant un modèle de la Galaxie. Ces deux éléments seront présentés dans le chapitre 2. Le chapitre 3 est dédié à la description de la méthode et ses incertitudes et biais éventuels. Le reste de la thèse décrit les résultats et les applications de la méthode que j'ai développée. Mon étude est la première de ce genre - les applications de la méthode développée sont nombreuses :

- Elle a fourni directement une estimation de l'extinction en fonction de la distance. Le résultat est un cube de données qui donne l'extinction totale en fonction des coordonnées galactiques (l, b) et de la distance héliocentrique. Dans le chapitre 4, je présente ce cube de données sous forme de cartes que je compare avec d'autres estimations de l'extinction. Une première carte dans la bande K_s pour $|l| \leq 100^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$ est actuellement en ligne (VizieR : J/A+A/453/635).
- Elle a apporté de nouvelles informations sur la structure de la Voie Lactée. Des contraintes ont été apportées sur des caractéristiques connues telles que le gauchissement, l'évasement et la structure spirale de la Galaxie. Une nouvelle découverte, la détection de l'extinction des traînées de poussière autour de la barre stellaire, sera le sujet d'un prochain article. Toutes ces structures sont décrites dans le chapitre 5.
- Elle a permis de construire une carte tridimensionnelle de l'émission en infrarouge lointain de la poussière. L'extinction tridimensionnelle fournit la position de la poussière sur la ligne de visée. En utilisant un modèle de poussière et un modèle du champ de rayonnement interstellaire, l'émission venant de ces grains peut être calculée. Dans le chapitre 6 je présente la méthode pour créer une carte de cette émission et je montre comment cette carte peut être utilisée pour caractériser les propriétés de la poussière dans le milieu interstellaire.
- Elle a attribué une distance et une masse à des centaines d'IRDCs (en anglais, Infrared Dark Clouds). Cette classe d'objet présente de l'extinction mesurable jusqu'à dans l'infrarouge moyen. Les IRDCs sont donc des objets denses et sont soupçonnés d'être le site de la formation d'étoiles massives. Néanmoins, ces objets restent méconnus. Dans la section 7.1, je montre comment j'ai attribué une masse et une distance à plus de 400 IRDCs - un ordre de magnitude au dessus des estimations existantes. Je trouve que ces nuages ont une distribution en masse similaire à celles des nuages moléculaires dans la Galaxie interne.
- Elle a estimé la densité des étoiles du bulbe qui sera observée par la mission spatiale Gaia. La confusion de sources dans les instruments est un paramètre important pour la télémétrie et le développement d'algorithmes d'extraction de données. Dans la section 7.2, je présente la mission Gaia et les régions du bulbe qui seront observables par cette mission.

Un travail de recherche n'est, bien-sûr, jamais fini. Plusieurs aspects de ces travaux pourraient être approfondis ou adaptés pour obtenir de nouveaux résultats. D'autres applications sont envisagées et seront exposées tout au long de cette thèse.

Chapitre 1

Étude de la Voie Lactée à travers l'extinction

Sommaire

1.1 Notre Galaxie - La Voie Lactée	1
1.1.1 Historique - notre place dans l'univers	2
1.1.2 La taille de la Galaxie	2
1.1.3 Structures stellaires galactiques	3
1.1.4 Populations d'étoiles	4
1.2 Milieu Interstellaire	7
1.2.1 État du gaz - les phases du milieu interstellaire	8
1.2.2 Extinction par les poussières interstellaires	9
1.2.3 Origine et composition des poussières	13
1.2.4 Émission dans l'infrarouge venant des poussières	14
1.3 Détermination de l'extinction	17
1.3.1 Techniques employées	17
1.3.2 Cartes existantes	18

1.1 Notre Galaxie - La Voie Lactée

La Voie Lactée est la galaxie dans laquelle se trouve notre Soleil. Elle forme un disque d'étoiles plat, avec un composant plus sphéroïdal au centre. On comprend maintenant que cette galaxie se trouve parmi des milliards d'autres galaxies dans l'univers observable. Elle est particulière en revanche, car nous nous trouvons à l'intérieur. Ce fait a deux conséquences pour l'astronomie observationnelle. D'une part, nos observations de la Galaxie à grande échelle sont gênées par la confusion de sources sur les lignes de visée qui traversent le plan galactique. En effet, avec 200-300 milliards d'étoiles dans la Voie Lactée, nous avons du mal à séparer la forêt des arbres. D'autre part, nous avons l'opportunité d'observer une galaxie avec une résolution non atteignable pour les autres galaxies, en raison de leurs grandes distances. Au final, les observations de notre Galaxie sont complémentaires de celles des autres galaxies.

Vitesse orbitale solaire	$V_0 = 220 \pm 10 (R_0/8 \text{ kpc}) \text{ km s}^{-1}$
Distance soleil - centre	$R_0 = 8.0_{-1.0}^{+0.5} \text{ kpc}$
Masse	$M(< 10 \text{ kpc}) = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{11} M_\odot$ $M(< 100 \text{ kpc}) = (7.0 \pm 2.5) \times 10^{11} M_\odot$
Luminosité	$L = 3_{-1}^{+2} \times 10^{10} L_\odot$
Masse stellaire	$M_* \sim (4 \pm 2) \times 10^{10} M_\odot$
Masse interstellaire	$M_{\text{MIS}} \sim (7 \pm 3) \times 10^9 M_\odot$
Taux de formation stellaire	$TFS = 2 \pm 1 M_\odot \text{ an}^{-1}$
Type Hubble	SB(r)bc pec

TAB. 1.1 – Résumé de certains paramètres galactiques. Source : Kennicutt (2001)

Nous arrivons à obtenir une vue globale de la structure galactique en observant des galaxies vues de l'extérieur, et nous pouvons aussi disséquer la nôtre depuis l'intérieur.

1.1.1 Historique - notre place dans l'univers

Dans l'histoire de l'Homme, le Soleil a été l'objet de nombreuses polémiques quant à sa position dans l'univers. Pendant longtemps l'Homme croyait que la Terre était le centre de l'univers et que le Soleil tournait autour de lui. Ensuite, Copernic a argumenté que le Soleil était le centre de l'univers et que c'était au contraire la Terre qui tournait autour du Soleil. Avec le développement du télescope, Galilée a montré que la bande de lumière traversant le ciel, la Voie Lactée, n'était en fait qu'un grand nombre d'étoiles, trop confondues pour être résolues à l'oeil nu. Enfin, Emmanuel Kant a été le premier à proposer l'hypothèse que le Soleil fait partie, avec ce grand nombre d'étoiles, d'un système que l'on appelle la Voie Lactée.

1.1.2 La taille de la Galaxie

Depuis, nos observations ont été améliorées par des télescopes de plus en plus grands. Kapteyn (1922) a proposé un système galactique basé sur des observations de densité d'étoiles. Il a observé que le nombre d'étoiles par volume diminue en fonction de la distance au Soleil. Il en a conclu que le Soleil se trouvait près du centre galactique (à 650 pc) et que toute la Galaxie faisait moins de 15 kpc de large. A la même époque, H. Shapley a développé un autre modèle de la Galaxie en observant des amas globulaires. Les observations de Shapley ont montré que la distribution des amas globulaires était symétrique en latitude mais qu'il y avait beaucoup plus d'amas vers la constellation du Sagittaire. En supposant que la distribution d'amas globulaires était symétrique par rapport au centre, cette dissymétrie en longitude ne pourrait être expliquée que si le Soleil était loin du centre, qui serait dans la direction du Sagittaire. Shapley a estimé la distance par rapport au centre de la distribution d'amas, et donc le centre de la Galaxie, à 15 kpc. La taille de la Galaxie, selon Shapley, était d'environ 100 kpc.

Depuis nous avons accès à des observations de plus en plus précises. Néanmoins, plusieurs caractéristiques de la Galaxie à grande échelle restent mal connues. Un résumé de certains paramètres galactiques est donné dans le tableau 1.1.

1.1. Notre Galaxie - La Voie Lactée

Certains de ces paramètres ont des incertitudes de l'ordre de $\sim 50\%$. La grande chaîne de caractères dans la classification de Hubble témoigne à la fois de l'incertitude sur la morphologie galactique et du détail avec lequel nous observons notre propre Galaxie. Dans ce chapitre je vais décrire brièvement les différentes structures et composants de la Galaxie afin de mieux interpréter les résultats de mon étude sur la distribution tridimensionnelle de la poussière interstellaire.

1.1.3 Structures stellaires galactiques

Notre Galaxie est une galaxie spirale composée d'un disque d'étoiles aplati, un bulbe d'étoiles sphéroïdal en son centre et un halo d'étoiles diffus. Cette séparation est, bien-sûr, une simplification. L'objectif d'une telle séparation est d'essayer de comprendre la formation et l'évolution de la Galaxie en associant des étoiles ayant des caractéristiques similaires à des régions spécifiques de la Galaxie. Ci-dessous, j'approfondis cette simplification en décrivant les composants galactiques un par un.

Le disque

Le disque de la Galaxie est sûrement l'endroit le plus dynamique de la Galaxie. Il est composé d'un mélange de jeunes et de vieilles étoiles ayant une grande gamme de métallicité, vitesse et luminosité. En effet, c'est dans le disque que la formation stellaire est la plus élevée, ce qui explique la grande gamme de propriétés stellaires observée.

Ce disque d'étoiles n'est pas axisymétrique. Plusieurs études ont montré que le disque est gauché, c'est à dire que le plan moyen ne se trouve plus à $b = 0^\circ$. Ce gauchissement ('warp' en anglais) est positif vers les longitudes positives (plan moyen à $b > 0^\circ$), et négatif vers les longitudes négatives (plan moyen à $b < 0^\circ$). De plus, une augmentation de l'échelle de hauteur du disque est observée à grand rayon galactocentrique. Cette augmentation est appelée évasement, ou 'flare' en anglais. Le disque mince subit une coupure vers $R \sim 15$ kpc du centre.

Des observations ont mis en évidence une relation entre l'âge et la dispersion de vitesse des étoiles (Gomez et al., 1997), c'est à dire la vitesse perpendiculaire au plan. De plus, la dispersion de vitesse est anti-corrélée avec la métallicité des étoiles (Stromgren, 1987). Cette relation âge-vitesse peut être expliquée par le réchauffement du disque stellaire par les bras spiraux (Jenkins & Binney, 1990; De Simone et al., 2004), ou par une collision tôt dans l'histoire de la Voie Lactée (Wyse et al., 2006). Les étoiles ayant les dispersions en vitesse les plus élevées sont celles qui s'étendent le plus loin du plan $b = 0^\circ$. Le disque est donc supposé être la somme de deux composants : le disque mince avec ses étoiles de tous âges confondus et relativement riches en métaux, et le disque épais avec ses étoiles vieilles et plutôt pauvres en métaux qui s'étend plus loin du plan $b = 0^\circ$.

Le bulbe

Le bulbe est la partie centrale de la Galaxie, il est composé d'étoiles vieilles contenues dans un rayon de 2-3 kpc. Historiquement le bulbe était difficile à observer à cause de la grande quantité de poussière entre le soleil et le centre galactique. Les observations en radio, infrarouge et rayons X nous fournissent la plupart de l'information

sur le bulbe. Les études en optique sont limitées à des fenêtres de basse extinction telle que la célèbre fenêtre de Baade (Baade & Gaposchkin, 1963).

Le bulbe présente une forme triaxiale (Dwek et al., 1995; Freudenreich, 1998; Picaud & Robin, 2004), il est souvent appelé la barre et sera le sujet de §5.2. Néanmoins il existe parfois une confusion dans la littérature. Certains auteurs (Hammersley et al., 2000; Picaud et al., 2003; Lopez-Corredoira et al., 2006, par exemple) ont identifié une structure de barre autre que le bulbe galactique. Cette structure a été mise en évidence par l'observation d'une surdensité d'étoiles vers $l = 27^\circ$; elle pourrait être la prolongation du bulbe allongé. Cette barre longue n'a pas la même orientation que le bulbe allongé mais a un angle par rapport à la ligne Soleil-Centre de plus de 40° .

Le halo

Le halo galactique est une sphéroïdale aplatie avec un rayon d'à peu près 30 kpc. La luminosité de ce composant représente $\sim 3\%$ de la luminosité de la Galaxie, ce qui nécessite l'observation d'étoiles individuelles pour l'étudier. Les étoiles dans ce composant et sont regroupées dans des amas globulaires ainsi que dans une partie diffuse. Ces étoiles suivent des orbites très elliptiques mais n'ont pas d'orbite commune; elles se distinguent par leurs hautes vitesses relatives au soleil.

Finalement, pour certaines lignes de visée nous observons des débris de fusions de galaxies satellites avec la Voie Lactée. Un exemple récent, et la plus proche observée, est la galaxie naine du Sagittaire ($l = 5.5^\circ, b = -14^\circ, d \sim 27$ kpc; Ibata et al., 1994). Les étoiles dans ces galaxies peuvent être résolues et donc se trouvent avec les étoiles de notre Galaxie dans les relevés stellaires galactiques. En plus, les étoiles dans les nuages de Magellan sont aussi résolues dans les relevés stellaires galactiques; le Large Magellenic Cloud (LMC) qui se trouve à $l \sim 280^\circ, b \sim -30^\circ$, et $d \sim 55$ kpc et le Small Magellenic Cloud (SMC) qui se trouve à $l \sim 303^\circ, b \sim -44^\circ$, et $d \sim 65$ kpc.

1.1.4 Populations d'étoiles

La Galaxie est composée d'une large gamme d'étoiles de différentes températures, couleurs, tailles, métallicités et luminosités. Il existe différents processus physiques qui expliquent les relations entre ces différentes caractéristiques. Une étude approfondie de la structure et de l'évolution stellaire n'est pas l'objectif de cette thèse, mais la compréhension de certaines bases est nécessaire pour pouvoir bien manipuler les observations.

L'étude des propriétés des étoiles se fait à travers la classification de ces dernières. Le système couramment utilisé est le système MK (Morgan et al., 1943). Une étoile observée est comparée à des étoiles standard afin de déterminer sa luminosité ainsi que l'intensité de différentes raies spectrales. Les types spectraux des étoiles des plus chaudes aux plus froides sont, O, B, A, F, G, K, M. Ce classement non évident des lettres est dû au fait que les lettres ont été attribuées à des types spectraux avant que la physique des atmosphères ait été bien comprise. De plus, chaque type spectral est classé en dix sous-groupes de 0 à 9. Les classes de luminosité sont elles plus cohérentes: I(supergéantes), II(géantes lumineuses), III(géantes normales), IV(sous-géantes) et V(naines).

1.1. Notre Galaxie - La Voie Lactée

Classe de luminosité	O	B	A	F	G	K	M	Totale
Géantes et supergéantes				-0.3	0.2	0.6	-0.6	0.8
Séquence principale	-3.6	0.0	0.7	1.4	1.8	2.0	2.8	2.9
Naines blanches		1.8	2.0	1.7	1.7	1.4		2.4

TAB. 1.2 – Densité des étoiles par type spectral dans un volume de 10^4pc^3 dans la Voie Lactée. Les valeurs représentent le logarithme du nombre d'étoiles plus brillantes que $M_V = 16$. Source : Binney & Merrifield (1998) avec des données d'Allen (1973).

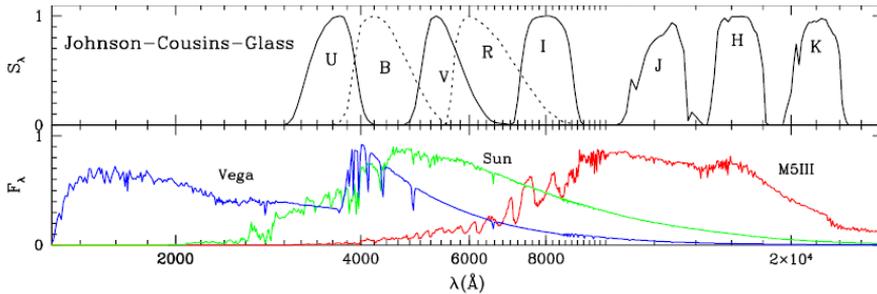


FIG. 1.1 – Filtres de Johnson-Cousins UBVRJHK et, sur la même échelle de longueurs d'onde, les spectres normalisés d'une étoile jeune, du soleil et d'une vieille étoile. Source : Girardi et al. (2002)

Donc une étoile classée M5III est une géante froide et une autre classée O1V est une naine chaude. Le nombre relatif des différents types d'étoiles dans la Voie Lactée est présenté dans le tableau 1.2.

Le signal que l'on mesure d'une étoile est le résultat de la convolution du spectre de l'étoile avec le filtre de la bande photométrique utilisée. Ce flux est néanmoins très peu utilisé - les astronomes ont l'habitude d'utiliser les magnitudes apparentes à la place. La couleur d'une étoile est tout simplement la différence entre les magnitudes apparentes mesurées avec deux filtres différents. Les spectres de trois étoiles différentes sont présentés avec les filtres photométriques de Johnson-Cousins dans la figure 1.1.

La couleur d'une étoile nous donne de l'information sur la forme du spectre et donc sur la température effective. La mesure d'une couleur aide à identifier le type d'étoile - par exemple, on voit dans la figure 1.1 qu'une géante rouge (M5III) a une couleur ($B - V$) négative mais une couleur ($J - K$) positive (et élevée). En revanche, une étoile chaude (Vega) a une couleur ($B - V$) élevée mais une couleur ($J - K$) proche de zéro (cf Tab.1.3).

Évolution stellaire

Une étoile traverse plusieurs stades d'évolution pendant sa vie, donc sa magnitude et sa couleur ne sont pas statiques. Cette évolution dépend principalement de la masse initiale de l'étoile - plus elle est massive, plus son évolution est rapide. En observant un grand nombre d'étoiles nous sondons donc tous les stades d'évolution stellaire. Nous devons connaître les différents stades d'évolutions observés pour pouvoir en tirer de l'information à partir des observations. C'est pourquoi je vais maintenant passer en

Naines			Géantes		
Cl. MK	M_V	(J-K)	Cl. MK	M_V	(J-K)
O3	-6.0	-0.14			
K0	5.9	0.44	K0	0.7	0.57
K5	7.4	0.67	K5	-0.2	0.90
M0	8.8	0.70	M0	-0.4	0.93
M5	12.3	0.80	M5	-0.3	0.97

TAB. 1.3 – Couleur moyenne des étoiles selon leur type spectral. Source : Binney & Merrifield (1998).

revue les principaux types d'étoiles observées.

La séparation entre les différents stades évolutifs des étoiles est très nette dans un diagramme où la magnitude absolue est présentée en fonction de la couleur intrinsèque des étoiles. Un exemple de diagramme couleur magnitude est présenté dans la figure 1.2. La magnitude absolue est déterminée par la magnitude apparente, la distance aux étoiles, et l'extinction interstellaire. La distance aux étoiles dans la figure 1.2 vient de la parallaxe mesurée par Hipparcos. Si la parallaxe n'est pas disponible, on peut observer une population d'étoiles où les étoiles sont supposées être toutes à la même distance (par exemple les amas globulaire). Plusieurs régions sont indiquées dans la figure 1.2 et seront exposées par la suite.

Les naines

Une naine est une étoile sur la séquence principale. Elle produit son énergie en convertissant de l'hydrogène en hélium par fusion nucléaire. Un relevé d'étoiles pour $M_V < 16$ montre que la Galaxie est dominée par les naines (Allen, 1973), et parmi celles-ci, les plus nombreuses sont du type spectral K ou M. Ceci vient du fait que la Fonction de Masse Initiale (FMI) prédit que le pic de distribution de masse initiale des étoiles se trouve vers $M \sim 0.2M_\odot$ (Scalo, 1986). Ces étoiles ne sont pas observables à de grandes distances en raison de leur faible luminosité. De ce fait, les naines que nous observons sont toujours des étoiles proches.

Les géantes rouges

Quand une étoile épuise l'hydrogène dans son noyau, elle devient une géante rouge. Elle est plus rouge, son rayon devient plus grand et sa luminosité augmente d'un facteur de 10-30. Juste après l'épuisement de l'hydrogène dans le noyau il reste une enveloppe de fusion de l'hydrogène autour du noyau. L'étoile est donc une étoile sur la branche des géantes rouges (RGB, Red Giant Branch). Cette fusion dépose de l'hélium sur le noyau qui peut devenir assez dense et chaud pour déclencher la fusion de l'hélium. L'étoile est maintenant sur la branche horizontale (HB, horizontal branch), parallèle à la séquence principale. Pour une population riche en métaux, l'étoile appartient à un groupe d'étoile que l'on appelle le "clump". Ce nom vient de l'aspect de groupe sur un diagramme couleur magnitude. Quand l'hélium dans le noyau est épuisé, et la fusion de l'hélium se fait dans une coquille, l'étoile est sur la branche asymptotique (AGB, Asymptotic Giant Branch).

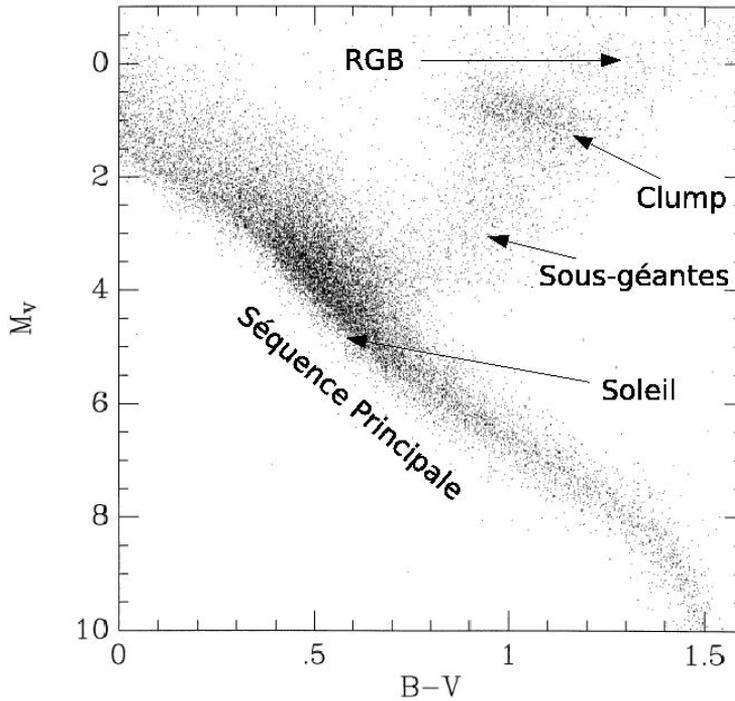


FIG. 1.2 – Diagramme couleur magnitude de Hipparcos.

Revenons aux étoiles du clump. La faible dispersion en couleur et en magnitude rend la tâche de déterminer leur distance plus facile. Udalski (2000) a montré que la magnitude absolue de ces étoiles n'est pas corrélée avec la métallicité. Leur calibration dans le voisinage solaire pour déterminer des distances plus élevées est donc possible. Elles sont observables à de grandes distances grâce à leurs luminosités élevées. Plusieurs études ont été menées en utilisant les distances aux étoiles du clump pour l'orientation du bulbe galactique (Stanek et al., 1997; Babusiaux & Gilmore, 2005) et la détermination de la distance au centre galactique (Nishiyama et al., 2006) entre autres.

1.2 Milieu Interstellaire¹

L'espace entre les étoiles de la Galaxie n'est pas vide, il est rempli de gaz de très faible densité dans lequel sont mélangées de petites particules solides. Ce milieu constitue à peu près 5% de la masse des étoiles dans la Galaxie, qui est elle-même composée majoritairement d'hydrogène (plus de 70% de sa masse).

¹ Ceci est un résumé d'informations trouvées dans les excellents ouvrages de Lequeux (2002) et Dopita & Sutherland (2003)

Composant	T(K)	$n_H \text{ cm}^{-3}$	Vol (%)
Milieu Moléculaire (MM)	20	$> 10^3$	~ 1
Milieu Neutre Froid (CNM)	100	20-60	1 – 4
Milieu Neutre Tiède (WNM)	6000	0.3	30 – 60
Milieu Ionisé Tiède (WIM)	6000-12000	< 1	~ 20
Milieu Ionisé Chaud (HIM)	$> 10^6$	$< 10^{-2}$	20 – 50

TAB. 1.4 – Caractéristiques des différentes phases du milieu interstellaire selon Dopita & Sutherland (2003).

1.2.1 État du gaz - les phases du milieu interstellaire²

On caractérise le milieu interstellaire par différentes phases selon la température et densité du gaz et l'état de l'hydrogène présent : moléculaire, atomique neutre ou atomique ionisé. L'origine de ces phases est expliquée par des explosions de supernovae dans un milieu hétérogène (McKee & Ostriker, 1977). Les caractéristiques des milieux selon cette explication sont présentées dans le tableau 1.4. Dopita & Sutherland (2003) divisent le milieu interstellaire en cinq phases :

1. Le Milieu Moléculaire (Molecular Medium, MM)

Cette phase est concentrée en nuages et occupe donc une très faible partie du milieu interstellaire. En revanche, elle contient 30-60% de sa masse grâce à sa forte densité. L'intérieur de ces nuages, où $A_V \sim 10$, est protégé du rayonnement stellaire. Dans ces coeurs sombres, le réchauffement de ce milieu est dû principalement à l'impact des rayons cosmiques sur les grains et aux collisions gaz-grains. Les nuages moléculaires contiennent des coeurs pré-stellaires, protégés du milieu extérieur. Les raies de la molécule de CO permettent de tracer ces nuages denses, car la molécule H_2 est difficilement observable (transitions électroniques dans l'ultraviolet, transitions ro-vibrationnelles dans l'infrarouge moyen et donc pas observable depuis le sol).

2. Le Milieu Neutre Froid (Cold Neutral Medium, CNM)

La phase neutre froid est composée de nuages, filaments ainsi que des surfaces planes Heiles & Troland (2003). Cette phase occupe une partie plus importante du milieu interstellaire que les nuages moléculaires mais reste peu volumineuse. On détecte cette phase en absorption à travers la raie 21 cm.

3. Le Milieu Neutre Tiède (Warm Neutral Medium, WNM)

La phase neutre la plus chaude, est observée à l'aide de la raie 21 cm en émission. Elle occupe un grand volume du milieu interstellaire mais elle est peu dense. La source principale du réchauffement du milieu neutre (CNM et WNM) est l'émission photoélectrique des PAHs après absorption du rayonnement stellaire.

4. Le Milieu Ionisé Tiède (Warm Ionised Medium, WIM)

La naissance de nouvelles étoiles massives dans le milieu interstellaire crée des régions de gaz ionisées autour d'elles. Ces régions HII sont les endroits où se trouve la plupart du gaz dans la phase WIM. Reynolds (1989) observe du gaz

²Une revue récente des phases du milieu interstellaire peut être trouvée dans Cox (2005)

1.2. Milieu Interstellaire

ionisé en couche hors du plan, qui représente un plus grand volume que toutes les régions HII.

5. Le Milieu Ionisé Chaud (Hot Ionised Medium, HIM)

La propagation de chocs issus de supernovae est responsable de la température élevée de cette phase du milieu interstellaire. Les chocs se propagent plus facilement dans un milieu peu dense et peuvent répartir de l'énergie sur de grands volumes dans la Galaxie. De plus, le temps de refroidissement du gaz est long. Ces deux derniers points expliquent pourquoi cette phase occupe un grand volume de la Galaxie.

L'extinction par le gaz interstellaire est observée uniquement à travers des raies - il ne produit pas d'extinction continue. En revanche, la poussière est la source de l'extinction interstellaire qui éteint et rougit les observations stellaires.

1.2.2 Extinction par les poussières interstellaires

L'étude des poussières interstellaires est une activité relativement récente. Au 18^e siècle, l'astronome britannique Sir William Herschel, a observé des nuages de poussière dans le ciel mais il les a pris pour des trous dans la distribution d'étoiles dans le ciel. Les premières photographies de longue exposition dans le ciel ont démontré que ces "trous" étaient partout. Barnard (1919) a émis l'hypothèse que ces trous étaient en fait des nuages de matière. Pour bien interpréter les observations stellaires, ces dernières doivent être corrigées de l'effet de ces nuages de poussière. Pendant longtemps, le but d'étudier la poussière était uniquement de minimiser la gêne occasionnée par ce brouillard interstellaire. Depuis ces 40 dernières années environ, l'étude de ces grains de poussière a sensiblement évolué. Je vais donc maintenant décrire plus en détail comment on détecte les propriétés des grains et pourquoi cela nous intéresse plus aujourd'hui qu'au début du siècle dernier.

L'atténuation de l'intensité de la radiation électromagnétique par les poussières est en fait la somme de deux processus physiques : l'absorption et la diffusion. La combinaison de ces deux processus est appelée l'extinction, qui a pour effet d'enlever des photons sur la ligne de visée et de rendre les sources observées moins intenses. De plus, l'extinction est plus forte pour les courtes longueurs d'onde, ce qui a pour conséquence de rendre les sources plus rouges. Les premiers indices sur la matière diffuse, donc pas confinée dans des nuages, sont issus de l'étude sur les amas ouverts de Trumpler (1930). En supposant d'abord qu'il n'y avait pas d'extinction, la distance aux amas a été estimée en utilisant les étoiles les plus brillantes de l'amas. Trumpler (1930) a trouvé que la taille réelle de ces amas, calculée à partir de leur taille angulaire et de l'estimation de leur distance, augmente en fonction de la distance au soleil. En rejetant la possibilité que le soleil occupe un endroit privilégié dans notre Galaxie, ceci ne peut être expliqué que par l'existence de l'extinction diffuse partout dans le milieu interstellaire.

Extinction par des grains sphériques

L'émission sortant d'un nuage de poussière ($I(\lambda, \tau)$) par rapport à celle qui est entrée dans le nuage est :

$$I(\lambda, \tau) = I_0(\lambda) e^{-\tau_{ext}} \quad (1.1)$$

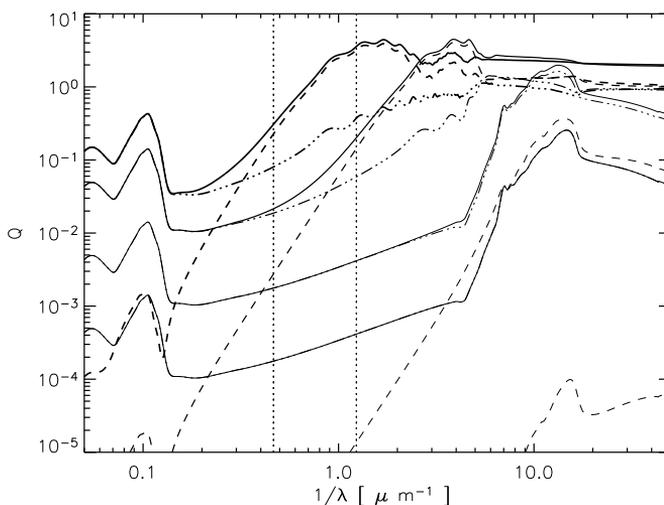


FIG. 1.3 – Efficacité d'extinction (ligne continue), d'absorption (points et tirets) et de diffusion (tirets) pour des grains silicatés et pour différentes tailles de grain : $0.3\mu\text{m}$, $0.1\mu\text{m}$, $0.01\mu\text{m}$ et $0.001\mu\text{m}$. L'épaisseur du trait est proportionnelle à la taille du grain. Les deux lignes noires en pointillés montrent la longueur d'onde centrale des bandes photométriques K_s (gauche) et I (droite).

où τ_{ext} est appelé la profondeur optique, celle-ci est la somme des deux processus introduits ci-dessous : $\tau_{\text{ext}} = \tau_{\text{abs}} + \tau_{\text{diff}}$. On peut définir une efficacité d'absorption Q_{abs} et de diffusion Q_{diff} qui sont le rapport entre la section efficace d'absorption ou de diffusion et la taille géométrique du grain. Par exemple, pour un grain sphérique de rayon a , de section efficace d'absorption σ_{abs} , l'efficacité d'absorption est $Q_{\text{abs}} = \sigma_{\text{abs}} / (\pi a^2)$. Le résultat de la théorie de Mie ³, avec la limite de Rayleigh (grains de taille inférieure à la longueur d'onde), on a :

$$Q_{\text{abs}} = -4 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right) \text{Im} \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right] \quad (1.2)$$

$$Q_{\text{diff}} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]^2 \quad (1.3)$$

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{abs}} + Q_{\text{diff}} \quad (1.4)$$

où a est le rayon du grain, et $m = n - ik$ est son indice de réfraction complexe. On voit donc que $Q_{\text{abs}} \propto \lambda^{-1}$ et $Q_{\text{diff}} \propto \lambda^{-4}$ ce qui veut dire que l'absorption domine quand $a \ll \lambda$ et que la diffusion domine quand $\lambda \sim 2\pi a$. Avec les efficacités définies dans l'équation 1.2, on peut définir l'albédo qui est le rapport entre les efficacités de diffusion et d'extinction $Q_{\text{diff}} / Q_{\text{ext}}$.

Dans la figure 1.3 sont présentées, pour des grains silicatés, les efficacités d'extinction (ligne continue), d'absorption (points et tirets) et de diffusion (tirets) pour différentes tailles de grain : $0.3\mu\text{m}$, $0.1\mu\text{m}$, $0.01\mu\text{m}$ et $0.001\mu\text{m}$. Les deux bandes larges

³La théorie de Mie a été utilisé par van de Hulst (1957) pour étudier l'absorption et la diffusion des ondes électromagnétiques par des petites particules sphériques.

1.2. Milieu Interstellaire

photométriques K_s et I , utilisées dans la suite de ce travail, sont montrées en ligne pointillée. Les gros grains sont, de loin, les plus efficaces à absorber et à diffuser l'émission dans ces deux bandes. En revanche, pour calculer l'extinction totale dans une bande due à des grains avec une distribution en taille, il faut prendre en compte l'abondance relative des différents grains présentés dans la figure 1.3. Ceci est fait avec des modèles de poussière - dont certains sont exposés dans le chapitre 6. Néanmoins, en sachant que de très petits grains ($0.001\mu\text{m}$) sont trois ordres de magnitude plus abondants que les gros grains ($0.3\mu\text{m}$), on voit dans la figure 1.3 que les très petits grains contribuent au plus $\sim 10\%$ de l'extinction dans les bandes V et I .

Ces calculs aident à la compréhension de la nature des grains. Néanmoins, nous avons des indications que les grains dans le milieu interstellaire ne sont pas sphériques. L'observation de l'absorption du rayonnement par la poussière montre que la radiation est polarisée. Le spectre de polarisation suit une loi en $\lambda^{-\alpha}$ avec $1.5 < \alpha < 2.0$ (Martin & Whittet, 1990) sur laquelle sont superposés deux pics centrés à environ 3 et $10\mu\text{m}$. Ces derniers sont associés à l'absorption par la glace et par des silicates, respectivement. Ceci nous fournit de l'information sur leurs formes : les grains doivent être allongés car des grains sphériques ne peuvent pas polariser la radiation électromagnétique. De plus, cette polarisation nécessite un alignement des grains par le champ magnétique galactique.

Variation de l'extinction avec la longueur d'onde

L'observation de la variation de l'extinction en fonction de la longueur d'onde nous montre que les grains de poussière dans le milieu interstellaire ont une gamme de différentes tailles allant du nm jusqu'au μm . La loi qui décrit la dépendance de l'extinction sur la longueur d'onde de la radiation électromagnétique s'appelle la loi d'extinction. Cette loi est à peu près constante dans le milieu interstellaire diffus. Néanmoins, elle peut varier selon l'état du milieu traversé - ces variations sont liées à la distribution en taille des grains. La loi d'extinction est souvent déterminée en utilisant la méthode "pair" où les spectres de deux étoiles du même type spectral sont comparés, une rouge et une non-rouge. Les différences entre les spectres sont supposées être dues à l'extinction et donnent directement la dépendance de l'extinction sur la longueur d'onde. En général, les deux étoiles ne se trouvent pas à la même distance. Par conséquent, le flux dans les étoiles est normalisé, le plus souvent dans la bande V . La différence des spectres normalisés ne donne pas l'extinction totale, mais l'excès de couleur ou l'extinction sélective : $E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V$.

Mathis et al. (1977) ont utilisé des observations de la loi d'extinction (pour $0.11 < \lambda < 1\mu\text{m}$) pour déterminer la distribution en taille des grains qui éteignent la lumière stellaire. En utilisant un mélange de différents matériaux, ils constatent que la distribution de la taille des grains (a) suit une loi de puissance :

$$\frac{dn(a)}{da} \propto a^{-\alpha} \quad (1.5)$$

où $\alpha \sim 3.5$ est à peu près constant pour les différents matériaux. En revanche, les plus petites et plus grandes tailles dans leur distribution dépendent du matériel. Pour le carbone, ils trouvent $0.005 < a < 1\mu\text{m}$ et pour les autres ils trouvent $0.025 < a < 0.25\mu\text{m}$. Cette distribution en taille est communément nommée la distribution MRN.

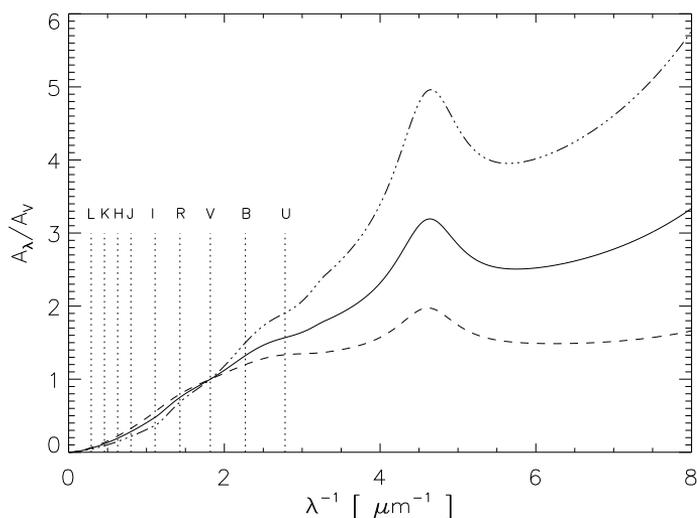


FIG. 1.4 – Courbe d'extinction pour différentes valeurs de R_V selon les fonctions analytiques de Cardelli et al. (1989). Les trois valeurs de R_V montrées sont : 2.0 (ligne points-tirets), 3.1 (ligne continue), 5.0 (tirets). Les lignes pointillées montrent les longueurs d'onde centrales des filtres photométriques Johnson-Cousins.

Pour comparer la variation de l'extinction (ou l'excès de couleur) en fonction de la longueur d'onde sur différentes lignes de visée il faut une deuxième normalisation car les deux lignes de visée ne contiennent pas forcément la même quantité de poussière. La normalisation la plus utilisée est aussi la plus simple à obtenir, c'est à dire l'excès de couleur dans le visible ($E(B - V)$). Cette normalisation nous donne la forme la plus utilisée de la loi d'extinction : $E(\lambda - V)/E(B - V)$.

Cardelli et al. (1989) trouvent que la courbe d'extinction peut être caractérisée par un seul paramètre - le rapport d'extinction total sur l'extinction sélective :

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)}. \quad (1.6)$$

Ils ont fait ceci en ajustant des formules analytiques sur des observations dans le milieu interstellaire. Le résultat de leur équation analytique pour trois valeurs de R_V est présenté dans la figure 1.4. On peut noter que les variations de l'extinction dues à la valeur de R_V sont beaucoup plus importante dans l'ultraviolet que celles dans l'infrarouge.

La courbe d'extinction nous fournit d'autres informations sur la nature des grains en plus de leur taille. Fitzpatrick & Massa (1986, 1988) ont montré que les courbes d'extinction (en fonction de $1/\lambda$) obtenues avec les données de la mission International Ultraviolet Explorer (IUE) peuvent être décrites comme une combinaison linéaire de trois composants : un profil Lorentzien à 2175\AA ($4.6\mu\text{m}^{-1}$), une croissance non-linéaire dans l'UV et une croissance linéaire tout le long de la courbe. Ces trois parties de la courbe sont attribuées à des grains de composition différentes (silicates, carbone, Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs)). La quantité de matière disponible pour chaque population de grains est néanmoins contrainte par les abondances observées.

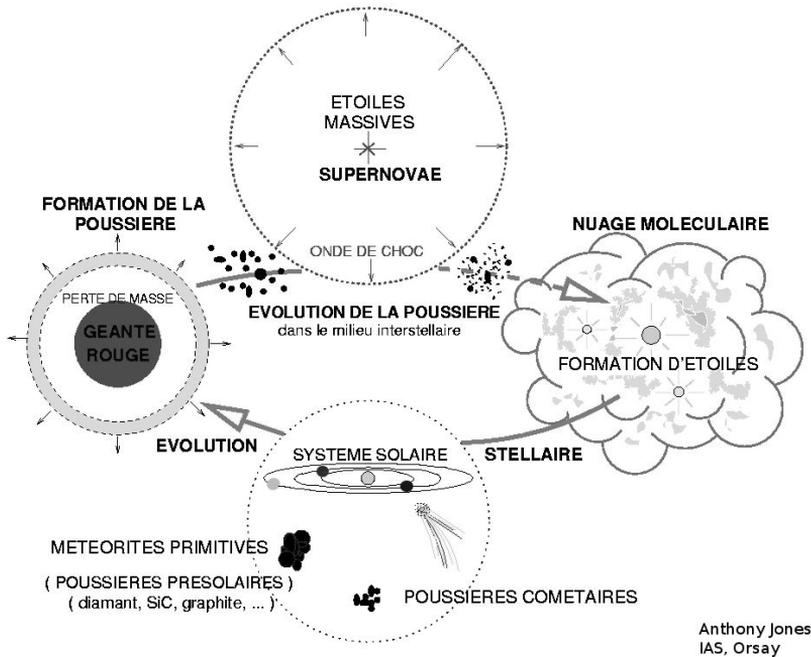


Fig. 1.5 – Cycle de vie de la poussière dans le milieu interstellaire. La poussière se forme dans l’atmosphère des étoiles évoluées, subit plusieurs processus d’évolution dans le milieu interstellaire, aide à la formation d’étoiles en protégeant les coeurs denses des photons UV et s’intègre dans de nouveaux systèmes stellaires.

1.2.3 Origine et composition des poussières

Les étoiles forment des éléments de plus en plus lourds au cours de leur vie. Les poussières, issues de cette formation d’éléments lourds, se forment dans l’atmosphère d’étoiles évoluées (RGB/AGB) mais aussi dans les supernovae. Néanmoins, il y a des indices que la formation se poursuit dans le milieu interstellaire (Draine, 2003). Plusieurs processus agissent pour modifier l’état de la poussière dans le milieu interstellaire, par exemple la coagulation entre grains, des collisions grain-grain qui les fragmentent, des collisions gaz-grain qui arrachent des atomes du grain (sputtering en anglais). Ces grains aident à la formation stellaire en protégeant les coeurs denses des photons énergétiques. Une fois une étoile formée, les poussières sont assimilées dans les planètes, les comètes ainsi que dans diverses formes de vie (au moins sur la Terre). A la fin de la vie de l’étoile, cette poussière est recyclée dans le milieu interstellaire pour former de nouvelles étoiles.

La composition des poussières interstellaires est déterminée en calculant d’abord l’abondance des éléments dans le gaz. L’abondance d’un élément dans le gaz interstellaire est la quantité de cet élément par rapport à l’hydrogène et s’écrit :

$$A(X) = 12 + \log \frac{N(X)}{N(H)} \quad (1.7)$$

où $N(H)$ est la densité de colonne d’hydrogène et $N(X)$ est celle de l’élément pour le-

quel on mesure l'abondance. Le 12 vient du fait que l'abondance est calculée par 10^{12} atomes d'hydrogène. Les atomes qui constituent les grains de poussière proviennent du gaz interstellaire. Par conséquent, ce gaz est sous-abondant dans ces atomes par rapport aux abondances dites cosmiques. Cet épuisement (depletion en anglais) peut être déterminé en comparant l'abondance du gaz, à travers les lignes d'absorption, avec l'abondance cosmique :

$$D(X) = \log A(X)_{\text{gaz}} - \log A(X)_{\text{cosmique}}. \quad (1.8)$$

Historiquement, les abondances dans le système solaire (observations du soleil, analyse des météorites pour les éléments lourds) sont assimilées aux abondances cosmiques pour calculer la déplétion des éléments dans le milieu interstellaire. Ceci est dû à deux raisons principales : les abondances dites solaires sont, en général, plus faciles à déterminer et on argumente que le système solaire représente bien les abondances du milieu interstellaire car il est issu de celui-ci. Néanmoins, Sofia et al. (1994) et Snow & Witt (1996) argumentent que l'abondance du milieu interstellaire est en dessous de l'abondance solaire et que les étoiles de type B donnent une meilleure estimation de l'abondance cosmique. Par la suite, Sofia & Meyer (2001) mettent en évidence une grande variabilité dans l'abondance des éléments dans les étoiles de type B. Par conséquent, ils concluent que les abondances solaires, et celles des étoiles F & G, donnent les meilleures indications de l'abondance cosmique. On voit donc qu'une partie non négligeable de l'incertitude sur les déplétions vient de l'estimation de l'abondance cosmique. Les éléments les plus déplétés sont Si, Fe, Mg, C et O. Par conséquent, la plupart des modèles de poussière utilisent des grains composés plutôt de silicates et de carbone (cf §6.3.1).

1.2.4 Émission dans l'infrarouge venant des poussières

L'émission des grains est en fait la réémission de l'énergie absorbée à travers le processus de l'extinction. Il est estimé qu'au moins 30% de l'émission des étoiles est absorbée et réémise en infrarouge par les poussières (Bernstein et al., 2002). L'intensité et la longueur d'onde à laquelle les poussières émettent dépend des caractéristiques des poussières et de l'énergie qu'elles reçoivent. A part pour les poussières qui sont à proximité d'une étoile, ou qui se situent dans les coeurs denses des nuages moléculaires, l'énergie qui chauffe les grains provient du champ de rayonnement interstellaire.

Champ de rayonnement interstellaire

La température des grains, et donc leur émission, est principalement influencée par le rayonnement des étoiles. Même loin de toute étoile, les grains baignent dans ce que l'on appelle le champ de rayonnement interstellaire, où Interstellar Radiation Field (ISRF) en anglais. Ils absorbent surtout les rayons dans le visible et l'ultraviolet. Ces grains sont froids (10-100K), pour la plupart, donc ils réémettent l'énergie absorbée dans l'infrarouge lointain.

Le modèle de l'ISRF utilisé dans cette thèse est basé sur celui de Mathis et al. (1983). Dans ce modèle, l'ISRF est composé de trois sources d'émission principales : les étoiles, la poussière et le fond cosmologique. La source qui chauffe les poussières

1.2. Milieu Interstellaire

est l'émission des étoiles. Pour modéliser ce composant, il faut prendre en compte la grande diversité de types spectraux des étoiles dans la Voie Lactée. Mathis et al. (1983) supposent donc que ce rayonnement vient de quatre catégories d'étoiles, chacune représentée par un spectre stellaire standard. Le premier spectre est un spectre d'étoiles jeunes (ce qui domine le réchauffement des grains de poussière) et les trois autres sont des spectres d'étoiles évoluées.

Le spectre moyen dans le milieu interstellaire diffus, modélisé par Mathis et al. (1983), s'écrit :

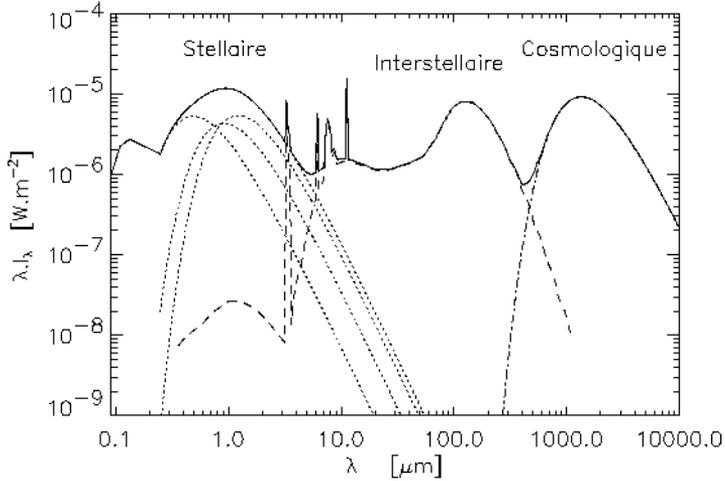
$$u_{\lambda}^{ISRF} = \chi \left[u_{\lambda}^{UV} + \sum_{i=2}^4 w_i \times 4\pi \times B_{\lambda}(T_i) \right] + u_{\lambda}^{poussiere} + 4\pi B_{\lambda}(2.7K) \quad (1.9)$$

où B_{λ} est la fonction de Planck, w_i est le facteur de dilution du corps noir, et χ est un facteur d'intensité de la composante stellaire, défini comme étant égal à 1 pour le milieu interstellaire diffus. Le spectre de l'ISRF dans le milieu interstellaire diffus ainsi que celui atténué par différentes valeurs de A_V sont présentés dans la figure 1.6.

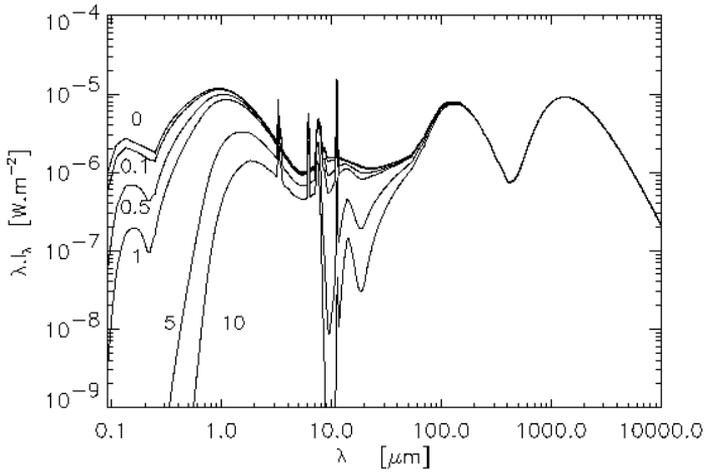
Le champ de rayonnement ainsi défini, on peut séparer les grains en deux populations selon s'ils sont en équilibre thermique avec l'ISRF ou non. Cette dernière condition dépend de la capacité thermique des grains.

L'efficacité d'absorption des gros grains est maximale pour l'énergie émise dans le visible et l'ultraviolet. Un grain arrive à l'équilibre thermique avec l'ISRF s'il arrive à émettre une énergie égale à son taux d'absorption. Ceci est le cas si l'énergie déposée par un photon est inférieure à la capacité calorifique du grain à sa température d'équilibre. Dans ce cas l'énergie absorbée chauffe le grain qui rayonne ensuite comme un corps noir. La température des grains est de l'ordre de 20K ce qui fait que les grains rayonnent dans l'infrarouge lointain (pic de l'émission à $100\mu\text{m} < \lambda < 200\mu\text{m}$).

Andriesse (1978) observe de l'émission des grains à $\lambda < 80\mu\text{m}$, ce qui nécessite des grains à très haute température. Sellgren (1984) propose que cette émission provient de très petits grains, qui ne sont pas en équilibre thermique. La capacité calorifique d'un très petit grain est aussi très petite ; ainsi un seul photon dans l'UV est capable de chauffer un grain jusqu'à une température de ~ 1000 K. Le grain refroidit rapidement, bien avant qu'un autre photon n'arrive. Sellgren (1984) trouve que le nombre de ces petits grains nécessaires pour expliquer l'émission observée est compatible avec une extrapolation de la distribution MRN (Mathis et al., 1977) vers les plus petites tailles.



(a) ISRF selon la source de l'émission. La partie interstellaire vient de l'émission de la poussière.



(b) Atténuation de l'ISRF. L'extinction qu'a subie le spectre (en A_V) est montrée à côté de la courbe. Les deux courbes qui présentent une extinction forte pour $1\mu\text{m} < \lambda < 10\mu\text{m}$ sont pour $A_V \gg 10$.

FIG. 1.6 – Spectre du champ de rayonnement interstellaire (ISRF). Source : B.Stepnik, Mémoire de thèse, 2003

1.3 Détermination de l'extinction

La détermination de l'extinction est primordiale dans tout domaine de l'astrophysique qui utilise des observations d'objets à des distances supérieures à quelques dizaine de parsecs. De ce fait, plusieurs auteurs ont développé des techniques variées pour résoudre le problème de l'extinction spécifique à leurs observations. D'autres ont créé des cartes de l'extinction afin qu'elles soient mises à la disposition de la communauté d'astrophysiciens. Je vais à présent décrire quelques techniques utilisées pour déterminer l'extinction qu'a subit une source astronomique. Ensuite, je vais exposer un certain nombre d'études menées dans le but de fournir des outils aux astronomes.

1.3.1 Techniques employées

La détermination de l'extinction est une tâche essentielle pour pouvoir interpréter des observations stellaires. Comme nous allons le voir plus tard, une telle détermination apporte d'autres informations complémentaires. Ici, je vais souligner des techniques qui sont couramment utilisées dans la recherche pour calculer l'extinction interstellaire dans une direction quelconque du ciel.

1. Comptage d'étoiles

L'une des plus anciennes techniques consiste à dire que des variations dans la densité de source à petite échelle est dominée par les effets de l'extinction. La technique pour déterminer l'extinction consiste à compter le nombre d'étoiles en intervalle de magnitude dans un champ éteint qui est ensuite comparé avec le nombre d'étoiles dans un champ de référence proche, supposé sans extinction. En observant une densité d'étoiles, D , il est donc possible de calculer l'extinction interstellaire dans la bande X comme ceci :

$$A_X = \frac{1}{a} \log \left(\frac{D_{ref}}{D} \right) \quad (1.10)$$

où a est la pente de la fonction de luminosité dans la bande X et D_{ref} est la densité d'étoiles dans un champ de référence.

2. Excès de couleur

La poussière interstellaire a une section efficace qui est, en général, plus grande pour les longueurs d'onde courtes que pour les longueurs d'onde longues. De ce fait, la différence entre la couleur observée et intrinsèque d'une étoile nous fournit de l'information sur l'extinction qu'a subit la lumière de l'étoile. Pour des observations dans deux bandes, X et Y , l'excès de couleur peut être converti en extinction :

$$A_Y = R_Y E(X - Y) \quad (1.11)$$

où $R_Y = \frac{A_Y}{(A_X - A_Y)}$ est le rapport d'extinction totale sur extinction sélective.

Si le type spectral de l'étoile n'est pas connu, la question qui se pose est : comment déterminer la couleur intrinsèque des étoiles observées ? Si les étoiles observées ont une couleur similaire, par exemple pour les étoiles du clump, alors une couleur unique peut être utilisée. D'autres auteurs préfèrent utiliser la couleur moyenne d'étoiles spatialement proches mais non-rougies. Finalement, la technique que je présente par la suite utilise la couleur d'étoiles modélisées.

3. Émission de la poussière

La poussière interstellaire émet principalement dans l'infrarouge - la détection de cette émission nous indique la présence de poussière. Si on connaît la température et l'émissivité des grains qui émettent l'émission détectée, on peut retrouver la quantité de poussière qui est à la base de l'émission.

1.3.2 Cartes existantes

Plusieurs études ont été menées sur l'extinction dans la Voie Lactée. Certaines ont pour objectif de déterminer l'extinction moyenne jusqu'à la distance aux étoiles sur une portion du ciel, d'autres essaient de quantifier la profondeur optique d'un nuage isolé. D'autres encore essaient de nous fournir une idée de la distribution de l'extinction sur la ligne de visée. Dans la suite de ce chapitre, je vais exposer une vue globale non-exhaustive de ces études.

Extinction totale ou moyenne

Voici une sélection d'études qui portent sur l'extinction interstellaire. Pour plus d'information, consulter les articles cités.

- Dobashi et al. (2005) ont créé une carte de l'extinction totale, pour $|b| < 40^\circ$, en employant la technique de comptage d'étoiles. Ils ont créé deux cartes avec deux résolutions différentes : 6' et 18'.
- Lombardi et al. (2006) ont calculé l'extinction dans la bande K_s , avec une résolution de 1', vers le Pipe nebula en utilisant la technique de différence de couleur (Near Infrared Color Exces (NICE); Lada et al., 1994; Alves et al., 1998; Lombardi & Alves, 2001)
- Froebrich et al. (2005) utilisent des comptages d'étoiles du relevé 2MASS pour construire une carte de l'extinction relative du plan galactique, avec une résolution de 3.5'. Cette technique trouve des différences de l'extinction pour chaque pixel par rapport à l'extinction locale.
- Sumi (2004) a créé une carte bidimensionnelle de l'extinction moyenne avec une résolution $< 1'$ dans la direction du bulbe Galactique en employant des observations de géantes rouges dans le relevé Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE-II).
- Dutra et al. (2003b) et Schultheis et al. (1999) ont déterminé l'extinction *moyenne* jusqu'à la distance des étoiles dans le bulbe galactique en utilisant des données du relevé Two Micron All Sky Survey (2MASS) et du relevé DENIS, respectivement. Leurs résolution est de l'ordre de 2'.
- Cambrésy et al. (2002) ont couplé la technique NICE avec celle du comptages des étoiles vers les nébuleuses du Pelican et de l'Amérique du Nord. Leur résolution varie entre 1' et 7'.

L'une des études les plus citées, que je vais expliquer plus en détail, est celle de Schlegel et al. (1998) qui ont déduit la densité de colonne de la poussière à partir des observations de l'émission dans l'infrarouge lointain. Cette émission est fonction de la quantité de poussière, de sa température et de son opacité :

$$I_\nu = \int \rho \kappa_\nu B_\nu(T) ds \quad (1.12)$$

1.3. Détermination de l'extinction

où ρ est la densité de poussière, κ_v son opacité, $B_v(T)$ est la fonction de Planck et l'intégrale se fait sur toute la ligne de visée. Par conséquent, si on connaît la température des grains et que l'on suppose une valeur pour l'opacité, l'observation de l'émission donne la densité de la poussière. Pour les longueurs d'onde de l'infrarouge lointain, l'opacité suit une loi de puissance : $\kappa_v \propto \nu^\alpha$. Schlegel et al. (1998) supposent que $\alpha = -2$ et ils déterminent la température de la poussière à partir du rapport entre l'émission à $100\mu\text{m}$ et celle à $240\mu\text{m}$. Les observations qu'ils utilisent sont celles de l'instrument Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) à bord du satellite Cosmic Background Explorer (COBE). En revanche, ils n'utilisent pas ces observations pour fournir le I_v de Eq.(1.12) car la résolution spatiale de DIRBE n'est pas assez bonne pour résoudre la structure à petite échelle dans la Galaxie. Pour résoudre cette structure ils utilisent les cartes de IRAS Sky Survey Atlas (ISSA) issues de la mission Infrared Astronomical Satellite (IRAS). Enfin, pour convertir la densité de colonne en une mesure du rougissement ils utilisent la corrélation observée entre la couleur $B - V$ intrinsèque et l'intensité de la raie Mg_2 des galaxies elliptiques.

La carte finale de Schlegel et al. (1998) porte sur tout le ciel et donne l'extinction totale pour chaque pixel d'IRAS. Cette technique suppose que la température de la poussière est constante sur une ligne de visée donnée, une approximation qui n'est pas justifiable dans le plan. Par conséquent, cette carte donne des résultats douteux pour $|b| < 5^\circ$.

Distribution de l'extinction en trois dimensions

La détermination de l'extinction sur la ligne de visée a été étudiée par plusieurs auteurs. Fitzgerald (1968) a calculé l'extinction locale (jusqu'à quelques kiloparsecs) en regardant le rougissement des étoiles en fonction de leurs distances du soleil. Plusieurs années après, Neckel et al. (1980) ont mesuré l'extinction vers une dizaine de milliers d'étoiles de type spectral O,B et A. Ces études donnent la colonne de densité de poussière vers des sources ponctuelles, ce qui peut aussi inclure la poussière autour de l'étoile appelée poussière circumstellaire. Une carte de l'extinction locale (jusqu'à ~ 1 kpc) a été construite par Arenou et al. (1992), un utilisant une fonction analytique. Sa résolution est de quelques degrés et sa limite en distance sonde une petite partie du disque Galactique.

Une détermination de l'extinction en trois dimensions a été fournie par Drimmel et al. (2003). Cette carte est basée sur le modèle de la distribution de la poussière de Drimmel & Spergel (2001). C'est un modèle en trois composants : un disque avec un profil de température de $-6.8 \text{ K} / R_\odot$, quatre bras spiraux tracés par les observations des régions HII de Georgelin & Georgelin (1976) et une structure locale qui correspond au bras local. L'émission des trois composants à $240\mu\text{m}$ (D_{240}), sur laquelle est ajoutée l'émission extragalactique (Q_{240}), est donné par :

$$D_{240}(l, b) = \int_0^\infty (k_d \rho_d + k_b \rho_b + k_l \rho_l) ds + Q_{240} \quad (1.13)$$

où k est l'émissivité, ρ est la densité, et d , b et l correspondent au disque, aux bras et au bras local, respectivement. Ce modèle est ensuite ajusté aux observations à $240\mu\text{m}$ de l'instrument DIRBE à bord du satellite COBE. Pour chaque pixel des observations, la densité d'un composant du modèle de poussière est modifiée pour que l'émission

modélisée soit en accord avec celle qui est observée. Le composant choisi pour cet ajustement est celui qui nécessite le plus petit changement relatif. Néanmoins, les bras spiraux sont plutôt choisis dans le plan galactique.

En utilisant ce modèle de la distribution de la poussière, la carte d'extinction tridimensionnelle de Drimmel et al. (2003) est construite, pour chaque ligne de visée, à la distance r et dans la bande X comme ceci :

$$A_X(r) = 1.086\tau_X = 1.086\kappa_X \int_0^r \rho_d(s) ds \quad (1.14)$$

où τ_X est la profondeur optique, κ_X est l'opacité de la poussière et ρ_d est la densité de la poussière en fonction de la distance s . La loi d'extinction de Rieke & Lebofsky (1985) est utilisée pour convertir l'extinction calculée entre différentes bandes photométriques.

Pour étendre la carte aux hautes latitudes galactiques ($|b| \geq 30^\circ$), le modèle de poussière est ajusté sur la carte de poussière de Schlegel et al. (1998). La carte finale de Drimmel et al. (2003) a une résolution de 0.35° sur tout le ciel, elle est valable à des distances supérieures à quelques centaines de parsecs du soleil. La barre galactique n'est pas modélisée et les bras spiraux s'étendent trop près du centre galactique. Par conséquent, la carte est plus fiable à des distances galactocentriques supérieures à $0.35 R_\odot$.

Cette liste d'études et de cartes n'est pas exhaustive, et on peut trouver d'autres déterminations de l'extinction dans la littérature. Une tentative de fusionner plusieurs cartes ensemble a été faite par Hakkila et al. (1997). La difficulté réside dans la calibration de ces différentes cartes qui créent des discontinuités à leurs bords.

Dans cette section j'ai exposé différentes techniques pour déterminer l'extinction ainsi que plusieurs études qui ont été menées pour mieux comprendre les effets de l'extinction et les structures galactiques correspondantes. Néanmoins, parmi toutes ces études, aucune n'a exploité l'information sur l'extinction tridimensionnelle contenue dans les grands relevés stellaires récents en infrarouge proche. Pour ma thèse, j'ai extrait cette information tridimensionnelle à partir des observations stellaires et d'un modèle de synthèse de population stellaire. Avec cette technique, il est possible de déterminer le rougissement des étoiles en fonction de la distance dans le plan galactique. De plus, la technique que j'ai développée est mieux adaptée à la détermination de l'extinction dans le plan galactique. Celle-ci apporte un complément aux précédentes études menées. En effet, le plan galactique, avec son extinction hétérogène, a souvent été mis de côté dans ces études de l'extinction.

Chapitre 2

Observations et modélisation des étoiles de la Galaxie

Sommaire

2.1	Éléments nécessaires à la détermination de l'extinction	21
2.2	Les Données 2MASS	22
2.2.1	Présentation des télescopes	23
2.2.2	Les critères instrumentaux visés	23
2.2.3	Résultats de la mission	23
2.2.4	Qualité des détections dans le PSC de 2MASS	24
2.2.5	Complétude des observations	26
2.2.6	Critères de sélection des étoiles de 2MASS	27
2.3	Les Données OGLE II	27
2.3.1	Qualité de la photométrie	28
2.3.2	Complétude des observations	29
2.4	Modèle de Synthèse de Populations Stellaires de la Galaxie	31
2.4.1	Généralités	31
2.4.2	Modèle d'évolution stellaire	32
2.4.3	Les différents composants galactiques	32
2.4.4	Milieu interstellaire	35
2.4.5	Comparaison avec les observations	35

2.1 Éléments nécessaires à la détermination de l'extinction

Pour déterminer l'extinction, différentes techniques ont été exposées dans §1.3. La technique que j'utilise dans ce travail de thèse est celle de la différence de couleur. Pour pouvoir mener ce travail à bien, j'ai donc besoin d'observations d'étoiles rougies et une référence d'étoiles non-rougies. Cette dernière est fournie par le modèle de synthèse de population stellaire (Robin et al., 2003, §2.4). Les observations peuvent être issues

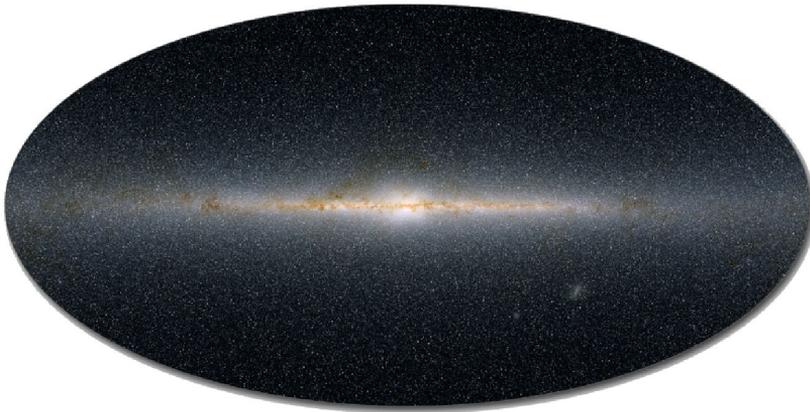


FIG. 2.1 – Le ciel vu par 2MASS

de n'importe quel grand relevé stellaire. Dans ce chapitre, j'en utilise deux : le relevé de 2MASS (§2.2) et celui de OGLE-II (§2.3). Le premier est composé d'observations de l'infrarouge proche. Par conséquent, il est bien adapté pour les régions éteintes. Le deuxième est composé d'observations dans le visible. Ces observations sont mieux adaptées pour sonder les régions où l'extinction est plus faible.

2.2 Les Données 2MASS

Le relevé 2MASS de Cutri et al. (2003), est un relevé en infrarouge proche de l'intégralité du ciel et a été créé pour répondre aux besoins de la communauté d'astronomie infrarouge. Avec l'apparition du premier relevé en infrarouge proche du ciel, le Two Micron Sky Survey (TMSS) de Neugebauer & Leighton (1969), les astronomes de l'époque ont découvert que le ciel en infrarouge ne ressemblait pas au ciel vu dans l'optique. Le TMSS a observé 70% du ciel et a détecté ~ 5700 sources. Motivés par ces premières observations, les astronomes ont planifié et effectué plusieurs relevés du ciel avec une meilleure résolution et sensibilité. Entre 1996 et 2000, le relevé Deep Near Infrared Survey (DENIS) a été effectué avec le télescope de 1m de l'ESO au Chili. Ce relevé a utilisé deux bandes dans l'infrarouge proche (J et K) et une bande dans l'optique (I) avec des magnitudes limites de 16,14 et 18 respectivement. A peu près 100 millions de sources ponctuelles et 250 000 galaxies ont été détectées. Ce relevé est restreint à l'hémisphère sud et n'a pas de résultats sur tout le ciel. En revanche, le relevé 2MASS est un relevé sur tout le ciel dans trois bandes de l'infrarouge (J , H et K_s). A l'heure où ce manuscrit est rédigé, ce relevé est le plus adapté à une étude de l'extinction interstellaire dans le plan galactique. Je vais donc procéder à une description de l'instrument, de ses objectifs et de ses résultats.

2.2.1 Présentation des télescopes

Les observations de 2MASS ont été effectuées en utilisant deux télescopes automatisés de 1.3 m chacun. Les deux télescopes ont été équipés d'une caméra à trois canaux, chaque canal ayant un détecteur HgCdTe avec 256 x 256 pixels. Les canaux imagent simultanément la même portion du ciel à travers les trois bandes larges J(1.24 μm), H(1.66 μm) et K_s (2.16 μm). L'hémisphère nord a été observé avec un télescope depuis Mt. Hopkins, Arizona aux Etats-Unis, et l'hémisphère sud a été observé depuis Cerro Tololo, Chili. Les observations ont commencé dans le nord en juin 1997 et se sont terminées en décembre 2000. Au sud, elles ont commencé en mars 1998 et se sont terminées en février 2001.

2.2.2 Les critères instrumentaux visés

La mission de 2MASS a été de sonder le ciel en infrarouge proche. Des critères instrumentaux ont été établis pour s'assurer que les mesures effectuées étaient à la précision attendue. Les critères les plus importants sont :

- **Sensibilité photométrique**
Un rapport signal sur bruit d'au moins $10\text{-}\sigma$ à 15.8, 15.1, 14.3 mag pour la bande J, H, K_s et pour $|b| > 10^\circ$
- **Uniformité photométrique**
Un biais maximum de 4% dans le zéro photométrique du ciel
- **Précision photométrie**
Des mesures à une précision de moins de 5% $1\text{-}\sigma$ pour les étoiles brillantes non-saturées pendant l'exposition de 1.3s
- **Précision astrométrique**
Au plus $0.5''1\text{-}\sigma$ relative au champ de référence
- **Complétude**
Détection de plus de 99% des étoiles à la limite de sensibilité à $10\text{-}\sigma$
- **Fiabilité**
Plus de 0.9995 probabilité que la répétition d'une mesure donnera le même résultat

Ces critères ont été atteints pour le ciel en absence de confusion. Dans les régions où la confusion de sources était importante, par exemple à 6° du centre galactique ou pour $|b| \leq 3^\circ$, ces critères n'ont pas toujours été remplis.

2.2.3 Résultats de la mission

Le ciel complet vu par 2MASS est présenté dans Fig.2.1. Cette image est un composite des trois bandes : bleu(J), vert(H) et rouge (K_s). La concentration d'étoiles dans le plan galactique et vers le bulbe est mise en évidence dans l'infrarouge proche par le fait que l'extinction interstellaire dans ces longueurs d'onde est d'un ordre de magnitude moins important que dans le visible. Les relevés dans le visible montrent des régions centrales sans aucune étoile ; la lumière de ces dernières est complètement éteinte par la poussière interstellaire. Néanmoins, même dans l'infrarouge proche des traces de poussière rougissent les étoiles d'arrière plan, surtout vers les basses latitudes (Fig.2.1).

Trois produits finis sont issus du projet 2MASS. Ils sont :

- **Le catalogue de sources ponctuelles, ou Point Source Catalogue (PSC)**

Le PSC contient l'astrométrie et la photométrie pour les 470 992 970 sources ponctuelles observées par 2MASS. De plus, à chaque source sont associées l'incertitude sur la position et la magnitude ainsi que des indications sur la qualité des observations.

- **Le catalogue de sources étendues, ou eXtended Source Catalogue (XSC)**

Les 1 647 599 sources détectées par 2MASS qui sont résolues par rapport à une PSF sont alors classées dans le XSC. La plupart de ces objets sont des galaxies (97%) mais il y a aussi des objets galactiques (des nébuleuses planétaires ou des régions HII, par exemple). Comme pour le PSC, chaque source a des incertitudes sur sa position et sa photométrie ainsi que des indications sur la qualité de la détection.

- **Un atlas du ciel**

L'atlas de 2MASS comprend 4 121 439 images de type FITS de tout le ciel et dans les trois bandes de 2MASS.

Dans la suite de ce chapitre, je n'utilise que le PSC. L'utilisation des étoiles répertoriées dans le PSC doit être faite avec soin. Si nous utilisons toutes les détections dans le PSC nous risquons d'introduire des détections qui sont contaminées par des sources étendues, qui ont une photométrie mal déterminée, ou bien de fausses détections. L'utilisation du PSC nécessite donc un approfondissement des indicateurs de la qualité des détections.

2.2.4 Qualité des détections dans le PSC de 2MASS

Comme indiqué précédemment, chaque source dans le PSC a plusieurs indicateurs qui nous fournissent de l'information sur la qualité de la photométrie ainsi que la probabilité de contamination d'autres sources. Je vais maintenant décrire les indicateurs les plus importants pour mon utilisation.

Détermination de la magnitude de la source

La magnitude associée à une étoile dans une bande a été déterminée avec trois méthodes différentes selon la source observée. La méthode utilisée est indiquée par l'indicateur "rd_flg" (de l'anglais read flag, ou indicateur de lecture). Les trois méthodes sont :

1. **Photométrie d'ouverture**

La magnitude est calculée dans une ouverture d'un rayon de $4''$ (2 pixels). L'estimation de l'arrière plan est faite dans un anneau entre $14''$ et $20''$. Cette méthode est utilisée pour les étoiles qui saturent le détecteur pour une exposition de 1.3s mais pas pour une exposition de 51ms. Cette méthode correspond à rd_flg=1

2. **Ajustement d'une PSF**

Cette méthode est la plus utilisée dans le PSC et consiste à ajuster une PSF sur le signal détecté. Si il y a une (ou plusieurs) sources à moins de $5''$ de la source ajustée, elles sont toutes ajustées en même temps. Cette méthode est utilisée quand la source ne sature pas une exposition de 1.3s et correspond à rd_flg=2.

2.2. Les Données 2MASS

Ph_flg	Définition	% du PSC ^a
A	rd_flg = 1, 2 ou 3 et SNR ^b ≥ 10 et cmsig ^c < 0.10857	44.8
B	rd_flg = 1, 2 ou 3 et SNR ≥ 7 et cmsig < 0.15510	12.9
C	rd_flg = 1, 2 ou 3 et SNR ≥ 5 et cmsig < 0.21714	12.7
D	rd_flg = 1, 2 ou 3 sans critère sur le SNR ou cmsig	6.1
E	rd_flg = 1, 2 ou 4 mais la détermination de la photométrie est très mauvaise, ou l'ajustement d'une PSF n'a pas convergé. Cette catégorie inclut beaucoup d'étoiles binaires non-résolues	0.4
F	rd_flg = 1 ou 3 et cmsig non déterminé	<< 0.1
U	rd_flg = 0 ou 6 - limite supérieure pour la magnitude	23.0
X	rd_flg = 9 - correspond à une détection mais où aucune estimation de la magnitude n'était possible	<< 0.1

TAB. 2.1 – Définition des indicateurs de la qualité de la photométrie avec 2MASS

^aDans la bande K_s

^bRapport signal sur bruit

^cErreur photométrique

3. Ajustement d'un profil radial en 1d

Si la source est assez brillante pour saturer les deux expositions à 1.3s et 51ms, cette troisième méthode est utilisée. Le profil de l'image est moyenné en azimut et un profil en 1d est ajusté. Cette méthode correspond à rd_flg=3, mais lorsque l'image est trop saturée et l'ajustement ne converge pas, la magnitude est nulle et rd_flg=9.

Parfois, aucune des deux expositions n'a été saturée mais la méthode d'ajustement d'un PSF n'a pas convergé vers une solution. Dans ce cas, la méthode de la photométrie d'ouverture la remplace et rd_flg=4. Les rd_flg 6 et 9 sont pour les cas où la seule mesure de la magnitude possible est une limite supérieure. Finalement, un rd_flg=0 signifie qu'aucune source n'a été détectée à cette position et dans cette bande.

Qualité de la photométrie

La qualité de la photométrie est indiquée par l'indicateur ph_flg. Il peut prendre les valeurs A-F, U ou X - les définitions de ces dernières sont données dans le tableau 2.1.

Le PSC est en fait un catalogue composite ; deux catalogues sont inclus dans la même archive. Le premier est un catalogue de haute fiabilité, où tous les critères instrumentaux visés (§2.2.2) ont été remplis. Le deuxième catalogue est une extension vers les magnitudes plus faibles, où les critères instrumentaux visés n'ont pas été remplis par toutes les sources. Pour extraire le catalogue de haute fiabilité, il faut prendre les étoiles avec :

1. ph_flg="A" dans une bande ou rd_flg="1" ou rd_flg="3" dans cette bande
2. use_flg=1

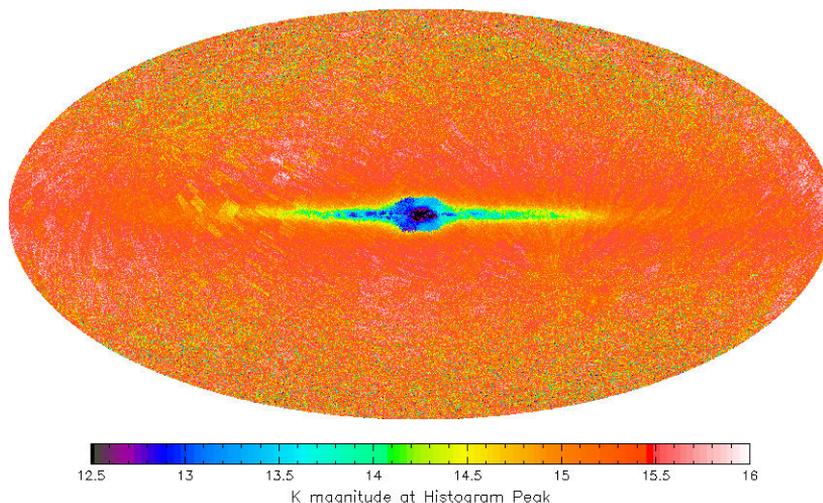


FIG. 2.2 – Magnitude apparente limite dans la bande K_s où la complétude de 2MASS est atteinte

Ce dernier indicateur est nul quand il y a eu de multiples détections d'une source et que l'une des autres détections est préférée.

Pour le deuxième catalogue, il suffit de vérifier que $rd_flag=0$ pour la bande en question.

2.2.5 Complétude des observations

La limite de complétude est définie comme une limite supérieure de la magnitude apparente des sources où nous pouvons considérer que toutes les sources ont été détectées. Les sources les plus faibles sont détectées en cherchant des maximums d'intensité dans les images atlas de 2MASS. Toutes les sources ayant un signal équivalent à trois fois le niveau du bruit de fond sont considérées. L'estimation du bruit de fond est sensible au bruit de confusion, par conséquent plus il y a de sources, plus on perd du signal dans le bruit.

La complétude de 2MASS varie selon la bande et la direction dans le ciel. Dans des régions de confusion la magnitude de complétude peut être 2 magnitudes plus brillante que dans des régions à hautes latitudes. La magnitude apparente dans la bande K_s où la complétude de 2MASS est atteinte est présentée sur tout le ciel dans la figure 2.2. La forte densité d'étoiles vers le centre est évidente dans cette figure ; cette densité augmente la confusion et provoque une baisse dans la limite de complétude. L'extinction peut augmenter la limite de complétude en réduisant la densité de sources détectées et donc la confusion.

2.3. Les Données OGLE II

Pour obtenir une estimation de la limite de complétude pour une ligne de visée donnée, je construis un histogramme de la magnitude apparente des étoiles avec une taille de cellule de 0.5 magnitudes. Après le pic de l'histogramme, la complétude n'est plus assurée. Cependant, même la magnitude du pic n'est pas forcément dans la limite de complétude. Pour ne pas considérer des étoiles au dessus de la limite de complétude, cette dernière est prise comme la magnitude apparente de la cellule avant le pic. Il existe bien d'autres méthodes plus sophistiquées pour déterminer la limite de complétude des observations. Néanmoins, ce calcul doit être effectué pour plusieurs dizaines de milliers de ligne de visées, ce qui nécessite un algorithme simple et robuste pour le calcul de la limite de complétude. Donc, dans un premier temps, j'ai utilisé la méthode décrite ci-dessus ; l'intégration d'une méthode plus sophistiquée pourrait être envisagée dans le futur.

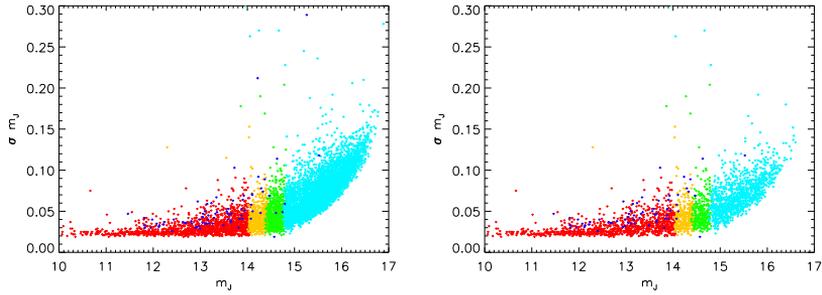
2.2.6 Critères de sélection des étoiles de 2MASS

La sélection des étoiles de 2MASS est un équilibre entre deux besoins : avoir le plus d'étoiles possible pour les comparer avec le modèle de Besançon et ne pas introduire des observations peu fiables. Le catalogue de haute fiabilité (§2.2.4) est en fait trop restrictif pour faire une étude dans le plan galactique. En revanche, le catalogue complet introduit trop d'étoiles avec une photométrie douteuse. Grâce au fait que j'utilise une statistique χ^2 normalisée (§3.1.4) une différence dans le nombre d'étoiles observations - modèle ne va pas introduire de problème pour la détermination de l'extinction. Par conséquent, j'utilise les étoiles qui ont été détectées dans les trois bandes de 2MASS ($rd_flg \neq 0$), et pour lesquelles la détermination de la photométrie est de bonne qualité ($ph_flg = A, B, C$ ou D). Les étoiles plus brillantes que la limite de complétude et plus faibles qu'une magnitude de 9 sont sélectionnées. Le nombre d'étoiles détectées par 2MASS avec une magnitude plus brillante que ~ 9 dans les tailles de champs que j'utilise est faible (< 10 pour des lignes de visée dans le plan). Le modèle de Besançon prédit des densités d'étoiles - il est donc plus fiable quand le nombre d'étoiles est grand. De plus, je n'ai utilisé que les étoiles avec ($use_src = 1$) pour éviter les étoiles observées deux fois par 2MASS. Finalement, je ne prends que les étoiles pour $m_{Ks} \leq 12$. La qualité de la photométrie étant fonction de la magnitude (Fig.2.3), en supprimant les étoiles avec $m_{Ks} > 12$ la qualité de la photométrie des étoiles dans la bande J s'améliore : le pourcentage des étoiles avec un $ph_flg = D$ diminue par 50% alors que le pourcentage des étoiles avec un $ph_flg = A$ double. Les étoiles avec une photométrie douteuse ($ph_flg = E, F, U$ ou X) ne peuvent pas être supprimées avec une sélection sur la magnitude, ce qui justifie leur filtrage.

2.3 Les Données OGLE II

L'intérêt principal du projet OGLE-II est de mieux comprendre le problème de la matière noire dans la Galaxie. La méthode utilisée dans ce projet pour atteindre ces objectifs est celle des mirages gravitationnels.

Un mirage gravitationnel est un phénomène physique résultant d'un alignement entre une source lointaine, un objet massif (galaxie ou amas de galaxies par exemple) appelé lentille, et l'observateur. Ce dernier voit plusieurs images de la source d'arrière



(a) Erreurs photométriques dans la bande J, en fonction de la magnitude, sans sélection sur la fonction de la magnitude, en ne sélectionnant que la magnitude en Ks
 (b) Erreurs photométriques dans la bande J, en fonction de la magnitude, en ne sélectionnant que les étoiles avec $m_{Ks} < 12$

FIG. 2.3 – Effet d’une sélection des étoiles à une magnitude apparente $m_{Ks} < 12$ sur la qualité de la photométrie de la bande J. Les étoiles sont sur la ligne de visée ($l, b = 5^\circ, 0^\circ$). Les couleurs rouge, jaune, vert et bleu clair correspondent à une valeur de `ph_flg` de A,B,C et D respectivement. Les points bleu foncé correspondent aux valeurs de `ph_flg` de E,F,U ou X.

plan en raison de la déviation, par la lentille, de la lumière émise par la source. Une microlentille est le cas où l’objet est beaucoup moins massif qu’une galaxie ou amas de galaxies (étoile, planète, trou noir) et où les images créées par la lentille ne sont pas résolues par un télescope sur Terre ou en orbite. Par contre, une augmentation de l’intensité de la source est mesurable et indique qu’une lentille est passée devant la source, même si nous n’arrivons pas à détecter la lentille directement. Ceci est donc utilisé par OGLE-II pour rechercher des Massive Compact Halo Object (MACHO), une solution baryonique au problème de la matière noire. Les endroits ciblés sont le bulbe galactique et le LMC car il y a beaucoup de sources d’arrière plan pour mieux détecter les microlentilles.

Un sous-produit de ce projet est une grande base de données de la photométrie des étoiles vers le bulbe. En effet, Udalski et al. (2002) présentent la photométrie dans les filtres *V* et *I*, ainsi que l’astrométrie pour ~ 30 millions d’étoiles dans ~ 11 degrés carrés du bulbe galactique.

Ces observations ont été effectuées pendant la deuxième phase du projet OGLE, appelé OGLE-II, en utilisant le télescope “Warsaw” de 1.3 m à l’observatoire Las Campanas, Chili. Le détecteur est un CCD de 2048×2048 pixels donnant $0.47''/\text{pixel}^{-1}$. Les observations ont commencé le 23 mars 1997 et ont continué jusqu’au 23 novembre 2000.

2.3.1 Qualité de la photométrie

Le filtre *I* utilisé dans le télescope de OGLE-II n’est pas le filtre standard défini dans Landolt (1992) (Figure 2.4). Par conséquent, une transformation a été appliquée sur les données photométriques décrites dans Udalski et al. (2002). La transformation a été déduite de façon empirique, en observant des étoiles utilisées par Landolt (1992) pour la création de leurs filtres. Cependant, la couleur $V - I$ des étoiles utilisées par Udalski et al. (2002) pour calculer la transformation ne dépasse pas une magnitude de 2. En raison de l’extinction interstellaire, plusieurs étoiles vers le bulbe ont une

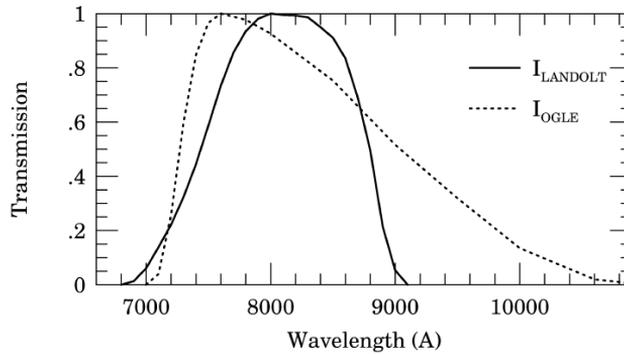


FIG. 2.4 – Comparaison entre le filtre de la bande I de OGLE, et celui de Landolt (1992). Source : Udalski et al. (2002).

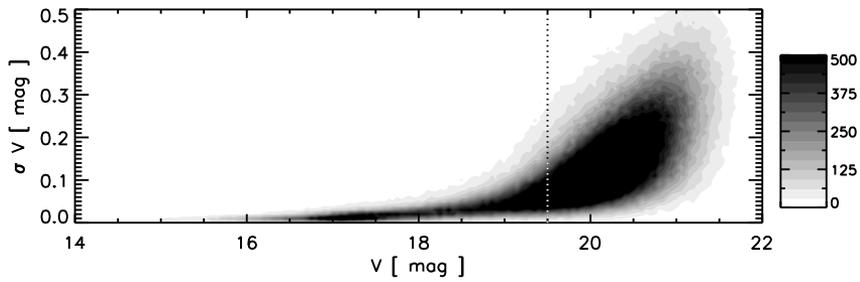
couleur $V - I > 2.0$, donc la transformation empirique est extrapolée et peut être susceptible d'erreurs systématiques. Dans le pire des cas, une étoile observée avec une couleur $V - I = 4.0$ pourrait avoir une erreur sur la magnitude I de 0.25 magnitudes. Ceci se transforme en erreur d'extinction de $\Delta A_I = R_I * \Delta E(V - I) = 0.3$ en utilisant la loi d'extinction de Mathis (1990) et une valeur de la couleur intrinsèque d'une géante de $V - I = 1.0$.

2.3.2 Complétude des observations

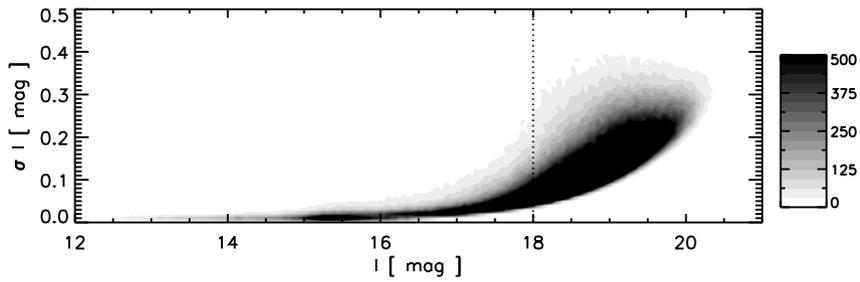
Les observations de OGLE-II sont complètes jusqu'à une magnitude I de 18 pour la plupart des champs (Udalski et al., 2002). Néanmoins, la complétude varie selon la densité stellaire dans les champs. Par conséquent, la complétude est recalculée pour chaque pixel en utilisant la même technique que celle utilisée pour les données 2MASS §2.2.5.

Les erreurs photométriques en fonction de la magnitude du champ SC1 sont présentées pour les deux bandes dans la figure 2.5. Les limites de complétude approximatives⁴ sont montrées par les lignes pointillées. En coupant à la limite de complétude, le maximum d'erreurs photométriques reste aux alentours de 0.1 magnitudes pour les deux bandes.

⁴La complétude est calculée pour chaque sous-champ dans SC1, par conséquent les limites sont données à titre indicatif.



(a) Erreurs photométriques dans la bande V.



(b) Erreurs photométriques dans la bande I.

FIG. 2.5 – Erreurs photométriques en fonction de la magnitude pour les bandes V (a) et I (b) dans le champ SC1 de OGLE-II. La ligne en pointillé montre les limites de complétude utilisées pour chaque bande dans ce champ.

2.4 Modèle de Synthèse de Populations Stellaires de la Galaxie

Le modèle de synthèse de populations stellaires, développé à Besançon, est l'outil que j'utilise pour extraire l'information de l'extinction qui se trouve dans les grands relevés stellaires. Ce modèle forme la base de la méthode que je décris dans §3.1. C'est pourquoi je vais exposer les grandes caractéristiques de ce modèle dans ce chapitre. L'article qui décrit le modèle actuellement en ligne est Robin et al. (2003)⁵.

2.4.1 Généralités

Le modèle galactique est un outil capable de calculer le contenu stellaire de la Galaxie en trois dimensions, et donc de créer un champ d'étoiles simulées dans une direction quelconque et dans plusieurs filtres photométriques.

Cet objectif est atteint à travers une procédure semi-empirique. D'une part, le modèle utilise des éléments théoriques tels que des scénarios de formation et d'évolution stellaire et galactique et de l'autre le modèle est contraint par des observations de différents types (par exemple la fonction de luminosité locale, comptage d'étoiles, observations photométriques).

L'utilité du modèle est témoignée par les diverses études qui ont été menées à l'aide de celui-ci. De nombreux exemples sont donnés dans Robin et al. (2003). Depuis la publication de cet article on peut voir de nouvelles applications dans :

- L'identification des structures galactiques nouvelles par leur surdensité d'étoiles : Picaud et al. (2003); Bellazzini et al. (2004); Momany et al. (2004)
- La déduction des paramètres galactiques par ajustement du modèle sur des observations : Picaud & Robin (2004)
- La quantification de l'incertitude des estimations de l'extinction : Froebrich & del Burgo (2006)

De plus, le modèle de Besançon a été choisi comme modèle de référence pour fournir le composant stellaire au simulateur 'Univers' de Gaia. Des prédictions de la densité stellaire sont très importantes pour déterminer les régions où la confusion des sources peut dépasser les limites des instruments. De plus la télémétrie (envoi des données du satellite vers la Terre) doit prendre le nombre de sources détectées en compte. Le développement des algorithmes de réduction et d'analyse de données nécessitent des simulations de ce que Gaia va permettre d'observer avec ses deux télescopes.

Le modèle utilise l'équation de la statistique stellaire qui donne le nombre d'étoiles dans un intervalle de magnitude apparente donné en fonction d'un loi de densité $\rho(r)$ et d'une fonction de luminosité $\phi(M)$.

$$A(m) = \int \phi(M) \rho(r) r^2 \omega dr \quad (2.1)$$

où r est la distance héliocentrique et M est la magnitude absolue. Dans le modèle de la Galaxie de Besançon, $\phi(M)$ est remplacé par une fonction de trois paramètres M_V , T_{eff} et l'âge donné par un modèle d'évolution des étoiles (Haywood et al., 1997, §2.4.2). Les $\rho(r)$ sont données pour chaque composante et sont décrites dans §2.4.3.

⁵Pour un historique, les articles de Robin & Creze (1986), Bienayme et al. (1987) et Haywood et al. (1997) devront être consultés

2.4.2 Modèle d'évolution stellaire

Un spectre stellaire est déterminé principalement par trois caractéristiques intrinsèques de l'étoile : la température effective, la métallicité et la gravité de surface. Dans le modèle de Besançon, la fonction de luminosité des étoiles est déterminée en utilisant un Taux de Formation Stellaire (TFS), un FMI, des tracés évolutifs et une distribution en métallicité. Les trois premiers sont issus de l'étude de Haywood et al. (1997) et la dernière est issue des observations de la relation entre l'âge et la métallicité des étoiles (Twarog, 1980). Les étoiles du modèle de Besançon sont supposées évoluer pendant un temps qui dépend de la population en question.

Le disque mince est décrit en utilisant un schéma d'évolution avec une FMI en loi de puissance, montrée dans l'équation 2.2, de deux pentes ($\alpha = 1.6$ pour $M < 1M_{\odot}$ et $\alpha = 3.0$ pour $M > 1M_{\odot}$) et un taux de formation stellaire constant. Le disque vieux, le halo et le bulbe utilisent des FMIs avec $\alpha=0.5, 0.5$ et 2.35 , respectivement, et tous les trois un TFS de type "starburst" avec une seule génération d'étoiles par simplicité.

$$\frac{dn}{dm} \propto m^{-\alpha} \quad (2.2)$$

Le modèle galactique de Besançon transforme ces paramètres intrinsèques en des couleurs photométriques en utilisant le modèle BaSeL (Lejeune et al., 1997, 1998). Le spectre de certaines étoiles, peu massives ou très évoluées, est calculé à partir de contraintes empiriques.

2.4.3 Les différents composants galactiques

Le modèle galactique sépare les étoiles de la Voie Lactée en quatre populations : disque mince, disque épais, bulbe et halo. Je vais décrire brièvement ces quatre populations ; pour plus d'information voir Robin et al. (2003) et, pour le bulbe plus particulièrement, Picaud & Robin (2004) et la thèse de Sébastien Picaud.

Le bulbe externe

La distribution de densité du bulbe utilisée dans la version du modèle galactique utilisée dans cette thèse est celle de Freudenreich (1998). Ce dernier a ajusté différentes distributions de densité sur les observations de l'expérience DIRBE à bord du satellite COBE, dans la région $|b| < 12^{\circ}$, $|l| < 20^{\circ}$.

Son meilleur profil de densité, utilisé dans les simulations suivantes de la Galaxie , est un sech^2 :

$$\rho = \rho_0 \times \text{sech}^2(-R_s^2) \quad (2.3)$$

où :

$$R_s^{C_{\parallel}} = \left[\left| \frac{X}{x_0} \right|^{C_{\perp}} + \left| \frac{Y}{y_0} \right|^{C_{\perp}} \right]^{C_{\parallel}/C_{\perp}} + \left| \frac{Z}{z_0} \right| \quad (2.4)$$

où les paramètres x_0 , y_0 et z_0 sont les échelles de longueur du bulbe et les paramètres C_{\perp} et C_{\parallel} contrôlent la forme du bulbe vu "face on" et "edge on", respectivement. $C_{\perp} = C_{\parallel} = 1$ forme un diamant, $C_{\perp} = C_{\parallel} = 2$ un ellipsoïde, et $C_{\perp} = 2$, $C_{\parallel} = 4$ une forme

2.4. Modèle de Synthèse de Populations Stellaires de la Galaxie

Unité	α °	β °	γ °	x_0 kpc	y_0 kpc	z_0 kpc	ρ_0 ★ pc ⁻³	R_c kpc	$C_{ }$	C_{\perp}
Valeur	11.6	1.0	0.0	1.79	0.53	0.43	12.40	3.64	3.332	4.094
σ	2.4	0.5	0.0	0.20	0.03	0.01	1.28	0.66	0.672	0.769

TAB. 2.2 – Paramètres utilisés pour le bulbe dans le modèle galactique. Résultats de S.Picaud (communication privée).

souvent citée dans la littérature comme “boxy”. Le profil de densité est ensuite multiplié par la fonction de coupure, f_c :

$$\rho = \rho \times f_c(R_{XY}) \quad (2.5)$$

où $R_{XY} = \sqrt{X^2 + Y^2}$. La fonction de coupure a un rayon caractéristique, appelé le rayon de coupure (R_c). La fonction de coupure est définie ainsi :

$$R_{XY} < R_c \rightarrow f_c(R_{XY}) = 1 \quad (2.6)$$

$$R_{XY} > R_c \rightarrow f_c(R_{XY}) = \exp\left(-\left(\frac{R_{XY} - R_c}{0.5}\right)^2\right) \quad (2.7)$$

où les distances sont en kpc.

Depuis, de nouveaux ajustements ont été effectués utilisant des données 2MASS en suivant la procédure de Picaud & Robin (2004). Ces résultats ont donné les paramètres du bulbe présentés dans le tableau 2.2.

Le disque mince

La distribution de la densité du disque vieux modélisé est décrite par le modèle de Einasto (1979). Le disque mince est séparé en 7 composants d’âges différents (Tab. 2.3). Le premier composant définit le disque jeune, les six autres définissent le disque vieux.

Plusieurs études de notre Galaxie semblent indiquer la présence d’un trou dans la distribution stellaire du disque. En comparant un modèle d’un disque stellaire, d’un disque de poussière et d’une barre avec des observations de DIRBE, Freudreich (1998) constate que le rayon du trou du disque vieux est de ~ 3 kpc, rayon qu’il attribue à l’anneau moléculaire. L’existence du trou a été confirmée par les résultats de López-Corredoira et al. (2001) qui trouvent la même taille du trou mais qui ne l’attribuent pas à la même cause. La taille exacte du trou reste toujours mal connue. Le modèle galactique utilisé ici inclût un trou pour la distribution des étoiles du disque vieux. Les derniers ajustements en utilisant le modèle galactique indiquent la présence d’un trou avec une échelle de longueur de 680 pc (Picaud, communication privée).

L’équation qui explique la distribution de la densité du disque vieux est alors :

	1	2	3	4	5	6	7
Âge	0-0.15	0.15-1.0	1-2	2-3	3-5	5-7	7-10
ρ_0	4.0	7.9	6.2	4.0	5.8	4.9	6.6
σ_w	6	8	10	13.2	15.8	17.4	17.5
ε	0.0140	0.0268	0.0375	0.0551	0.0696	0.0785	0.0791

TAB. 2.3 – Caractéristiques du disque mince dans le modèle galactique. L'âge est en unité de 10^9 ans, ρ_0 en $10^{-3}M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ et σ_w en km s^{-1} .

$$\rho_d = \rho_{d0} \times \left[\exp \left(0.5 - \sqrt{0.25 + \left(\frac{R}{R_d} \right)^2 + \left(\frac{Z}{\varepsilon \times R_d} \right)^2} \right) - \exp \left(0.5 - \sqrt{0.25 + \left(\frac{R}{R_h} \right)^2 + \left(\frac{Z}{\varepsilon \times R_d} \right)^2} \right) \right] \quad (2.8)$$

et :

- R et Z sont les coordonnées cylindriques de la Galaxie
- ε est l'excentricité de l'ellipsoïde
- R_d est l'échelle de longueur du disque, elle est égale à 2.510 kpc
- R_h est l'échelle de longueur du trou, elle est égale à 680 pc
- la normalisation ρ_{d0} est déduite à partir de la fonction de luminosité (Jahreiß & Wielen, 1997), en supposant que le soleil est à $R = 8.5^6$ kpc et $Z = 15$ pc.

La distribution de densité du disque jeune est :

$$\rho_d = \rho_{d0} \times \left[\exp \left(- \left(\frac{a}{R_d} \right)^2 \right) - \exp \left(- \left(\frac{a}{R_h} \right)^2 \right) \right] \quad (2.9)$$

où $a^2 = R^2 + \left(\frac{Z}{\varepsilon} \right)^2$, R , Z et ε ont la même définition que dans l'équation 2.8 et les échelles de longueur pour le disque jeune sont $R_d = 5$ kpc et $R_h = 3$ kpc. Les étoiles contenues dans le disque jeune représentent $\sim 0.5\%$ des étoiles dans la Galaxie, par conséquent leur impact dans mon étude est négligeable.

Autres populations

Les autres populations stellaires forment une minorité des étoiles dans les comptages de l'ordre de quelques pourcent tout au plus dans mon étude qui se limite au plan Galactique. Elles sont décrites brièvement ici pour complétude. Pour plus d'information, voir Robin et al. (2003) et les articles cités ci-dessous.

Le disque épais est une population d'étoiles vieilles, avec une échelle de hauteur et une dispersion de vitesse plus élevées que pour le disque mince. Cette partie du modèle a été contrainte par des observations d'étoiles dans le visible et l'infrarouge

⁶La valeur de 8.5 kpc est la valeur officielle de IAU. Plusieurs valeurs ont été trouvées par d'autres auteurs (par exemple dans le Tab. 1.1). Dans la suite de cette thèse, j'utilise la valeur de l'IAU.

2.4. Modèle de Synthèse de Populations Stellaires de la Galaxie

proche Reylé & Robin (2001). Ces différences viennent de son origine : une collision tôt dans l'histoire qui a chauffé et dispersé la partie du disque mince déjà présente à l'époque (Wyse et al., 2006, et les références cités). Donc, contrairement au disque mince, cette population a subi une époque de formation relativement courte il y a environ 12 Ga. Elle est donc simulée par une seule génération d'étoiles.

Le halo stellaire est un sphéroïde d'étoiles vieilles, aplati aux pôles et faible en métaux, qui a subi une courte période de formation stellaire au début de la formation de la Galaxie il y a 14 Ga. Cette population a donc gardé en mémoire la distribution du gaz duquel sont formées ses étoiles. La loi de densité, et la fonction de masse initiale ont été déterminées par Robin et al. (2000) à partir de données photométriques dans un ensemble de directions.

2.4.4 Milieu interstellaire

Le modèle galactique a comme possibilité d'introduire de l'extinction interstellaire sous forme de disque similaire à celui des étoiles jeunes. La densité de ce disque est décrite avec l'équation suivante :

$$\rho = \rho_0 \times \exp\left(-\frac{R - R_\odot}{h_R}\right) \times \exp\left(-\frac{|Z|}{h_z}\right) \quad (2.10)$$

où R et Z sont encore une fois les coordonnées galactiques cylindriques, $R_\odot = 8.5\text{kpc}$ est la distance entre le soleil et le centre galactique, $\rho_0 = 2.1 \times 10^{-2}$ est la densité de masse locale et $h_r = 4500\text{ kpc}$ et $h_z = 140\text{ pc}$ sont les échelles de longueur et de hauteur, respectivement. En plus de ce disque de poussière, le modèle peut introduire des nuages ponctuels avec une profondeur négligeable et qui recouvrent l'intégralité du champ de vue.

Pour transformer l'extinction entre les différentes bandes photométriques dans le modèle, la loi d'extinction de (Mathis, 1990) est utilisée avec $R_V = 3.1$. Le choix de la valeur de R_V n'est pas important pour $\lambda > 0.9\mu\text{m}$ (Mathis, 1990) mais peut influencer les résultats pour des régions très denses ou des régions qui ont subi un choc. Ces cas représentent un faible volume de la Galaxie.

2.4.5 Comparaison avec les observations

Le modèle galactique est capable de simuler différentes lois d'erreur photométrique pour pouvoir émuler la réponse de différents détecteurs (CCDs, plaques photographiques, etc.). L'erreur photométrique est supposée être fonction de la magnitude apparente, elle est appliquée sur chaque bande indépendamment des autres. Pour modéliser les erreurs photométriques d'un CCD, le modèle galactique emploie une fonction exponentielle (Eq.2.11).

$$\sigma(m) = A + e^{(C \times m - B)} \quad (2.11)$$

où m est la magnitude et A , B et C sont ajustés sur les observations qui vont être modélisées. La figure 2.6 montre la loi d'erreur photométrique pour la bande K_s de 2MASS et pour le champ ($l, b=50^\circ, 0^\circ$). La ligne continue est le meilleur ajustement en utilisant l'équation 2.11.

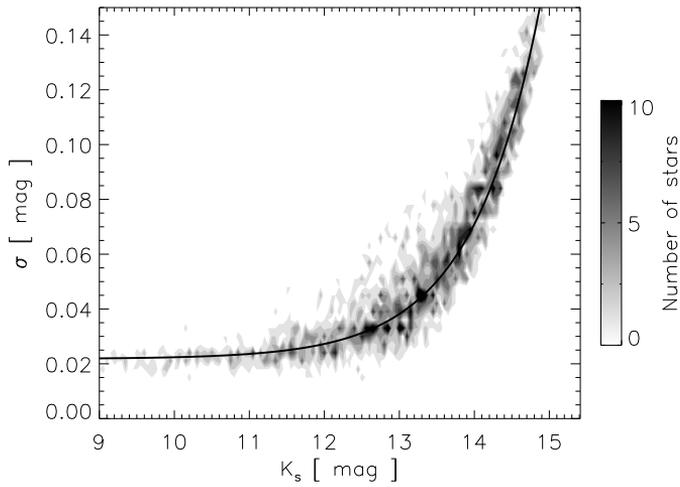


FIG. 2.6 – Erreur photométrique en fonction de la magnitude apparente m_{K_s} pour les observations 2MASS dans le champ ($l, b = 50^\circ, 0^\circ$). La ligne continue montre l'estimation de la loi en utilisant l'équation 2.11

Étant un modèle, la complétude d'un catalogue d'étoiles simulées est fixée par l'utilisateur. Avant de couper à la limite choisie, l'erreur sur les paramètres est appliquée en fonction de la magnitude par tirage Monté Carlo. Dans le cas de faible densité d'étoiles, le modèle simule le bruit de Poisson. Deux simulations avec un jeu de paramètres identiques ne rendraient pas exactement le même résultat.

Chapitre 3

Détermination de l'extinction interstellaire en trois dimensions

Sommaire

3.1 Bases de la méthode	37
3.1.1 Pollution par les naines	38
3.1.2 Relation distance couleur	39
3.1.3 Excès de couleur	40
3.1.4 Statistique du χ^2	41
3.1.5 Itérations	43
3.1.6 Test de validité	45
3.2 Automatisation de la méthode	45
3.2.1 Parallélisation sur un cluster de calcul	47
3.2.2 Cartes avec un maillage adaptatif	47
3.3 Limites et biais	47
3.3.1 Impact des paramètres galactiques supposés	49
3.3.2 Taille inférieure des nuages détectables	52
3.3.3 Sensibilité à la magnitude de l'extinction	53
3.3.4 Limites en distance	54
3.3.5 Poussière circumstellaire	55

3.1 Bases de la méthode

La méthode décrite dans ce chapitre nous permet de calculer la distribution de l'extinction interstellaire sur la ligne de visée pour un champ quelconque dans notre Galaxie. Cette méthode utilise des observations d'étoiles pour une taille de champ donnée, et une simulation des étoiles dans ce champ. Pour les simulations, j'utilise le modèle de Besançon (§2.4) et, dans un premier temps, j'ai utilisé les données du relevé 2MASS (§2.2), et ensuite les données OGLE-II (2.3), pour les observations.

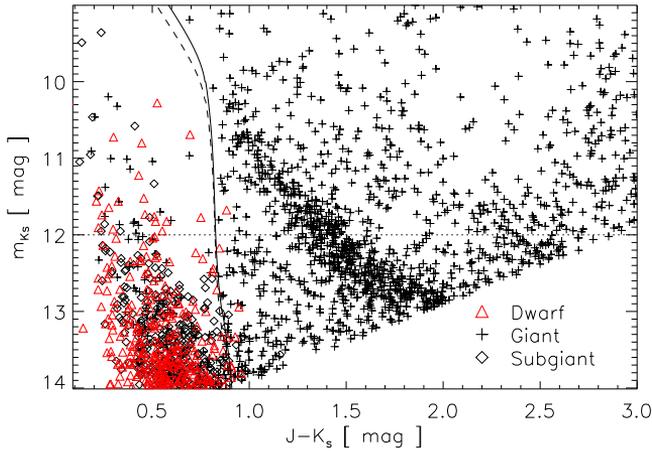


FIG. 3.1 – Diagramme couleur magnitude pour la direction ($l, b=330^\circ, 1.5^\circ$), selon le modèle. Les triangles représentent les naines, les losanges représentent les sous-géantes et les croix représentent les géantes. Les courbes verticales montrent la couleur maximale des naines en fonction de la magnitude apparente avant (pointillé) et après (continu) ajustement de l'extinction. La ligne pointillée horizontale à $m_{K_s} = 12$ délimite la magnitude inférieure utilisée.

Ensuite, je vais expliquer comment j'ai transformé l'excès de couleur entre des étoiles simulées et des étoiles observées en une mesure de l'extinction. Cette méthode repose sur l'hypothèse que le modèle galactique reproduit raisonnablement bien la distribution des populations stellaires et sur le principe que les étoiles lointaines sont plus rouges que les étoiles proches. Ceci est vrai, en général, pour les géantes qui ont une couleur d'autant plus rouge que l'étoile est brillante. En revanche ceci n'est pas vrai pour les naines pour lesquelles la couleur est d'autant plus rouge que l'étoile est intrinsèquement de faible luminosité. De ce fait, les naines doivent être retirées des observations et des simulations avant de procéder à l'utilisation de la méthode.

3.1.1 Pollution par les naines

Dans la figure 3.1, le diagramme couleur magnitude ($J - K_s, K_s$) montre une séparation nette entre naines (sur la gauche) et géantes (sur la droite). La ligne tracée au milieu indique la couleur maximale pour les naines, calculée selon l'explication ci-dessous.

Pour une magnitude apparente donnée, nous pouvons définir une couleur maximale pour les naines ; toutes les étoiles plus rouges que cette limite seront des géantes. Pour faire ceci, d'abord nous supposons que les naines les plus proches (qui sont aussi les plus rouges) se trouvent, en moyenne, à 100 pc. En dessous de cette distance, il y a peu d'étoiles à cause du petit volume considéré. Ensuite, nous pouvons transformer la magnitude apparente d'une étoile en une magnitude absolue *en supposant qu'elle est à 100 pc*. En utilisant la séquence principale, nous pouvons transformer cette magnitude absolue en une couleur. En suivant cette procédure pour l'ensemble des magnitudes apparentes observées sur une ligne de visée, j'obtiens la couleur maximale

3.1. Bases de la méthode

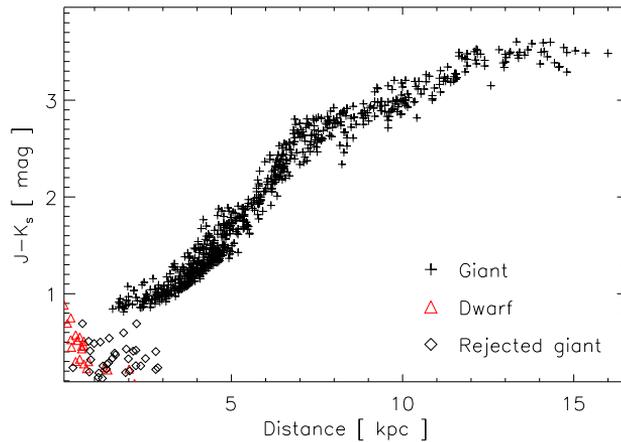


FIG. 3.2 – Extinction en fonction de la distance aux étoiles simulées dans la direction $l=330^\circ b=1.5^\circ$. Les croix représentent les géantes, les triangles les naines et les losanges les géantes qui sont plus bleues que la limite de couleur définie pour les naines (§3.1.1). Les étoiles en bas à gauche sont dominées pas les naines et les sous-géantes. Il y a une corrélation entre la couleur d'une étoile et sa distance, pour les géantes. Ces géantes sont dominées d'abord par celles du clump, et ensuite par les plus brillantes étoiles des branches RGB et AGB.

des naines en fonction de la magnitude apparente (cf. Fig.3.1). Si la couleur d'une étoile quelconque est plus rouge que la limite en couleur à sa magnitude apparente, je suppose qu'elle est une géante. Cette procédure est suivie pour les observations et le modèle, même si les naines et les géantes sont connues dans le modèle, pour que la coupure en couleur soit la même pour les deux.

3.1.2 Relation distance couleur

Si nous observons une population d'étoiles dans une région sans extinction, il n'y aura pas de corrélation entre la distance à l'étoile et sa couleur. En revanche, si nous observons les même étoiles sur une ligne de visée où l'extinction est fonction de la distance, nous nous attendons à voir une dépendance de la couleur avec la distance aux étoiles.

Dans le plan galactique, les étoiles qui dominent les comptages sont, pour la plupart, des géantes de type spectral K0-K2 (phase de fusion de He dans le noyau) ou bien des étoiles RGB (fusion de H dans une coquille) ou AGB (fusion de He dans une coquille). Ces deux dernières dominent les comptages à grande distance grâce à leur luminosité élevée. En général, pour toute direction dans le ciel, il n'y a pas une unique population d'étoiles mais un mélange.

La figure 3.2 montre des étoiles simulées avec le modèle galactique et avec une distribution d'extinction pour la direction ($l, b=330^\circ, 1.5^\circ$). Une corrélation entre la couleur des étoiles et leur distance est évidente ; les géantes les plus lointaines sont plus rouges car la lumière qu'elles ont émise a rencontré plus de matière sur leur trajectoire vers la Terre que les géantes proches. Par contre, les naines et les sous géantes qui

se trouvent en bas et à gauche sur cette figure ne suivent pas la même dépendance entre distance et couleur. Ceci est dû au fait que ces étoiles ne subissent pas beaucoup d'extinction. Contrairement aux géantes, les naines les plus rouges sont les plus faibles ; elles ne sont pas observables loin de la Terre.

Étant donné que les étoiles observées sur une ligne de visée ne sont pas d'une unique population, j'ai utilisé le modèle galactique pour simuler une proportion variable d'étoiles du clump et d'étoiles RGB/AGB. Ceci me donne une distribution réaliste de la couleur des étoiles. Je peux ensuite utiliser la relation couleur distance pour transformer une distribution de couleur observée en une extinction sur la ligne de visée.

3.1.3 Excès de couleur

Une différence de couleur (observée - intrinsèque) peut être utilisée pour calculer l'extinction que subit une étoile. Si nous observons un groupe d'étoiles, supposées être à une distance similaire, la différence entre leur couleur moyenne et leur couleur intrinsèque nous donne l'extinction moyenne de ces étoiles à leur distance moyenne. Pour transformer un excès de couleur en une extinction, il faut utiliser une loi d'extinction (§1.2.2). Par exemple, si nous utilisons la loi d'extinction de Mathis (1990), et nous calculons l'extinction dans la bande K_s à partir de l'excès de couleur $E(J-K_s)$, nous avons :

$$\overline{A_{K_s}} = 0.67 \times \overline{E(J-K_s)} \quad (3.1)$$

où A_{K_s} est l'extinction dans la bande K_s , et la barre signifie que les valeurs sont des moyennes.

La détermination de l'excès de couleur pour plusieurs étoiles nécessite la connaissance du type spectral des étoiles pour connaître leurs couleurs intrinsèques. Comme mentionné plus haut, j'utilise le modèle galactique pour simuler le mélange d'étoiles sur une ligne de visée. En supposant que ces couleurs intrinsèques simulées soient une bonne représentation des vraies couleurs intrinsèques des étoiles de la Voie Lactée, nous pouvons calculer la différence d'extinction entre les étoiles simulées et observées à partir de leur différence de couleur :

$$\delta \overline{A_{K_s}} = 0.67 \times [\overline{(J-K_s)}_{\text{obs}} - \overline{(J-K_s)}_{\text{sim}}]. \quad (3.2)$$

Les indices inférieurs obs et sim représentent les étoiles observées et simulées, respectivement. L'équation 3.2 est valide pour calculer la *différence* d'extinction entre modèle et observations ; c'est à dire, si nous supposons une valeur de l'extinction pour les étoiles simulées, nous calculons l'écart entre l'extinction observée et celle qui est supposée.

Pour calculer l'extinction en fonction de la distance pour une ligne de visée donnée, j'utilise la méthode suivante. Je suppose d'abord une distribution simple pour l'extinction, issue du modèle de Besançon comme expliqué dans §2.4.4. Cette distribution est alors appliquée sur les étoiles simulées. Ensuite, les catalogues d'étoiles simulées et observées sont coupés aux magnitudes limites inférieures et supérieures et les naines sont supprimées des deux catalogues comme expliqué dans §3.1.1.

Les deux catalogues sont classés par couleur croissante. Grâce à la relation couleur distance des géantes, ce classement revient effectivement à classer les étoiles en distance croissante. Les étoiles simulées sont ensuite réparties dans des cellules, le

3.1. Bases de la méthode

nombre d'étoiles par cellule est choisi pour que la distance médiane aux étoiles dans une cellule soit supérieure à celle aux étoiles de la cellule précédente. Les étoiles observées sont aussi réparties par cellules pour que chaque cellule contienne la même fraction d'étoiles que pour la cellule correspondante des étoiles simulées. En d'autres termes, le nombre d'étoiles observées dans la cellule i est choisi pour que :

$$n_{\text{obs},i} = \frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{mod}}} n_{\text{mod},i} \quad (3.3)$$

où N_{obs} et N_{mod} représentent le nombre total d'étoiles dans les observations et le modèle, respectivement, et $n_{\text{obs},i}$ et $n_{\text{mod},i}$ sont le nombre d'étoiles dans la cellule i pour les observations et le modèle.

Après cette étape de classement par cellules, il suffit d'appliquer l'équation 3.2, cellule par cellule, et de supposer que la distance de la cellule i est donnée par la médiane de la distance aux étoiles simulées dans cette même cellule. Cette méthode dépend des paramètres choisis pour le modèle galactique. L'impact de ces choix est discuté plus tard, dans la section 3.3.1.

3.1.4 Statistique du χ^2

Après avoir enlevé les naines et calculé l'extinction et la distance pour chaque cellule, j'obtiens l'extinction en fonction de la distance pour une ligne de visée. Pour tester sa validité, j'utilise cette distribution de l'extinction pour rougir les étoiles simulées pour cette même ligne de visée. Ensuite, je construis deux histogrammes de couleur ; l'un pour les observations, l'autre pour les étoiles simulées avec l'ajout de l'extinction calculée. Pour quantifier la différence entre ces deux histogrammes, j'utilise une statistique de χ^2 .

Choix de la taille des cellules⁷ de l'histogramme

Le choix de la taille des cellules dans un histogramme n'est pas évident. En augmentant la taille, nous perdons de l'information. En revanche, si nous créons des cellules trop petites, elles seront presque toutes vides. Il n'existe pas, à ma connaissance, de manière infaillible pour choisir la taille des cellules. Par contre il existe des guides. Pour choisir la taille des cellules des histogrammes de couleur pour des dizaines de milliers de lignes de visée, il faut utiliser une technique qui soit capable d'estimer au mieux la taille avec le nombre d'étoiles sur la ligne de visée et leur distribution en couleur. Par conséquent, pour choisir la taille des cellules dans les histogrammes j'utilise la relation suivante qui est détaillée dans Izenman (1991).

$$W = 2 \times IQR \times N^{-\frac{1}{3}} \quad (3.4)$$

où W est la largeur de la cellule, IQR est la "Inter Quartile Range", définie comme la différence entre les percentiles de 75% et 25% de la couleur des étoiles, et où N est le nombre total d'étoiles dans l'histogramme. Cette équation va donc définir des cellules plus grandes quand la dispersion dans les données est grande (grand IQR) et des cellules plus petites quand N est grand.

⁷Ici, je ne parle pas des cellules utilisées pour calculer l'extinction

Valeur de la statistique χ^2 utilisée

L'équation pour calculer le χ^2 pour deux distributions en cellules (Eq.3.5) est donnée par Press et al. (1992) :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{k+1} \frac{\left(n_{\text{mod},i} \sqrt{N_{\text{obs}}/N_{\text{mod}}} - n_{\text{obs},i} \sqrt{N_{\text{mod}}/N_{\text{obs}}} \right)^2}{n_{\text{mod},i} + n_{\text{obs},i}} \quad (3.5)$$

où $n_{\text{obs},i}$ (N_{obs}) et $n_{\text{mod},i}$ (N_{mod}) représentent le nombre d'étoiles dans la cellule i de l'histogramme en couleur (nombre total sur la ligne de visée) des observations et du modèle, respectivement et $k + 1$ est le nombre de cellules des histogrammes. Pour chaque cellule de l'histogramme des observations dans laquelle il y a moins de cinq étoiles les cellules voisines sont regroupées pour créer une cellule plus grande avec un nombre d'étoiles plus grand. Toute opération effectuée sur l'histogramme des observations est aussi effectuée sur l'histogramme des étoiles simulées. La normalisation de l'équation 3.5 au nombre total d'étoiles permet de s'affranchir de la différence dans le nombre d'étoiles entre le modèle et les observations.

Loi du χ^2

Le résultat de l'équation 3.5 est une somme sur chaque cellule i de l'histogramme qui dépend du nombre de cellules de l'histogramme. Il faut donc une estimation de l'importance de la valeur du χ^2 .

La densité de probabilité $f(x)$ d'une variable aléatoire qui suit une loi du χ^2 est donnée par :

$$f(x) = \frac{1}{2\Gamma(n/2)} \left(\frac{x}{2} \right)^{\frac{n}{2}-1} e^{-\frac{x}{2}} \quad (3.6)$$

si $x > 0$, sinon $f(x) = 0$. La variable n est le nombre de degrés de liberté. La fonction de répartition de la loi du χ^2 est donnée par :

$$F(x) = P \left(\frac{n}{2}, \frac{x}{2} \right) \quad (3.7)$$

si $x \geq 0$, sinon $f(x) = 0$. Ici, P est une fonction gamma incomplète normalisée, elle est définie par :

$$P(a, x) = \frac{\gamma(a, x)}{\Gamma(a)} \quad (3.8)$$

où $\gamma(a, x)$ est une fonction gamma incomplète :

$$\gamma(a, x) = \int_0^x t^{a-1} e^{-t} dt \quad (3.9)$$

et $\Gamma(x)$ est la fonction gamma :

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt. \quad (3.10)$$

La fonction de répartition de la loi du χ^2 (Eq.3.8) donne la probabilité que la somme des carrés de n variables normales aléatoires, de variance unité et moyenne nulle, soit plus petite que x .

3.1. Bases de la méthode

La valeur du χ^2 définie dans l'équation 3.5 est une variable aléatoire tendant vers une loi du χ^2 à $k + 1$ degrés de liberté. Si l'équation 3.5 n'était pas normalisée, son χ^2 tendrait vers une loi du χ^2 à $k + 2$ degrés de liberté. Pour avoir un indicateur de fiabilité du χ^2 calculé, je remplace n par $k + 1$ et x par χ^2 dans l'équation 3.8 et je calcule :

$$Q(\chi^2 | k+1) = 1 - P\left(\frac{k+1}{2}, \frac{\chi^2}{2}\right). \quad (3.11)$$

La valeur de $Q(\chi^2 | k+1)$, comprise entre 0 et 1, donne la probabilité qu'il y a une corrélation entre les deux histogrammes. Elle est utilisée dans la suite pour trouver la distribution de l'extinction qui minimise les différences entre les étoiles observées et modélisées.

3.1.5 Itérations

Après l'ajustement du modèle avec l'extinction calculée, la magnitude apparente de certaines étoiles devient plus faible que la limite de complétude des observations. De façon similaire, la magnitude apparente de certaines étoiles, trop brillantes avant l'ajout d'extinction, devient assez faible pour rentrer dans la sélection d'étoiles. Par conséquent, la sélection des étoiles simulées est modifiée et un nouveau calcul de l'extinction pourrait donner des résultats différents. La méthode décrite précédemment est donc répétée, jusqu'à ce que la valeur de $Q(\chi^2 | k+1)$ atteigne un maximum. Ceci est souvent accompli en 10 itérations, mais en nécessite parfois jusqu'à 50.

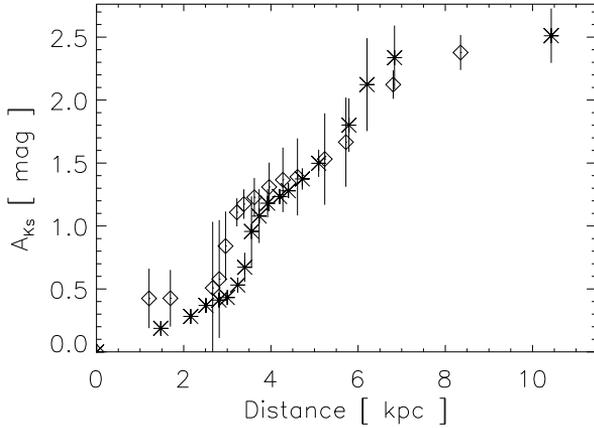
Cette méthode suppose que les étoiles observées et simulées dans une cellule⁸ donnée sont à la même distance. Ceci n'est pas forcément vrai avant l'ajout de l'extinction aux étoiles simulées. Si nous supposons que la densité spatiale des géantes est bien modélisée dans le modèle galactique, et que l'extinction est uniforme sur le champ, alors l'hypothèse que les étoiles observées et simulées dans une cellule représentent la même population d'étoiles à une distance similaire est justifiable. Les itérations sont donc nécessaires pour assurer cette hypothèse.

La différence entre la première détermination de l'extinction et la distribution finale est montrée dans la figure 3.3(a). La différence entre la première distribution (losanges) et la distribution finale (astérisques) est significative. Le décalage du saut d'extinction à ~ 3 kpc est de 1kpc entre les deux. Ceci se traduit par une différence entre les deux histogrammes (Fig.3.3(b)) et donc une valeur de $Q(\chi^2 | k+1)$ basse. La première détermination de l'extinction est réalisée avec des étoiles simulées qui ne sont pas utilisées pour la deuxième car elles sont trop faibles. Les itérations servent à obtenir un mesure de l'extinction avec des étoiles simulées qui représentent au mieux les observations.

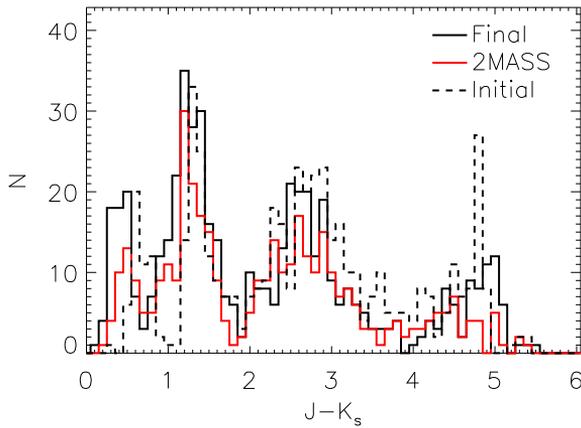
Donc, pour résumer, la détermination de la distribution de l'extinction sur une ligne de visée est faite comme indiqué ci-dessous :

1. Je suppose d'abord une distribution simple pour l'extinction (§2.4.4), ou bien j'applique l'extinction de l'itération précédente
2. J'enlève les naines et coupe les observations et le modèle aux limites en magnitude

⁸Ces cellules sont a nouveau celle utilisées dans la détermination de l'extinction



(a) Distribution de l'extinction initiale (losanges) et finale (astérisques). Les barres d'erreur indiquent la déviation absolue moyenne de l'extinction médiane des étoiles dans la cellule.



(b) Distribution en couleur des étoiles de 2MASS (ligne rouge) et du modèle ajusté (ligne noire). La ligne discontinue représente la solution initiale, avant les itérations.

FIG. 3.3 – Résultats initiaux et finaux de l'extinction pour la ligne de visée ($l, b = 345^\circ, 0^\circ$). L'ajustement initial est amélioré après plusieurs itérations de la méthode.

3.2. Automatisation de la méthode

3. Je classe les deux catalogues par couleur croissante
4. Je crée des cellules pour les étoiles simulées avec la contrainte que la distance aux étoiles dans chaque cellule doit être \geq à la cellule précédente
5. Je crée des cellules pour les étoiles observées, en y mettant la même fraction d'étoiles que pour les étoiles simulées
6. Je calcule la correction de l'extinction en utilisant l'équation 3.2, cellule par cellule
7. Je crée les histogrammes en couleur et calcule la valeur de $Q(\chi^2 | k+1)$
8. Je continue depuis l'étape 1 jusqu'à atteindre un maximum dans la valeur de $Q(\chi^2 | k+1)$

3.1.6 Test de validité

Je viens de décrire une méthode pour déterminer l'extinction sur la ligne de visée en minimisant la différence entre la distribution en couleur d'étoiles observées et modélisées. La méthode permettra dans la plupart des cas de trouver une distribution de l'extinction mais comment savoir si elle a trouvé une solution qui s'approche de la réalité ? Des mesures de l'extinction pour des millions d'étoiles, jusqu'à plusieurs kpc du Soleil, ne seront pas disponibles avant l'arrivée du satellite Gaia. Donc, pour le moment, j'ai validé la méthode en utilisant des données simulées, générées en utilisant le modèle de Besançon. J'ai ensuite fait la même chose en changeant certains paramètres du modèle pour simuler l'impact d'avoir un modèle ayant des paramètres mal déterminés (§3.3.1).

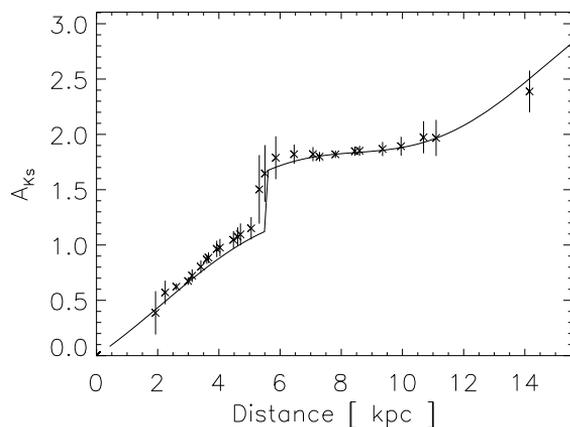
Les données simulées sont générées à partir du modèle galactique. Pour tester la validité de la méthode avec des données simulées, il suffit de créer un catalogue d'étoiles simulées pour une direction donnée, et pour laquelle j'introduis une distribution d'extinction (extinction diffuse et un certain nombre de nuages). Ensuite je calcule l'extinction comme décrit ci-dessus, comme si les étoiles simulées étaient de vraies observations.

La figure 3.4 montre ce test pour la direction $(l, b = 3.0^\circ, 0.0^\circ)$. Les étoiles simulées ont été soumises à une extinction dans la bande K_s de 0.2 mag kpc^{-1} . De plus, il y a un nuage à 5.5 kpc d'extinction 0.55 mag. L'extinction retrouvée est en accord avec l'extinction introduite à priori et donc les deux histogrammes ont très peu de différences (valeur de $Q(\chi^2 | k+1) \approx 1$).

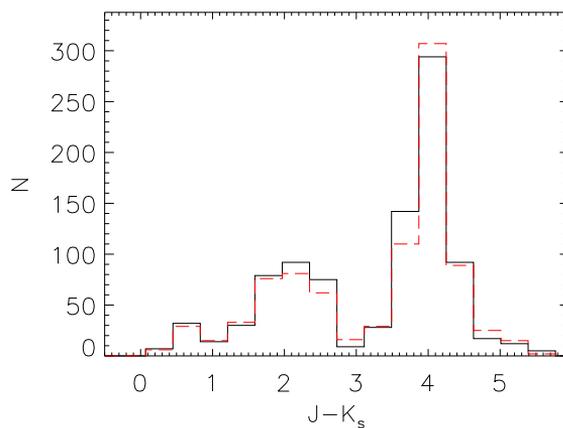
Plusieurs tests de ce type ont été effectués et l'extinction retrouvée avec la méthode est bien celle qui est introduite à priori, en tenant compte des barres d'erreurs. Néanmoins, un certain nombre d'étoiles est nécessaire ($n_{\text{géantes}} > 100$) au bon fonctionnement de la méthode et plus il y a de géantes, plus il y a de cellules, ce qui donne une meilleure résolution en distance.

3.2 Automatisation de la méthode

La méthode décrite ci-dessus calcule l'extinction sur une ligne de visée. Pour créer une carte étendue il faut un grand nombre de lignes de visée. Il faut donc faire face à deux problèmes : celui de l'automatisation de la méthode, et celui de l'optimisation du temps d'exécution.



(a) Extinction en fonction de la distance. Chaque astérisque représente l'extinction retrouvée par la méthode dans une cellule et les barres d'erreur indiquent la déviation absolue moyenne de l'extinction médiane des étoiles dans la cellule. La ligne continue représente l'extinction des données simulées.



(b) Histogramme de couleur $J - K_s$ pour les données simulées (rouge, tirets) et pour le modèle ajusté avec la méthode (noir, ligne continue).

FIG. 3.4 – Test de la méthode en utilisant des données simulées, générées avec le modèle de Besançon. L'extinction des données simulées est connue, donc la validité de la méthode peut être vérifiée.

3.2.1 Parallélisation sur un cluster de calcul

La parallélisation de la méthode pour créer une carte étendue du ciel est en fait très simple. La détermination de l'extinction sur une ligne de visée est indépendante des autres lignes de visée ; il suffit donc de couper la carte envisagée en plusieurs sous cartes et de confier chaque sous carte à un processeur différent sur une machine de calcul. Pour obtenir mes cartes, j'ai utilisé la machine de calcul de l'observatoire de Besançon qui est une Dataswift. Cette machine est composée d'un serveur 1,7 GHz avec 2 Go de mémoire et comporte

- 4 noeuds Xeon 1,7 GHz avec 2 Go de mémoire
- 4 noeuds 2.4 GHZ avec 2 Go de mémoire

le tout contrôlé par Linux-Mandrake 8.0 avec le noyau 2.4.10-mosix. Pour chaque ligne de visée il fallait effectuer les étapes suivantes :

1. télécharger les données 2MASS du serveur CDS en utilisant leur outil CDSClient
2. enlever les détections stellaires non-fiables (§2.2.6)
3. déterminer la limite de complétude (§2.2.5) et la loi de l'erreur photométrique (§2.4.5)
4. générer des étoiles simulées avec le modèle galactique, avec la même limite de complétude et loi d'erreur photométrique
5. calculer l'extinction comme décrit dans §3.1

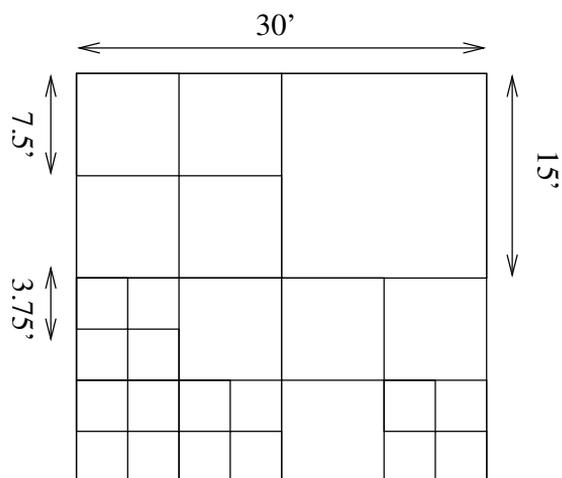
3.2.2 Cartes avec un maillage adaptatif

La méthode de calcul d'extinction nécessite un nombre d'étoiles minimum. Si le nombre d'étoiles est trop faible, le nombre de cellules sur la ligne de visée est aussi faible et donc la résolution en distance est non optimisée. La densité d'étoiles varie fortement en fonction de la position galactique. En gardant une résolution en distance acceptable (0.5 à 1 kpc), je peux faire varier la résolution spatiale de la carte. Pour cartographier les régions de haute latitude galactique où la densité d'étoiles chute brusquement, ce changement de résolution est essentiel.

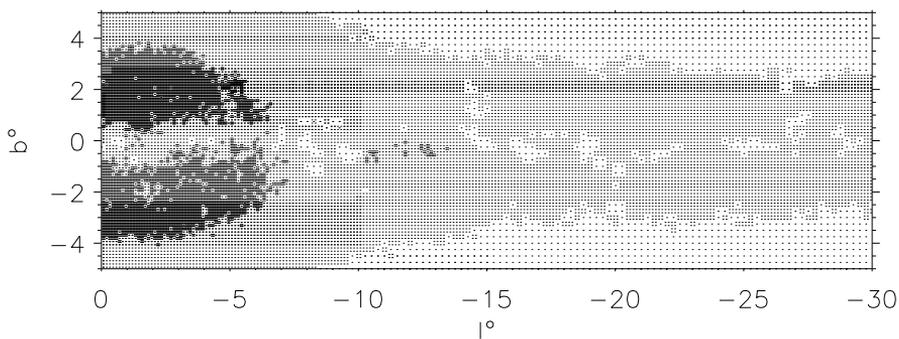
Pour éviter des problèmes d'interprétation liés à des pixels superposés, j'ai utilisé une méthode simple pour la création d'une carte avec un maillage adaptatif. Cette méthode consiste d'abord à définir le nombre minimum d'étoiles nécessaire pour un pixel n_{\min} . Le nombre d'étoiles nécessaires pour avoir une résolution en distance meilleure que ~ 1 kpc est d'environ 150 géantes. Si un pixel a un nombre d'étoiles supérieur à quatre fois le minimum, il est subdivisé en quatre. Si l'un des sous-pixels n'a pas le nombre minimum d'étoiles le pixel original est réformé. Par contre, si le nombre d'étoiles dans chacun des quatre sous-pixels dépasse le minimum, chaque sous-pixel est aussi subdivisé en quatre. Ce processus continue jusqu'à ce qu'il ne reste que des pixels non divisibles. La méthode et le résultat du maillage adaptatif sont présentés dans la figure 3.5.

3.3 Limites et biais

L'extinction déterminée avec la méthode décrite ci-dessus pourrait être limitée ou biaisé pour certaines lignes de visée. Ces problèmes pourraient venir soit des valeurs



(a) Maillage adaptatif. Un pixel est divisé en quatre si chaque sous-pixel a suffisamment d'étoiles. Dans le cas ci-dessus, le pixel original (de taille $30' \times 30'$) a été subdivisé en quatre et le premier sous-pixel avait suffisamment d'étoiles pour être lui-même subdivisé en quatre (des sous pixels de $7.5' \times 7.5'$).



(b) Le centre des pixels d'une carte de maillage adaptatif. La zone présentée est celle du centre galactique vers les longitudes négatives. Trois tailles de pixels sont présentées sur cette carte : 15', 7.5' et 3.75' de coté.

FIG. 3.5 – Création d'une carte à maillage adaptatif

3.3. Limites et biais

utilisées dans le modèle galactique, soit des limites et contaminations dans les observations. Dans cette section, je vais décrire certains éléments qui pourraient avoir un impact sur mes résultats.

3.3.1 Impact des paramètres galactiques supposés

Échelle de longueur du disque vieux

En augmentant l'échelle de longueur du disque vieux dans le modèle, nous augmentons la densité d'étoiles loin du centre galactique. Mais la densité stellaire du disque dans le modèle de Besançon est normalisée à la position du soleil. Donc pour le cas ci-dessus, le nombre d'étoiles vers le centre galactique diminue. Si, par contre, nous diminuons l'échelle de longueur, la densité des étoiles loin du centre diminue. A cause de la normalisation à la position du soleil, la densité d'étoiles vers le centre augmente.

Pour quantifier l'effet de la densité spatiale d'étoiles dans la méthode utilisée pour déterminer l'extinction, j'ai créé des données simulées avec une échelle de longueur différente de celle utilisée par défaut (2510 pc). Dans ces données simulées, j'introduis une distribution d'extinction que j'essaie de retrouver avec la méthode décrite ci-dessus. Deux longueurs ont été testées ; 2000 et 3000 pc.

Les résultats des différents tests sont présentés dans la figure 3.6. La première ligne montre la distribution de l'extinction des données simulées (ligne continue) et celle déterminée par la méthode (astérisques) pour les trois valeurs de l'échelle de longueur. La deuxième ligne montre les histogrammes de couleur issus des distributions d'extinction trouvées.

Nous pouvons constater que l'extinction trouvée suit très bien l'extinction introduite dans les données simulées. Aux grandes distances des différences sont apparentes : en supposant une valeur de 2510 pc pour l'échelle de longueur du disque vieux (alors qu'elle est de 2000 pc dans les données simulées) la méthode sous-estime l'extinction par un facteur de $\sim 10\%$ pour des distances plus grandes que 12 kpc. En sous-estimant l'échelle de longueur (2510 au lieu de 3000 pc), la position du premier nuage est décalée de 0.5 kpc.

Isochrone des étoiles du bulbe

Un isochrone d'une population d'étoiles décrit la position de ces dernières dans un diagramme couleur magnitude pour un âge donné. Il diffère d'un tracé évolutif car ce dernier est la position d'une étoile donnée dans un diagramme couleur magnitude en fonction de son âge. La détermination des isochrones théoriques dépend de plusieurs facteurs, par exemple l'équation d'état, l'opacité en fonction de la température, les modèles d'atmosphère stellaire utilisés et même des éléments du code utilisé comme l'intervalle de masse des étoiles. De ce fait, différents auteurs trouvent des résultats différents.

Changer la forme de l'isochrone utilisé pour générer une population d'étoiles avec le modèle galactique fait varier à la fois la couleur intrinsèque des étoiles simulées et leur magnitude absolue. Ces variations ont été quantifiées en utilisant les isochrones théoriques de Girardi et al. (2002) (7.9 et 10×10^9 ans) et de Bruzual et al. (1997) (10×10^9). Les deux études utilisent un FMI de Salpeter avec un indice $\alpha = 2.35$,

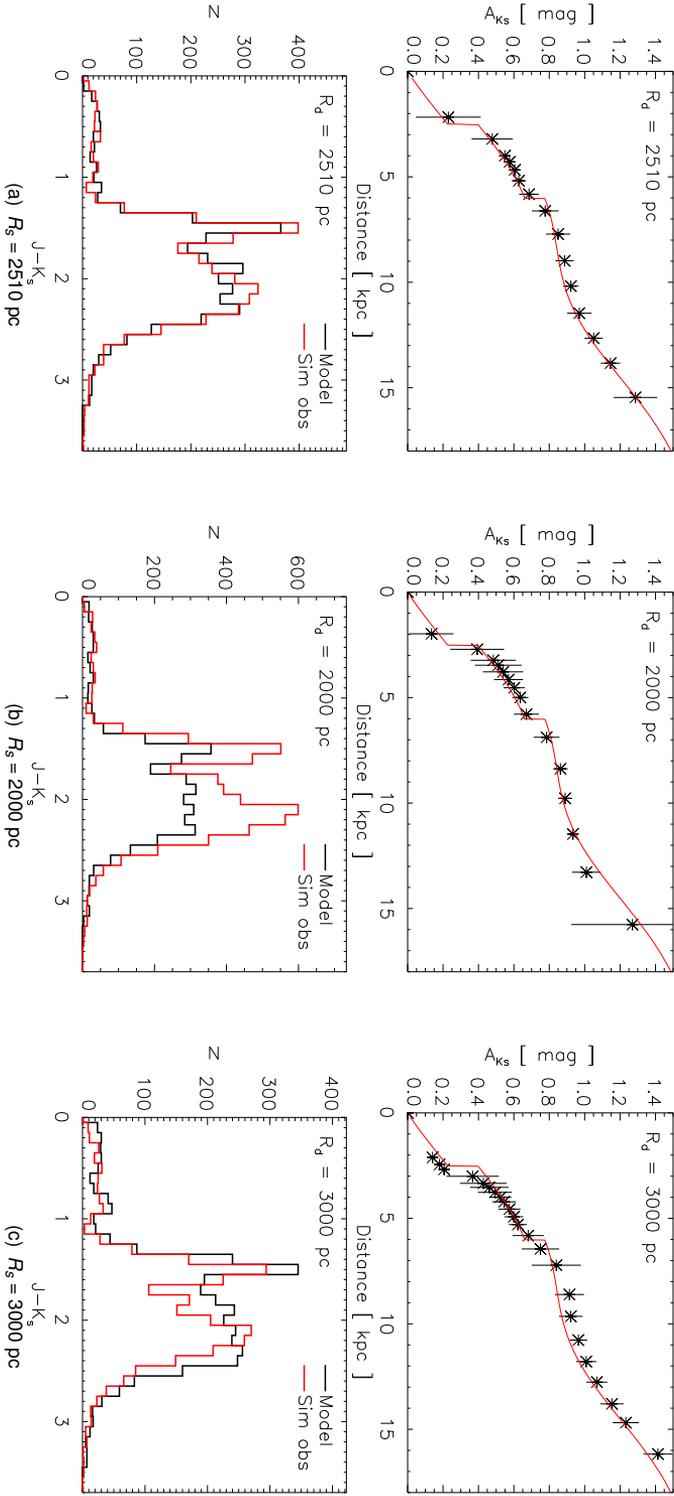
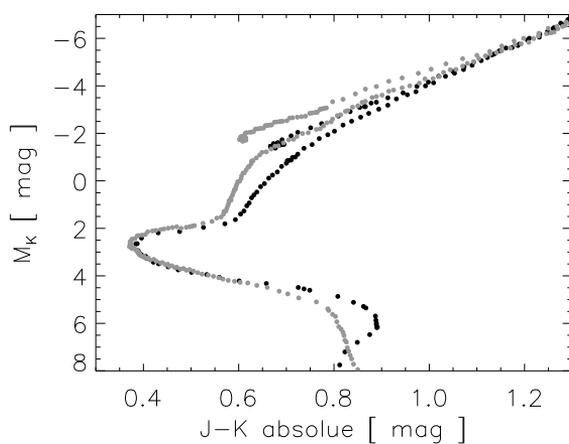
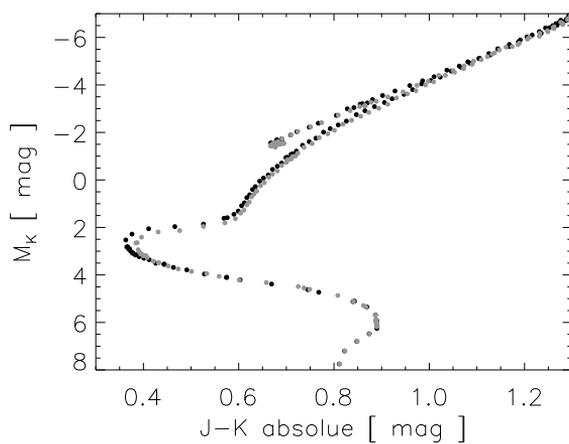


Fig. 3.6 – Influence de l'échelle de longueur supposée dans le modèle, pour la direction $(l, b = 10^\circ, 0^\circ)$. Des données sont simulées avec le modèle de Besançon pour une échelle de longueur de 2510 kpc (3.6(a)), 2000 pc (3.6(b)) et 3000 pc (3.6(c)). Le modèle utilisé pour retrouver l'extinction à une échelle de longueur de 2510 pc, la valeur par défaut pour le modèle galactique. Les graphiques sur la première ligne montrent l'extinction en fonction de la distance où les astérisques représentent l'extinction déterminée par la méthode et la ligne continue représente les données simulées. Les graphiques sur la deuxième ligne sont les histogrammes de couleur $J-K_s$ pour le modèle (ligne noire) et pour les données simulées (ligne rouge). Ceci démontre qu'un changement non négligeable dans le nombre d'étoiles n'a pas beaucoup d'impact sur la détermination de l'extinction.



(a) Diagramme couleur magnitude pour Padova 10.0 Ga (noir) et Bruzual 10 Ga (gris claire)



(b) Diagramme couleur magnitude pour Padova 7.9 Ga (noir) et Padova 10 Ga (gris claire)

FIG. 3.7 – Comparaison entre les isochrones de Bruzual et al. (1997) et Girardi et al. (2002).

et supposent une seule période de formation stellaire (starburst) et une métallicité solaire ($Z \approx 0.02$). Les trois isochrones sont comparés dans la figure 3.7. Dans le premier graphique on voit que les différences entre les isochrones de Padova 10.0 Ga et Bruzual 10 Ga sont significatives pour les branches des géantes (RGB/AGB) et pour les ($M_K > 4.0$). Ce deuxième point n'a pas beaucoup d'impact sur les résultats car il concerne les naines. En revanche, les branches des géantes montrent des différences d'une magnitude en K et 0.1 magnitudes en $J - K$. Dans le deuxième graphique est montré l'effet de l'âge sur la population stellaire. Les différences sont moins grandes et représentent un décalage de ~ 0.05 mag en couleur $J - K_s$ pour une différence d'âge de 2 Ga. Ceci est légèrement au-dessus de l'incertitude des observations de 2MASS, qui sont d'environ ~ 0.03 magnitudes en $J - K_s$.

Le choix d'isochrones change la distribution de l'extinction pour certaines lignes de visée mais l'effet global reste minimal. La différence d'extinction a été mesurée tous les 0.5 kpc du soleil, vers le bulbe, et la différence maximale entre les trois distributions d'extinction en utilisant les trois différents isochrones a été enregistrée. La distribution finale a une moyenne de $0.021 A_{K_s}$ et un σ de $0.018 A_{K_s}$. Ceci est bien inférieur à l'incertitude de la méthode (§3.3.3) donc j'ai utilisé la fonction de luminosité de Padova 7.9 Ga car c'est celle qui a donné le meilleur accord avec les observations en infrarouge proche du relevé 2MASS (Picaud, S. communication privée).

Échelle de longueur du trou dans le disque galactique

La taille du trou dans la distribution de densité du disque vieux reste mal connue (§2.4.3). De ce fait, j'ai testé l'impact de choisir une valeur différente pour l'échelle de longueur du trou (R_h dans l'équation 2.8).

Dans la figure 3.8 je présente la médiane de la différence de l'extinction, à différentes distances héliocentriques et à $|l| \leq 10^\circ$ et $|b| \leq 2.5^\circ$, entre deux déterminations de l'extinction utilisant deux modèles avec deux valeurs différentes pour R_h .

Pour des distances héliocentriques plus petites que 6 kpc, le modèle avec le grand trou prédit une extinction plus élevée que celui avec le petit trou. La distance donnée aux différents éléments d'extinction est calculée grâce à la distance aux étoiles du modèle galactique; le modèle avec une grande valeur de R_h a moins d'étoiles dans le centre donc l'extinction détectée grâce au rougissement des étoiles observées est associée à des distances héliocentriques moins élevées. Par contre, les différences ne sont pas grandes, et restent comparables à l'incertitude de la méthode (§3.3.3).

3.3.2 Taille inférieure des nuages détectables

En calculant l'extinction sur la ligne de visée, je suppose qu'un élément d'extinction couvre tout le champ de vue à la distance trouvée. Par contre, Faison & Goss (2001) ont résolu des structures dans le milieu interstellaire neutre en utilisant le VLBA (en anglais "Very Long Baseline Array") jusqu'à 10 UA. Cette résolution n'est pas atteignable avec la méthode, il est donc nécessaire de comprendre l'effet de la structure en dessous de la résolution que nous utilisons.

Pour ce faire, des données simulées ont été générées. J'ai choisi un pixel de $30' \times 30'$ que j'ai ensuite subdivisé en 4 sous-pixels. Ensuite, je peux choisir les sous-pixels dans lesquels je place un nuage à une distance donnée pour simuler un nuage

3.3. Limites et biais

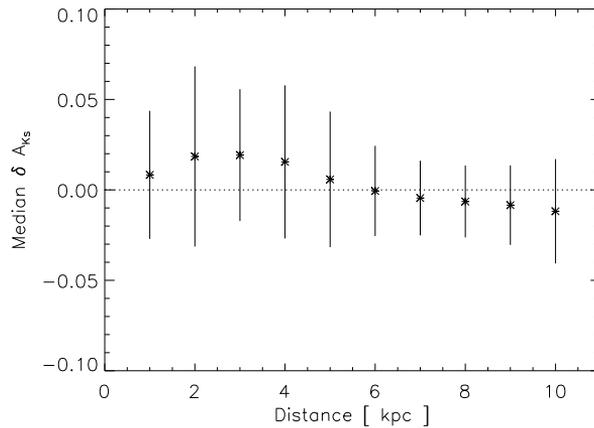


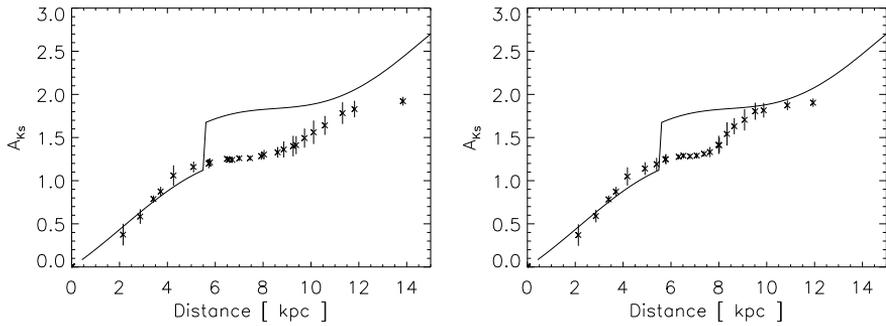
FIG. 3.8 – Influence de la densité du disque vers le centre galactique. La médiane de la différence de l'extinction, à différentes distances héliocentriques et à $|l| \leq 10^\circ$ et $|b| \leq 2.5^\circ$, entre deux déterminations de l'extinction utilisant deux modèles avec deux valeurs différentes pour l'échelle de longueur du trou (R_h dans l'équation 2.8). Les barres d'erreur représentent la déviation absolue moyenne de la médiane. La différence est calculée pixel par pixel, à chaque distance héliocentrique. Une différence positive indique que le modèle avec une valeur de R_h plus élevée a trouvé une extinction plus élevée.

qui ne couvre qu'une partie d'un pixel de la carte finale. Les résultats de ce test sont présentés dans la figure 3.3.2. Chaque graphique montre les résultats de la détermination de l'extinction où j'ai placé un nuage à 5.5 kpc qui recouvre 25% (haut, à gauche), 50% (en haut, à droite) 75% (en bas, à gauche) ou bien 100% (en bas, à droite) du champ de vue. La ligne continue dans le centre du graphique montre la somme de l'extinction diffuse et de celle du nuage. Les astérisques montrent le résultat de la méthode.

Comme le montre la figure 3.3.2, la méthode détecte les nuages qui recouvrent une faible partie du pixel. Par contre, le nuage est placé trop loin et sa densité est confondue dans l'extinction diffuse. Pour que la distance et la densité du nuage détecté soient bien estimées il faut que le nuage recouvre presque la totalité du pixel. Les cartes réalisées avec cette méthode vont donc ne mettre en évidence que les objets qui ont une taille angulaire comparable à la taille du pixel. Une meilleure résolution (§3.2.2) est donc souhaitable pour détecter d'avantage de structure galactique. Néanmoins, il existe une taille de champ minimale car il faut avoir une densité d'étoiles suffisante devant et derrière un nuage pour le détecter.

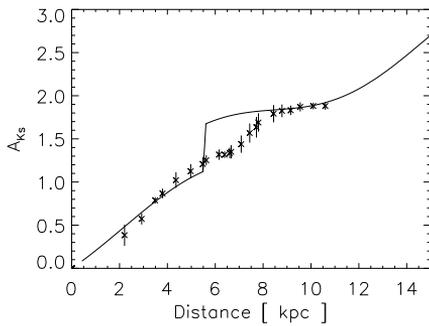
3.3.3 Sensibilité à la magnitude de l'extinction

La détection d'extinction est calculée à partir d'une différence de couleur entre modèle et observations. Si cette différence est en-dessous de l'incertitude de couleur observée, l'extinction calculée est confondue avec le bruit des observations. Ceci définit un minimum de l'extinction détectable avec la méthode de différence de couleur. Pour les observations de 2MASS, l'incertitude sur la couleur varie mais on peut

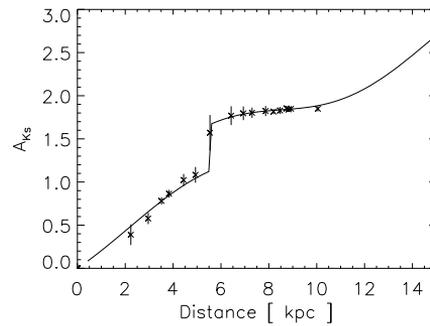


(a) Le nuage recouvre 25% du pixel - il est détecté à 10 kpc

(b) Le nuage recouvre 50% du pixel - il est détecté à 8.5 kpc



(c) Le nuage recouvre 75% du pixel - il est détecté à 7.5 kpc



(d) Le nuage recouvre 100% du pixel - il est détecté à 5.5 kpc

FIG. 3.9 – Détection d'un nuage plus petit que la taille d'un pixel. Les graphiques montrent le résultat de la méthode avec un nuage qui recouvre une fraction variable du pixel. La ligne continue représente l'extinction des données simulées ; les astérisques représentent l'extinction des cellules trouvées avec la méthode. L'histogramme en bas de chaque graphique montre la distribution de la densité sur la ligne de visée. Le nuage à 5.5 kpc n'est bien trouvé que pour le cas où le nuage recouvre la totalité du champ.

prendre une valeur de 0.05 magnitudes comme valeur moyenne. En utilisant l'équation 3.1, l'incertitude dans l'extinction A_{Ks} en utilisant les données de 2MASS est donc de ~ 0.03 magnitudes. Ces données ne sont donc pas optimales pour l'étude de régions de basse extinction.

3.3.4 Limites en distance

Cette méthode a des limites en distance. Je supprime les naines des observations ; ces étoiles sont locales donc je perds de l'information sur le premier centaines de parsecs environ. Une adaptation de la méthode pour utiliser les naines dans le calcul de l'extinction pourrait réduire ce minimum mais il est très difficile d'isoler les naines des géantes (l'inverse est nettement plus facile).

De plus, la méthode présente une distance maximum au delà de laquelle l'extinction ne peut être détectée. Dès qu'il n'y a pas suffisamment de géantes la méthode

3.3. Limites et biais

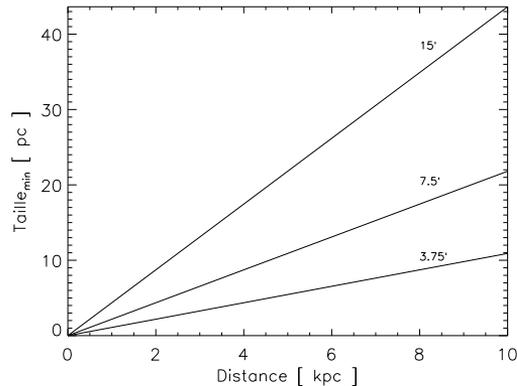


FIG. 3.10 – Taille des nuages détectables en fonction de la distance pour trois résolutions : 15' (haut), 7.5' (milieu) et 3.75' (bas).

ne peut pas détecter l'extinction. Il faut donc se restreindre aux directions proches du plan galactique. Très peu d'étoiles du disque vieux se trouvent au-delà de ~ 14 kpc du centre galactique, ce qui nous limite à quelques kpc pour les directions vers l'anti-centre. Pour des lignes de visée vers la Galaxie interne, la limite en distance va être déterminée par la densité de colonne de la poussière ; les étoiles deviennent trop éteintes et dépassent la limite de complétude pour les observations. Ceci dépend de la direction mais la plupart se trouvent entre ~ 8 et ~ 15 kpc. En utilisant des observations plus profondes, il serait possible de détecter de la structure à des distances plus élevées.

3.3.5 Poussière circumstellaire

Pour calculer l'extinction je sélectionne les géantes en fonction de leur couleur. Ainsi, cette sélection d'étoiles va contenir un certain nombre de géantes entourées par de la poussière dite circumstellaire. Cette poussière, étant d'une composition similaire à la poussière dans le milieu interstellaire, va rougir et atténuer la lumière émise par l'étoile. Donc, ces étoiles ne sont pas un bon guide pour retrouver l'extinction interstellaire. Malheureusement, elles ne peuvent pas être isolées et séparées des autres étoiles. Je suis donc limité à une estimation du biais introduit par cette population d'étoiles.

La poussière circumstellaire des géantes rouges provient des vents stellaires pendant une phase où l'étoile perd de la masse. Des géantes M, avec un type spectral plus tard que M5 montrent de la poussière circumstellaire mais en faible quantité (Glass & Schultheis, 2003).

Très probablement, toutes les étoiles perdent de la masse sous forme de vent stellaire pendant leur vie. Par contre, elles deviennent plus lumineuses en vieillissant et le taux de perte de masse augmente. Cette perte de masse devient plus importante pendant son trajet sur la branche asymptotique.

Dans la plupart de la Galaxie, le rapport entre les étoiles AGB et les étoiles RGB est faible, de l'ordre de quelques pourcent. Vers le bulbe interne cette fraction augmente

Chapitre 3. Détermination de l'extinction interstellaire en trois dimensions

considérablement et des pourcentages vers $\sim 20\%$ peuvent être atteints. Par contre, les différents types d'étoiles AGB (variables semi-réguliers, variables de type Mira, étoiles OH/IR de haute luminosité) sont toujours mal connus (Habing, 1996).

Jura & Kleinmann (1989) ont étudié la densité d'étoiles AGB en phase de perte de masse dans le voisinage solaire. Ils trouvent que la densité de surface est de l'ordre de $\sim 25 \text{ kpc}^{-2}$. Le Bertre et al. (2003) ont étudié la distribution spatiale des étoiles AGB avec l'expérience spatiale japonaise IRTS. Ils trouvent que les étoiles avec une forte perte de masse, de l'ordre de $10^{-6} < M_{\odot} \text{ an}^{-1} < 10^{-5}$, dominent le remplissage du milieu interstellaire. Ces étoiles ont un excès de couleur en $J - K_s$ de l'ordre de 0.5 mag et représentent $\sim < 10\%$ du nombre total d'étoiles dans ma sélection. Après le classement par couleur $J - K_s$ croissante (§3.1.3) les étoiles les plus rouges sont dominées par les étoiles entourées par de la poussière circumstellaire. Par conséquent, l'extinction peut être surestimée de 0.33 magnitudes dans la bande K_s (Eq.3.1) aux grandes distances héliocentriques. La région la plus problématique est le bulbe interne, où la proportion des étoiles AGB est élevée comme mentionné ci-dessus.

Chapitre 4

Résultats sur l'extinction et la distribution de la poussière

Sommaire

4.1 Extinction sur la ligne de visée	57
4.1.1 Trois régions à caractère différent	57
4.1.2 Comparaison avec autres estimations	58
4.2 Cartes de l'extinction totale	62
4.3 Comparaison avec d'autres cartes bidimensionnelles	64
4.3.1 Cartes basées sur les observations stellaires	64
4.3.2 Carte basée sur l'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain	66
4.4 Distribution de la poussière	69
4.4.1 Coupes en distance vers le centre galactique	69
4.4.2 Extinction vue du pôle nord galactique	72
4.5 Utilisation des données OGLE II	74
4.6 Conclusion	75

4.1 Extinction sur la ligne de visée

Avant de comprendre les résultats à grande échelle, il est intéressant de constater comment la méthode réagit vers différentes directions dans la Galaxie. Ensuite, je montrerai une comparaison avec d'autres estimations de l'extinction tridimensionnelle. Les résultats que je montrerai ont été obtenus avec les observations de 2MASS, et OGLE pour ce qui concerne le §4.5.

4.1.1 Trois régions à caractère différent

Trois lignes de visée, qui montrent les résultats de la méthode pour différentes directions dans le ciel, sont présentées dans la figure 4.1, une par ligne. L'extinction dans la bande K_s en fonction de la distance et les histogrammes de couleur $J - K_s$ du

modèle (ligne noire) et des observations 2MASS (ligne rouge) sont présentées pour chaque ligne de visée.

La première est une ligne de visée typique du plan galactique, à $(l, b = 18.5^\circ, 0.0^\circ)$. On peut remarquer que les histogrammes présentent une grande gamme d'indice de couleur $J - K_s$, ce qui fait que la résolution en distance est bonne. En effet, il est nécessaire de rappeler comment les cellules sont formées (§3.1.3). Les étoiles sont d'abord classées par couleur croissante puis les cellules sont créées pour que la distance de chaque cellule successive ne diminue pas. Ceci a un rapport avec la distribution de couleur des étoiles grâce à la relation couleur distance (§3.1.2). Dans le cas d'une grande gamme de l'indice de couleur, chaque cellule représente mieux une population d'étoiles à une distance unique, comme le montre la figure 4.2(a). Ceci est le cas pour la couleur $J - K_s$ des étoiles du plan où l'extinction est forte.

La deuxième ligne de visée montre l'inverse, une ligne de visée à haute latitude $(l, b) = 41.63^\circ, 10.13^\circ$ où l'extinction est faible et la gamme de l'indice de couleur est petite. La relation couleur distance est moins efficace pour séparer les étoiles par cellules, ce qui augmente la dispersion de la distance des étoiles dans une cellule de couleur et qui engendre des barres d'erreur plus élevées (Fig.4.2(b)).

La troisième ligne de visée montre un champ vers le haut du bulbe galactique. Il y a une forte densité d'étoiles vers cette région mais une extinction faible. Toute l'extinction se trouve à moins de ~ 4 kpc. La méthode n'arrive pas à trouver une meilleure solution que le modèle de la matière interstellaire en forme de disque exponentiel (§2.4.4). On peut remarquer que la distribution de l'extinction dans les cas deux et trois est similaire. Une solution lisse n'arrive pas à ajuster les régions structurées dans le plan comme dans la première ligne de visée. Néanmoins, cette solution lisse peut être utile quand l'extinction est faible et peu structurée.

4.1.2 Comparaison avec autres estimations

Plusieurs déterminations de l'extinction ont été mentionnées dans §1.3.2. Trois méthodes tridimensionnelles qui ne sont pas limitées au voisinage solaire sont celles de Neckel et al. (1980), López-Corredoira et al. (2002) et Drimmel et al. (2003). Dans la figure 4.3, mes résultats sont comparés avec ces trois derniers.

Les résultats de Neckel et al. (1980) sont ceux qui ont la plus grande dispersion. Ceci n'est pas étonnant car leur méthode est basée sur les étoiles individuelles. Chaque ligne de visée mesure la densité de colonne de poussière dans un très petit angle solide et mesure donc les fluctuations du milieu interstellaire aux petites échelles. En plus, les étoiles qu'ils utilisent sont de type spectral OB et ces étoiles se trouvent souvent dans, ou à proximité de leurs nuages moléculaires parents. Cette proximité peut introduire de l'extinction locale qui engendre une surestimation de l'extinction interstellaire ou de la distance à l'étoile.

López-Corredoira et al. (2002) détermine l'extinction en analysant des diagrammes couleur magnitude issus de 2MASS de taille $1^\circ \times 1^\circ$. Ces diagrammes sont découpés en cellules de taille de 0.1 mag en magnitude apparente. A ce stade ils ont donc un histogramme en couleur $J - K_s$ par intervalle de magnitude apparente. Ils ajustent une gaussienne sur l'histogramme pour déterminer le pic qu'ils associent avec les étoiles du clump. Pour bien isoler cette population d'étoiles ils utilisent des tracés évolutifs du modèle "SKY" de Wainscoat et al. (1992). Ils supposent que les étoiles du clump ont

4.1. Extinction sur la ligne de visée

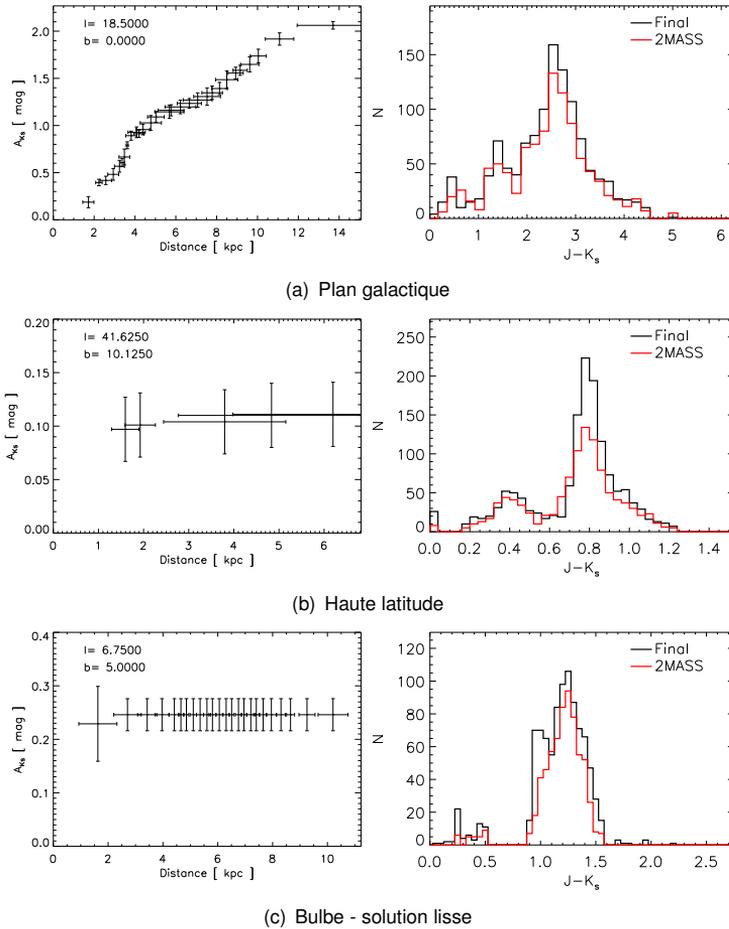
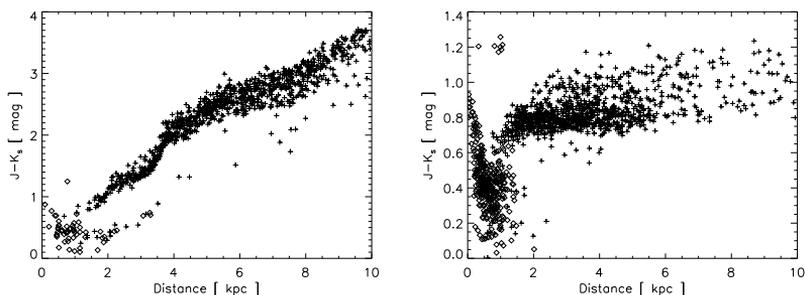


FIG. 4.1 – Résultats pour trois différentes lignes de visée dans la Galaxie. Pour chaque ligne de visée sont montrés deux graphiques : Gauche : l'extinction dans la bande K_s en fonction de la distance ; Droite : les histogrammes de couleur $J - K_s$ du modèle (ligne noire) et des observations 2MASS (ligne rouge).



(a) Ligne de visée ($l, b = 18.5^\circ, 0.0^\circ$) avec une faible extinction ($A_{K_s} \sim 0.1$). La gamme d'indice de couleur est grande.
 (b) Ligne de visée ($l, b = 41.63^\circ, 10.13^\circ$) avec une forte extinction ($A_{K_s} \sim 2.0$). La gamme d'indice de couleur est petite.

FIG. 4.2 – Relation couleur distance pour deux lignes de visée différentes. Dans les deux cas, les croix représentent les géantes et les losanges représentent les naines. Plus la gamme de l'indice de couleur $J - K_s$ est petite, plus la relation distance $J - K_s$ est dispersée.

Élément	LC02	M06
Population utilisée	Étoiles du clump	Toutes géantes
Sélection de la population	Modèle SKY	Modèle de Besançon
Détermination de la distance	magnitude apparente	Modèle de Besançon

TAB. 4.1 – Différences entre la technique pour déterminer l'extinction de López-Corredoira et al. (2002) (LC02) et celle de Marshall et al. (2006) (M06).

toutes la même couleur ($J - K_s = 0.75$) ce qui leur permet de transformer la différence de couleur en extinction. En connaissant l'extinction, et en supposant que la magnitude absolue est la même pour toutes les étoiles du clump, ils peuvent déterminer la distance :

$$r = 10^{1/5(m_K - M_K + 5 - A_K(r))} \quad (4.1)$$

La technique de López-Corredoira et al. (2002) présente des similarités à la mienne : Ils utilisent la différence entre la couleur observée et la couleur intrinsèque des géantes rouges, observées par 2MASS, pour calculer l'extinction. On s'attendrait à voir des résultats similaires, ce qui est le cas pour certaines lignes de visée mais pas pour d'autres. Un petit résumé des différences entre les deux techniques est présenté dans le tableau 4.1. Les différences entre le modèle SKY et le modèle de Besançon, ainsi que des différences dans nos hypothèses respectives, pourraient expliquer les différences observées pour certaines lignes de visée.

Finalement, mes résultats et ceux de Drimmel et al. (2003) sont en accord pour certaines lignes de visées mais pas pour d'autres. Nos deux approches sont complètement différentes car ils construisent leur carte en utilisant les observations de l'émission des grains de poussière. Leur estimation de la température des grains diffère de celle de Schlegel et al. (1998) (§1.3.2) : Drimmel et al. (2003) supposent que la température de la poussière dans la Galaxie est fonction du rayon galactocentrique. Ceci veut dire que les régions où la température de la poussière s'écarte de cette loi pourraient résulter en une mauvaise estimation de l'extinction. De plus, quand la ligne de visée est proche de la tangente d'un bras spiral, ou quand elle est proche du centre

4.1. Extinction sur la ligne de visée

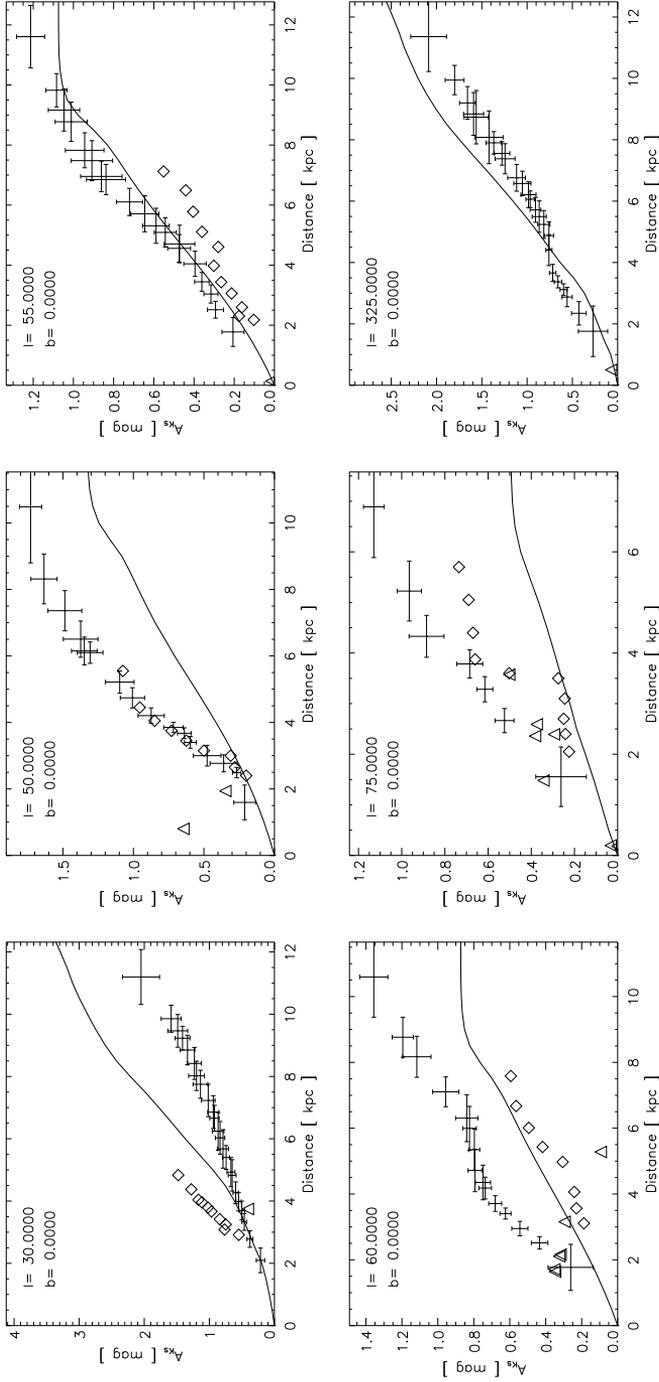


FIG. 4.3 – L'extinction, sur la ligne de visée, pour six champs différents. Pour chaque champ, mes résultats (croix) sont comparés avec les résultats de Neckel et al. (1980) (triangles), Drimmel et al. (2003) (ligne continue), et López-Corredoira et al. (2002) (losanges), lorsqu'ils sont disponibles.

galactique, il peut y avoir des erreurs systématiques dans leur méthode. Par contre pour $|b| > 2 - 3^\circ$ l'ajustement sur l'émission en infrarouge est moins affecté par ces biais. Contrairement à leur technique, ma méthode n'est pas sensible à la température de la poussière, ni à un modèle de bras spiraux mais dépend de la fonction de luminosité et de la distribution spatiale des géantes. L'intégration des deux techniques dans une seule carte est un projet pour le simulateur du satellite Gaia.

En résumé, les différentes estimations de l'extinction interstellaire en trois dimensions donnent des résultats dans le même ordre de grandeur. Néanmoins, certaines différences existent, ce qui pourrait être expliqué par les différentes approches utilisées. En effet, les conditions physiques de la Galaxie sont une fonction des coordonnées galactiques ; chaque méthode est plus ou moins sensible à ces variations.

4.2 Cartes de l'extinction totale

En combinant plusieurs lignes de visée, il est possible de créer un cube de données en l, b et r . Pour représenter ce cube de données, j'ai créé plusieurs cartes bidimensionnelles. Certaines montrent l'extinction totale, ou la densité de matière absorbante, en l, b jusqu'à une certaine distance. Chaque ligne de visée a été construite indépendamment des autres mais les structures cartographiées pourraient être détectées sur plusieurs lignes de visée. J'utilise une interpolation linéaire entre les points pour construire une grille de points réguliers. La triangulation de Delaunay (Delaunay, 1934) crée un ensemble de triangles entre des points voisins. Elle trouve la solution qui maximise le plus petit angle de l'ensemble des triangles pour éviter des triangles trop allongés. La valeur d'un point quelconque est le résultat de l'interpolation linéaire des trois points du triangle dans lequel il se situe.

L'extinction totale pour la région $|l| \leq 180^\circ$ et $|b| \leq 30^\circ$ est montrée dans la figure 4.4, en projection Aitoff. L'extinction est représentée en échelle logarithmique et les lignes pointillées sont tracées tous les 10° en latitude et tous les 60° en longitude. Le centre galactique est au centre du graphique, les longitudes positives se trouvent sur la gauche, les latitudes positives vers le haut. La résolution de cette carte est variable - elle va de $3.75'$ vers le centre galactique jusqu'à 4° vers les hautes latitudes, dans les régions de faible extinction.

La matière est concentrée dans le plan galactique, ce qui donne lieu à la forte extinction observée dans le plan ($A_{K_S} \geq 2.0$). L'extinction qui se trouve au-dessus ou en-dessous du plan est dominée par la matière proche du soleil.

Des artefacts dus aux sources extragalactiques sont aussi visibles. Vers les coordonnées $(l, b) = (280^\circ, -28^\circ)$ se trouve une grande région vue en extinction qui fait partie du Grand Nuage de Magellan. Cette galaxie satellite de la Voie Lactée se trouve à plus de 50 000 kpc ; les étoiles détectées par 2MASS plus brillantes que $m_{K_S} = 12$ sont dominées par les géantes rouges. Ceci ajoute un excès d'étoiles rouges dans ces champs et explique la forte extinction trouvée. Une autre galaxie satellite de la Voie Lactée, la galaxie naine du Sagittaire, est vue en extinction à $(l, b \sim 5^\circ, -15^\circ)$. Le modèle de Besançon n'inclut pas les étoiles des galaxies satellite dans ses simulations donc l'extinction trouvée est placée à des distances trop proches du soleil.

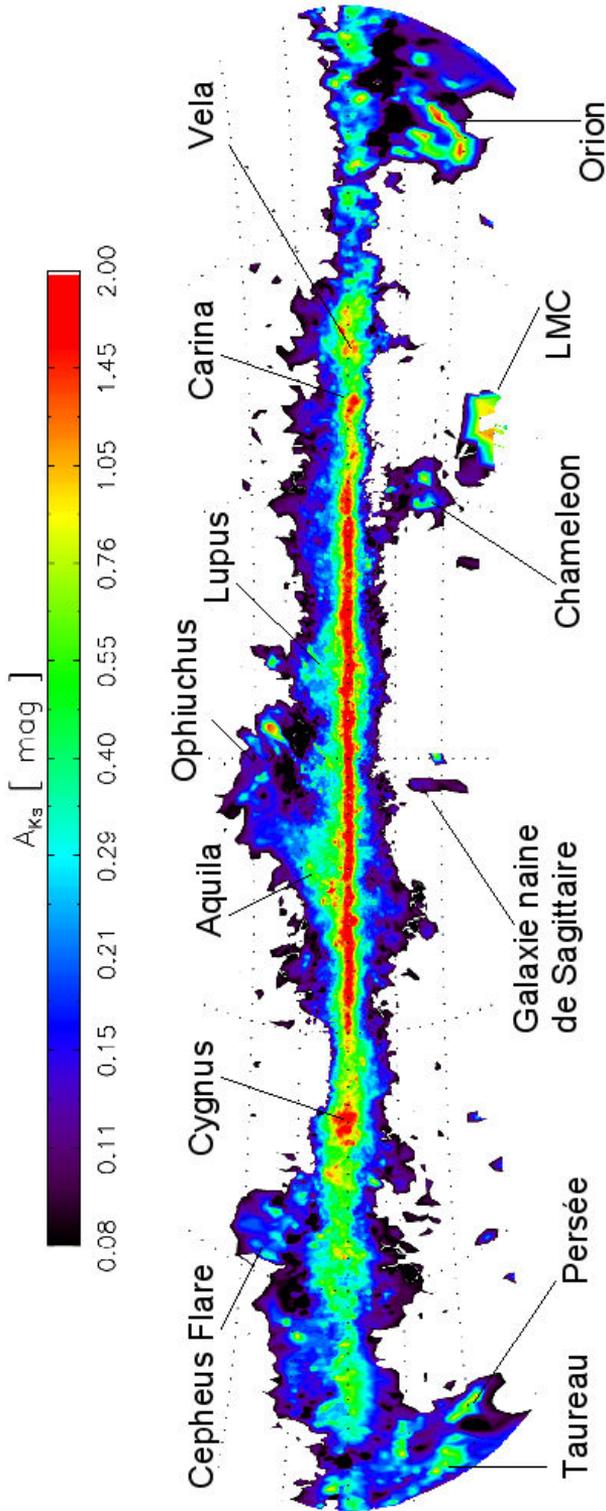


FIG. 4.4 – Extinction totale pour $|b| \leq 30^\circ$. La résolution est variable : elle varie entre $3.75'$ vers le centre jusqu'à $4'$ aux hautes latitudes et loin du centre galactique. L'échelle de l'extinction est logarithmique et les lignes pointillées sont tracées tous les 10° en latitude et tous les 60° en longitude. Le centre galactique est au centre du graphique, les longitudes positives se trouvent sur la gauche, les latitudes positives vers le haut.

4.3 Comparaison avec d'autres cartes bidimensionnelles

Il existe un nombre important de cartes de l'extinction (§1.3.2). La plupart sont des cartes de nuages isolés mais avec une plus haute résolution spatiale que celle montrée dans la figure 4.4 (Lada et al., 1994; Alves et al., 1998; Cambrésy et al., 2002; Lombardi et al., 2006). J'ai donc choisi trois études sur des régions étendues pour effectuer des comparaisons avec mes résultats. Ces trois cartes de l'extinction ont été construites en utilisant deux techniques différentes : extinction à partir du rougissement stellaire (Schultheis et al., 1999; Dutra et al., 2003b) et à partir de l'émission de la poussière (Schlegel et al., 1998).

4.3.1 Cartes basées sur les observations stellaires

A présent je vais comparer mes résultats avec deux différentes cartes d'extinction : celle de Schultheis et al. (1999) (ou S99) de la région $|l| \leq 8^\circ$, $|b| \leq 1.5^\circ$ et celle de Dutra et al. (2003b) (ou D03) de la région $|l| \leq 5^\circ$, $|b| \leq 5^\circ$. La technique de S99 consiste à comparer les isochrones d'étoiles AGB, issues du relevé DENIS, à des isochrones théoriques, non rougies de Bertelli et al. (1994). La technique de D03 est similaire, mais ils utilisent le relevé 2MASS sans utiliser d'isochrones. A la place des isochrones, ils utilisent un modèle empirique de la branche des géantes.

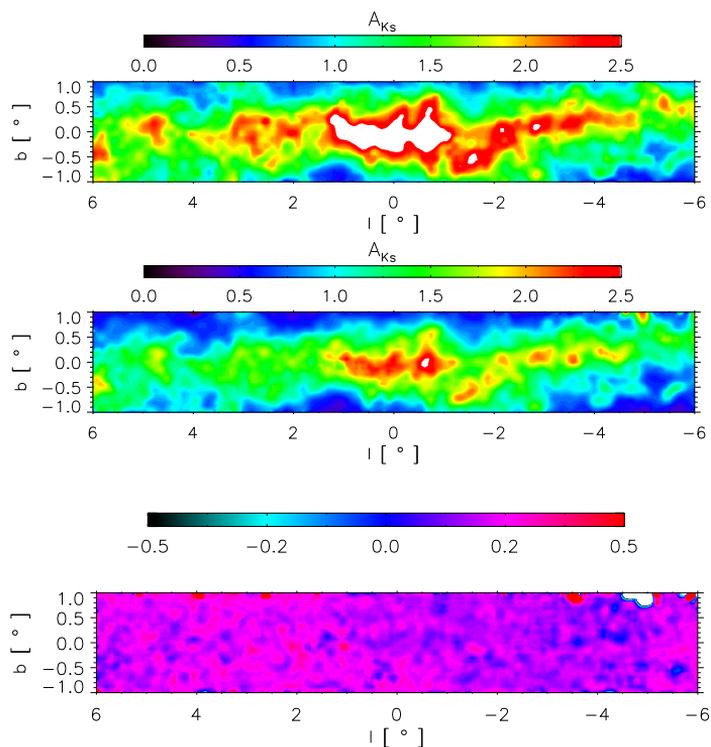
Les deux techniques utilisent des observations dans l'infrarouge proche, comme c'est le cas dans mon étude, mais leurs approches sont différentes de la mienne. Leurs cartes ont une résolution supérieure à la mienne mais montrent l'extinction jusqu'à la distance des étoiles du bulbe galactique. Donc, pour comparer, je calcule l'extinction à la distance du bulbe (supposé être à 8.5 kpc du Soleil). Par ailleurs, je dégrade la résolution des cartes de S99 et D03 à la même résolution que ma carte.

La carte de la différence entre ma carte et celle de S99 (Fig.4.5) montre que nous trouvons les mêmes structures mais que la magnitude de l'extinction est décalée. Ces différences sont dues au fait que j'ai utilisé une loi d'extinction différente pour convertir une différence de couleur en une extinction. J'utilise Mathis (1990), la loi utilisée pour le modèle galactique, alors que S99 utilise Glass (1999). Donc pour une différence $\delta(J - K_s)$ donnée, S99 attribue une extinction moins forte que moi. La différence entre les deux cartes est plus grande pour les régions de forte extinction. En moyenne, la différence est de 0.3 magnitudes dans la bande K_s .

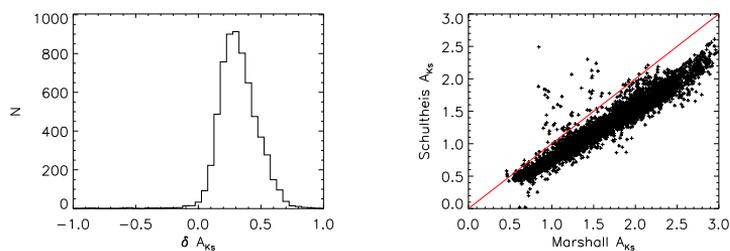
En revanche, l'accord avec les résultats de D03, montré dans la figure 4.6, est nettement meilleur. Ils utilisent la même loi d'extinction (Mathis, 1990) que j'ai employée pour transformer l'excès de couleur observé en une extinction. Les deux bandes noires dans la carte de D03 sont dues au fait que les données 2MASS, au moment de la publication de leur article, n'étaient pas complètes.

La loi d'extinction dans l'infrarouge utilisée mérite plus d'explications. Elle est supposée être à peu près constante d'une ligne de visée à une autre, en revanche différents auteurs obtiennent différentes lois. Les valeurs de la loi d'extinction dans l'infrarouge, représentées par le rapport A_{K_s}/A_J , sont présentées dans le tableau 4.2. Ces valeurs se divisent en deux camps : le premier (van de Hulst, 1946; Nishiyama et al., 2006) cite une valeur aux alentours de 0.34 et le deuxième (Rieke & Lebofsky, 1985; Cardelli et al., 1989; Indebetouw et al., 2005) cite une valeur aux alentours de 0.4. S99 utilisent la valeur du premier camp, et D03 et moi-même utilisons la valeur du

4.3. Comparaison avec d'autres cartes bidimensionnelles

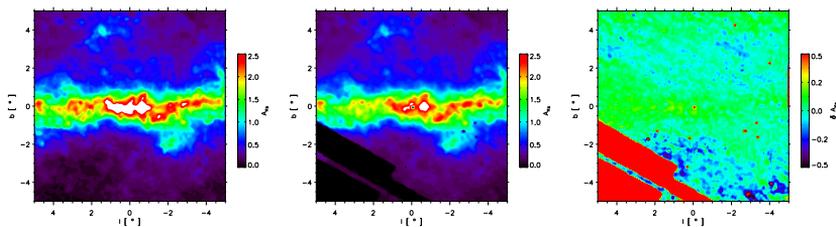


(a) Cartes d'extinction totale dans la bande K_s . Haut : Méthode Marshall, milieu : S99, bas : $A_{K_s}(\text{Marshall}) - A_{K_s}(\text{S99}) / A_{K_s}(\text{Marshall})$

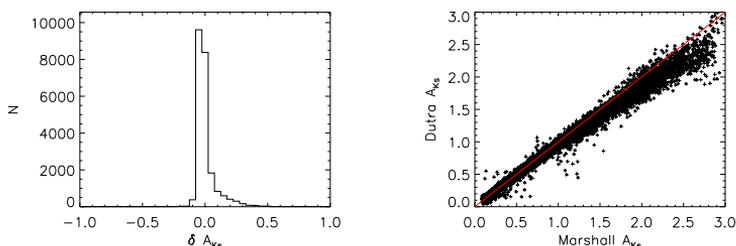


(b) Comparaison, pixel par pixel entre les deux cartes. Gauche : histogramme des différences, droite : comparaison des valeurs obtenues dans chaque carte. La ligne droite définit un accord parfait.

FIG. 4.5 – Comparaison des résultats vers le Bulbe entre la méthode Marshall et celle de S99. La carte est celle de la région $|l| \leq 6^\circ, |b| \leq 1^\circ$.



(a) Cartes d'extinction totale dans la bande K_S . Gauche : Méthode Marshall, milieu : D03, droite : $A_{K_S}(\text{Marshall}) - A_{K_S}(\text{Dutra}) / A_{K_S}(\text{Marshall})$



(b) Comparaison, pixel par pixel entre les deux cartes. Gauche : histogramme des différences, droite : comparaison des valeurs obtenues dans chaque carte. La ligne droite définit un accord parfait.

FIG. 4.6 – Comparaison des résultats vers le Bulbe entre la méthode Marshall et celle de D03. La carte représente la région $|l| \leq 5^\circ, |b| \leq 5^\circ$. Les deux bandes noires dans la carte de D03 sont dus au manque de données à l'époque de sa création.

deuxième.

4.3.2 Carte basée sur l'émission de la poussière dans l'infrarouge lointain

La carte de la poussière de Schlegel et al. (1998) (nommé dans la suite SFD98, voir §1.3.2) a été obtenue à partir de l'observation de l'émission de la poussière. Elle détecte la même matière qu'une carte basée sur l'extinction de la lumière des étoiles mais les propriétés des grains vont affecter les deux cartes différemment. L'extinction est affectée par des variations dans la distribution en taille des grains et l'émission subit des variations dues à la température et à l'émissivité des grains.

Plusieurs auteurs ont trouvé que la carte de SFD98 surestime l'extinction ; un sommaire est présenté dans le tableau 4.3. Arce & Goodman (1999) ont déduit l'extinction vers le complexe du Taureau en utilisant quatre techniques différentes qui donnent toutes des résultats cohérents. Ils observent une différence d'un facteur de 1.3 à 1.5 entre leurs déterminations et celle de SFD98 pour $A_V > 0.5$. La raison que donnent Arce & Goodman (1999) pour expliquer cette différence est la calibration des cartes de SFD98. En effet, pour convertir une densité de colonne en une extinction, SFD98 utilisent la relation entre la couleur $B - V$ et la raie Mg_2 des galaxies elliptiques. En revanche, ils n'ont pas de données pour contraindre les valeurs de l'extinction au dessus de $\sim 1.0A_V$ ($0.36 E(B - V)$), et ils ont très peu de valeurs pour de l'extinction au

4.3. Comparaison avec d'autres cartes bidimensionnelles

Auteur	A_{K_S}/A_J^a	Source
van de Hulst (1946)	0.348	Théorie de Mie
Rieke & Lebofsky (1985)	0.419	Bulbe galactique avec UAO ^b et IRTF ^c
Cardelli et al. (1989) ^d	0.402	45 Etoiles OB
Indebetouw et al. (2005)	0.400	Plan galactique avec GLIMPSE
Nishiyama et al. (2006)	0.331	Centre galactique avec IRSF ^e

^aSi l'auteur donne A_K au lieu de A_{K_S} , la relation $A_K/A_{K_S} = 0.95$ est appliquée

^bUniversity of Arizona Observatory

^cInfrared Telescope Facility

^dDans l'infrarouge, cette loi est la même que celle donnée dans Mathis (1990)

^eInfrared Survey Facility

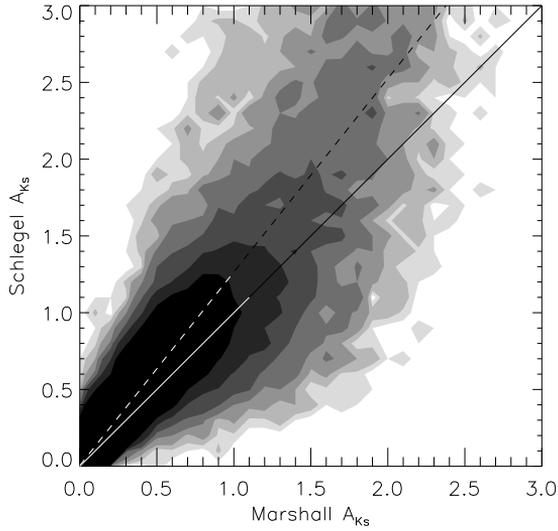
TAB. 4.2 – Loi d'extinction dans l'infrarouge selon différents auteurs.

Auteur	Région étudiée	$\frac{A_V(\text{Schlegel})}{A_V(\text{Auteur})}$
Arce & Goodman (1999)	Complexe du Taureau	1.3 - 1.5
Chen et al. (1999)	$ b > 2.5^\circ$	1.16
Cambrésy et al. (2001)	Polaris Flare	2.0
Dutra et al. (2002)	$l, b = 359.4^\circ, 3.1^\circ$	1.45
Dutra et al. (2003a)	$4^\circ \leq b \leq 25^\circ$	1.33
Cambrésy et al. (2005)	antcentre galactique	1.31
Ce travail	$ l \leq 100^\circ, b \leq 10^\circ$	1.26 - 1.31

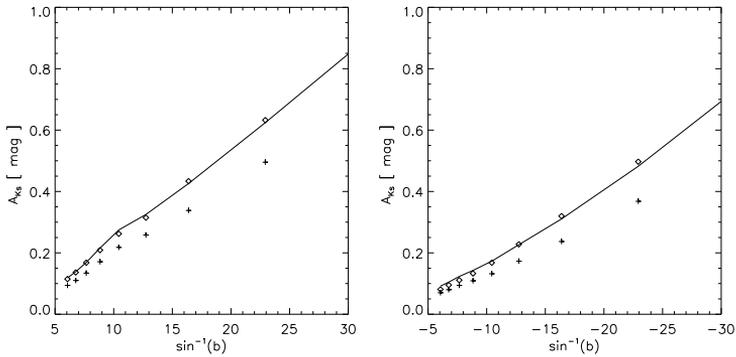
TAB. 4.3 – Plusieurs auteurs trouvent des différences systématiques entre leurs valeurs pour l'extinction et celles de SFD98. Ces différentes études sont présentées ici avec la région de l'étude et la magnitude de la différence de l'extinction par rapport à SFD98.

dessus de $\sim 0.5A_V$ ($0.2 E(B - V)$). Néanmoins, à part le problème de calibration, Arce & Goodman (1999) ne présentent pas de raison physique pour les différences entre leurs déterminations et celle de SFD98. Une raison physique pour cette différence a été fournie par Cambrésy et al. (2005). Ils ont mesuré l'extinction totale dans la direction antcentre de la Voie Lactée en utilisant la couleur des galaxies. Ils argumentent que les galaxies qui dominent les comptages ont une faible dispersion en couleur intrinsèque. Par conséquent, les couleurs observées peuvent être utilisées pour mesurer l'extinction totale. Ils ont comparé leurs résultats et ceux de SFD98 dans tout l'hémisphère de la direction antcentre. Ils trouvent que l'extinction de SFD98 est surestimée par un facteur 1.31 pour $A_V > 0.5$. Ils proposent que la raison physique pour cette différence est la présence de grains de type "fluffy", dont l'émissivité est plus grande que celle des grains classiques. Ces grains seraient le résultat de coagulation entre grains dans les régions denses.

J'ai effectué une comparaison entre mes résultats et ceux de SFD98, pour la région de la Galaxie interne ($|l| \leq 100^\circ, |b| \leq 10^\circ$). Mes résultats sont similaires à ceux cités dans le tableau 4.3 ; je constate que les résultats de SFD98 surestiment l'extinction par un facteur de 1.26-1.31 (Fig.4.7). Dans la figure 4.7(a), l'extinction calculée avec ma méthode est en abscisse, celle de SFD98 est en ordonnée. La ligne continue montre le cas $A_{K_S}(\text{Marshall}) = A_{K_S}(\text{Schlegel})$; la droite qui ajuste le mieux les deux résultats



(a) Comparaison sur toute la région ($|l| \leq 100^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$). La ligne continue montre l'égalité et la ligne discontinue montre la ligne droite qui représente au mieux les résultats.



(b) Extinction moyenne de SFD98 (croix) et de mes résultats (losanges) en fonction de la latitude pour les hémisphères nord (gauche) et sud (droite). La ligne droite représente mes résultats avec un facteur multiplicatif (1.26 pour l'hémisphère nord et 1.31 pour l'hémisphère sud).

FIG. 4.7 – Comparaison entre les valeurs de l'extinction de Marshall et al. (2006) et SFD98 pour $|l| \leq 100^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$.

4.4. Distribution de la poussière

est représentée par la ligne en tirets. La figure 4.7(b) montre la comparaison des deux résultats en fonction de la latitude galactique. Les différences d'extinction existent pour toutes les valeurs de la latitude galactique. Ces différences sont cohérentes avec l'interprétation de Cambrésy et al. (2005) car ma carte de l'extinction dans la bande K_s sonde surtout les régions denses de la Galaxie où la coagulation des poussières pourrait avoir lieu.

4.4 Distribution de la poussière

L'extinction calculée vers une étoile, quel que soit la technique, donne la densité de colonne de poussière sur la ligne de visée vers l'étoile. La technique présentée dans le chapitre 3 calcule l'extinction moyenne vers des étoiles supposées être à une distance similaire. Donc, ce calcul fournit la densité de colonne moyenne pour les étoiles à cette distance. La densité de poussière par unité de volume (n_d) en fonction de la distance (r) est donc :

$$n_d(r) \propto \frac{dA_{K_s}(r)}{dr} \quad (4.2)$$

Pour une ligne de visée donnée, la fonction $A_{K_s}(r)$ n'est pas continue mais elle est discrétisée en cellule. Je n'ai pas de contrainte sur la distribution de la matière à l'intérieur d'une cellule donc je suppose qu'elle est uniforme. J'utilise alors une mesure de l'extinction par unité de distance ou l'extinction différentielle (δA_{K_s}). Cette dernière est donnée par :

$$\frac{\delta A_{K_s}(r')}{dr} \approx \frac{A_{K_s}(r_{i+1}) - A_{K_s}(r_i)}{r_{i+1} - r_i} \quad \text{pour} \quad r_i < r' \leq r_{i+1} \quad (4.3)$$

où r_i est la distance de la cellule i et la densité de matière est bien constante entre deux cellules i et $i + 1$.

4.4.1 Coupes en distance vers le centre galactique

La figure 4.8 montre l'extinction différentielle dans 4 tranches vers le centre galactique. Les 4 images, de haut en bas, correspondent à l'extinction différentielle entre 0-2 kpc, 2-4 kpc, 4-6 kpc et 6-8 kpc respectivement du soleil.

La matière à haute latitude absolue se trouve aux petites distances - dès que nous regardons à de grandes distances du soleil à haute latitude nous quittons le disque mince de la Galaxie. Dans la première image, en haut à gauche vers ($l, b = 29^\circ, 3.75^\circ$) se trouvent les nuages LDN 559 (Lynds, 1962) et Aquila et vers ($l, b = -2^\circ, -2^\circ$) se trouve FeSt1-435 (Feitzinger & Stuewe, 1984).

La plus grande concentration d'extinction se trouve dans le plan pour les images deux et trois (de la figure 4.8), c'est à dire pour des distances galactocentriques de $\sim 2.5 - 6$ kpc. Ces distances correspondent à l'anneau moléculaire.

Finalement, dans la dernière image nous pouvons constater une légère pente du disque de poussière. Pour $l > 25^\circ$ le plan moyen du disque se trouve aux latitudes négatives alors que pour $l < -25^\circ$ le plan moyen se trouve aux latitudes positives. Cette pente a été remarquée par Nakanishi & Sofue (2003) dans leurs observations du gaz HI. De même, Sanders et al. (1984) ont utilisé des observations de la molécule CO

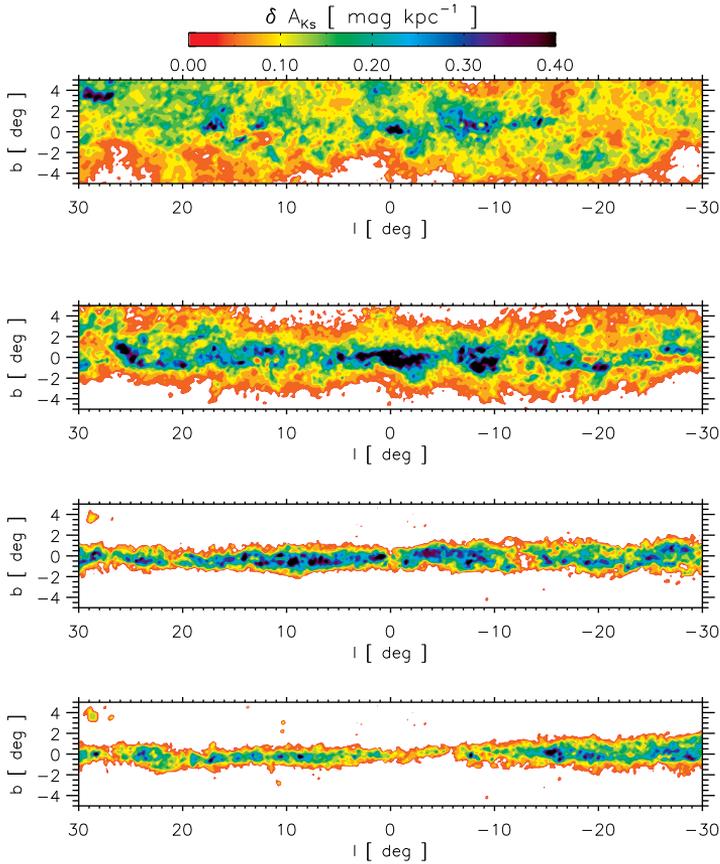
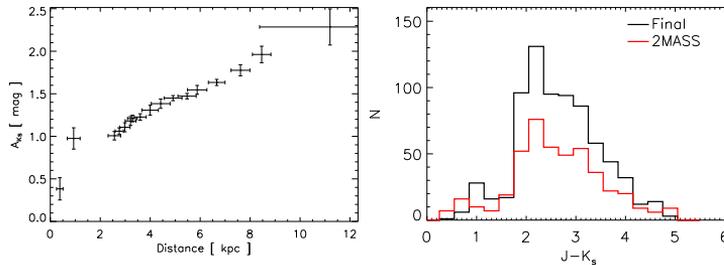


FIG. 4.8 – Extinction différentielle pour quatre coupes en distance vers le centre galactique. Les 4 images, de haut en bas, correspondent à l'extinction différentielle A_{K_s} entre 0-2 kpc, 2-4 kpc, 4-6 kpc et 6-8 kpc respectivement du soleil.

4.4. Distribution de la poussière



(a) Images du complexe des nuages LDN 559 / LDN 586 / LDN 587 de l'observatoire Astronomique de Mallorca. La taille de l'image est de 17 degrés carrés et le centre est à $(ra,dec)=(18h\ 38.5m, +01.25^\circ)$. Le carré blanc montre la taille approximative d'un pixel de la carte d'extinction.



(b) Extinction en fonction de la distance (gauche) et histogrammes de couleur $J - K_s$ des observations (ligne rouge) et du modèle (ligne noire) pour la direction $(l, b = 28.9^\circ, 3.9^\circ)$. La taille du champ est $7.5'$ carré et correspond à un pixel

Fig. 4.9 – Extinction vers le complexe des nuages LDN 559 / LDN 586 / LDN 587

pour en déduire que le plan moyen du disque de gaz pour $R < 1.5$ kpc est aux latitudes négatives dans le premier quadrant ($0^\circ < l < 90^\circ$) et pour les latitudes positives dans le quatrième quadrant ($0^\circ > l > -90^\circ$). Fux (1999) a trouvé une pente dans le gaz associée à la barre de l'ordre de 5° dans son interprétation des observations du CO de Dame et al. (2001) Je reviendrais plus en détail sur la pente de la barre de poussière dans §5.2.

Les nuages LDN 559 et Aquila sont bien retrouvés sur la première image. En revanche, on voit qu'ils persistent dans les autres images. Ceci est, bien-sûr, un artefact de la méthode et vient du fait que je suppose que l'extinction à une distance donnée est uniforme sur tout le champ. Cette supposition n'est pas valide pour les nuages proches qui ont beaucoup de structure non résolue à l'intérieur d'un pixel. Une image en optique du complexe LDN 559 / LDN 586 / LDN 587, ainsi que l'extinction calculée sur la ligne de visée vers $(l, b = 28.9^\circ, 3.9^\circ)$ et les histogrammes de couleur correspondants sont présentés dans la figure 4.9. On constate sur cette image que ces nuages proches ne sont pas uniformes, avec des régions plus ou moins denses, ce qui crée une grande gamme de couleurs observées pour les étoiles en arrière plan. Ceci a pour effet d'étaler l'histogramme de couleur. Les étoiles qui se trouvent derrière une

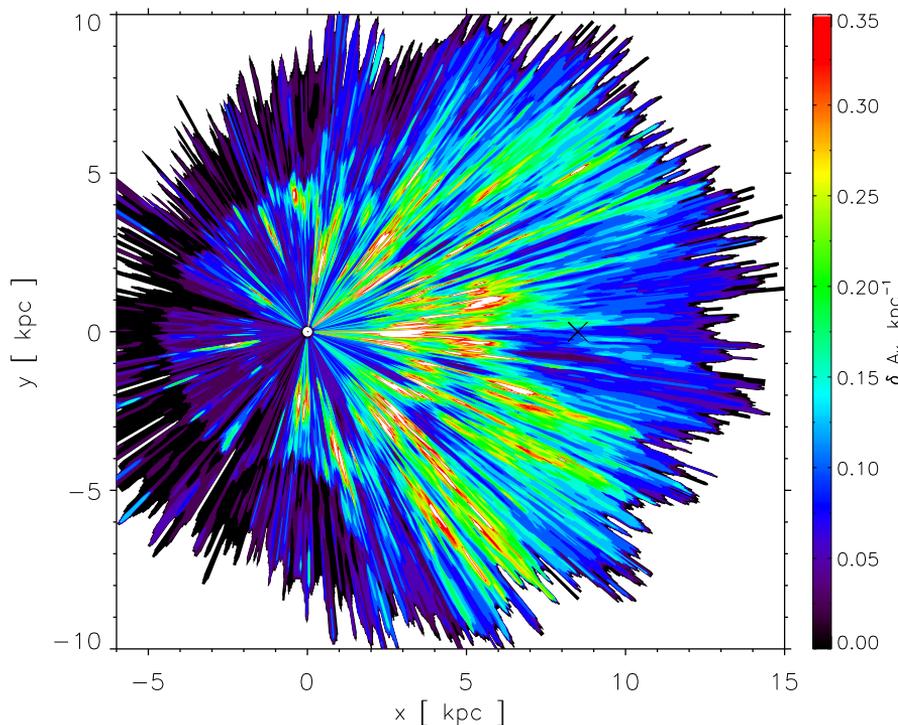


FIG. 4.10 – Densité de matière tracée par l'extinction différentielle (δA_{K_S}) pour $|z| \leq 150$ pc. Le soleil est à l'origine et le centre galactique est indiqué par un X à (8.5,0).

partie dense du nuage sont plus rougies que la moyenne. Pour déterminer l'extinction je classe les étoiles par couleur croissante ; par conséquent, les étoiles observées très rougies sont associées avec des étoiles modélisées lointaines. Le résultat est une distribution de l'extinction qui continue à croître bien au delà du nuage. Pour corriger cet effet, il faudrait augmenter la résolution spatiale de la carte afin de ne pas englober une région avec une grande variation de la magnitude de l'extinction.

4.4.2 Extinction vue du pôle nord galactique

La distribution de l'extinction dans le plan ($|z| \leq 50$ pc), vue du pôle nord galactique, est présentée dans la figure 4.10. Le soleil se trouve à (0,0) et le centre galactique, à (8.5,0) est indiqué par un 'X'. Les endroits de forte densité sont blancs/rouges et les endroits de basse densité sont bleus/noirs. On voit que le plan galactique est structuré et il est loin d'être homogène comme le disque vieux des étoiles dans le modèle galactique.

La Galaxie interne est un énorme réservoir de poussière. Les seules régions de basse densité correspondent aux régions inter-bras et le bulbe. Dans celui-ci, on peut constater la présence d'une structure allongée passant par le centre galactique (in-

4.4. Distribution de la poussière

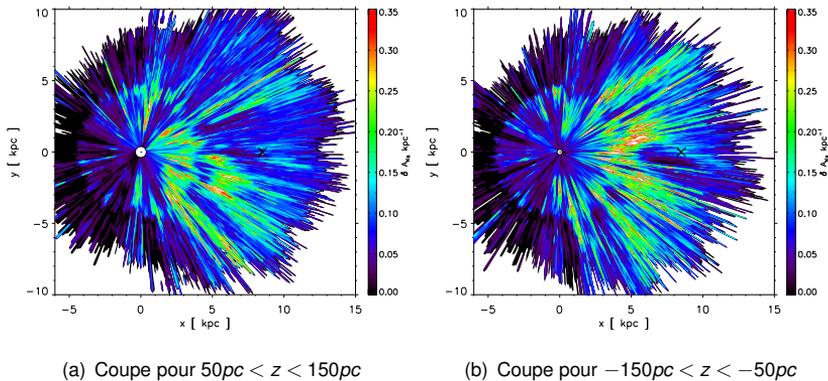


FIG. 4.11 – Mise en évidence d'une asymétrie de l'extinction entre les hémisphères nord et sud galactiques. Les deux images montrent la densité de matière (δA_{K_S}). Le soleil est à l'origine et le centre galactique est indiqué par un X à (8.5,0).

diquée par le 'X' à $x=8.5$, $y=0$). Cette structure est associée à la barre stellaire mais n'est pas alignée avec cette dernière. La position de la barre de poussière et sa dépendance sur la position de la barre stellaire du modèle sont discutées dans §5.2. En ce qui concerne la structure spirale de la poussière, les tangentes aux bras sont les structures qui ressortent le mieux car c'est à ces endroits que la densité de colonne de la poussière est la plus forte. La grande concentration de matière entre le soleil et le centre ($3 < R < 7.5$ kpc) est nommée l'anneau moléculaire. Je trouve que cet anneau est en fait la somme de deux bras spiraux, une solution qui a été envisagée par Combes (1991) et c'est également la manière dont Dame et al. (2001) ont interprété l'asymétrie dans le diagramme longitude vitesse.

Il y a beaucoup plus de matière vers la Galaxie interne que vers la direction anti-centre. Le faible nombre d'étoiles dans la Galaxie externe empêche de voir la poussière plus loin qu'un rayon galactocentrique de 14-15 kpc. De plus, Sodroski et al. (1997) trouvent que la quantité de poussière par rapport au gaz diminue considérablement dans cette direction. Néanmoins, on voit des concentrations de matière pour $x < 0$ qui indiquent la présence du bras de Persée. Par ailleurs, on peut observer le bras local qui passe par le soleil et forme une structure presque verticale sur la carte. Je reviendrais plus en détail sur la structure spirale dans §5.3.

Par ailleurs, on aperçoit une structure circulaire autour du soleil, avec un rayon d'environ 4-5 kpc et plus particulièrement dans la direction anticentre. Ceci est un artefact dû à la coupure à $m_{K_S} = 12$ (§2.2.6) qui élimine une partie importante des géantes K du disque vieux aux distances supérieures à ce rayon. Vers le centre galactique, la disparition de cette population d'étoiles n'a pas beaucoup d'impact sur le nombre total d'étoiles grâce aux étoiles du bulbe et au grand nombre d'étoiles dans le disque interne. En revanche, pour la direction anticentre il y a très peu d'étoiles avec $m_{K_S} < 12$ au delà de 5 kpc du soleil. Sans étoiles la méthode ne trouve plus d'extinction.

Dans la figure 4.11, sont présentées deux coupes du plan galactique, une au-dessus du plan $b = 0^\circ$ ($50 \text{ pc} < z < 150 \text{ pc}$), et l'autre en-dessous ($-150 \text{ pc} < z < -50 \text{ pc}$). Ces images mettent en évidence une asymétrie entre le premier quadrant ($x > 0, y > 0$) et le quatrième quadrant ($x > 0, y < 0$). Certains bras spiraux ne sont

Nom	R.A.	Dec	l	b
BUL_SC1	18 ^h 02 ^m 32 ^s .5	−29°.57'41"	1°.08	−3°.62
BUL_SC2	18 ^h 04 ^m 28 ^s .6	−28°.52'35"	2°.23	−3°.46
BUL_SC21	18 ^h 00 ^m 22 ^s .3	−28°.51'45"	1°.80	−2°.66
BUL_SC22	17 ^h 56 ^m 47 ^s .6	−30°.47'46"	−0°.26	−2°.95
BUL_SC30	18 ^h 01 ^m 25 ^s .0	−28°.49'55"	1°.94	−2°.84
BUL_SC31	18 ^h 02 ^m 22 ^s .6	−28°.37'21"	2°.23	−2°.94
BUL_SC32	18 ^h 03 ^m 26 ^s .8	−28°.38'02"	2°.34	−3°.14
BUL_SC33	18 ^h 05 ^m 30 ^s .9	−28°.52'50"	2°.35	−3°.66
BUL_SC34	17 ^h 58 ^m 18 ^s .5	−29°.07'50"	1°.35	−2°.40
BUL_SC35	18 ^h 04 ^m 28 ^s .6	−27°.56'56"	3°.05	−3°.00
BUL_SC36	18 ^h 05 ^m 31 ^s .2	−27°.56'44"	3°.16	−3°.20
BUL_SC38	18 ^h 01 ^m 28 ^s .0	−29°.57'01"	0°.97	−3°.42
BUL_SC45	18 ^h 03 ^m 36 ^s .5	−30°.05'00"	0°.98	−3°.94
BUL_SC46	18 ^h 04 ^m 39 ^s .7	−30°.05'11"	1°.09	−4°.14

TAB. 4.4 – Coordonnées des 14 fenêtres utilisées pour la génération des cartes d'extinction présentées dans les figures 4.12 et 4.13.

observables que dans l'une des deux coupes, ce qui montre que les bras ont une composante non négligeable en dehors du plan galactique. Hammersley et al. (1999) ont observé cet effet dans le comptage d'étoiles dans l'infrarouge proche en utilisant le Two Micron Galactic Survey (TMGS, Garzon et al., 1993). Ces déplacements du disque peuvent être stimulés par des perturbations gravitationnelles venant du grand nuage de Magellan (Edelsohn & Elmegreen, 1997).

4.5 Utilisation des données OGLE II

Les données du relevé OGLE-II (§2.3) sont mieux adaptées pour faire des cartes des régions de basse extinction ; la couleur $V - I$ est plus sensible à l'extinction que la couleur $J - K_s$ du relevé 2MASS. De plus, OGLE-II est plusieurs magnitudes plus profond que 2MASS, ce qui permet une résolution angulaire plus élevée (§3.2.2). Néanmoins, OGLE-II est restreint à un certain nombre de fenêtres - les résultats ne sont pas disponibles pour des régions étendues du ciel. J'ai calculé l'extinction interstellaire dans la bande I , en utilisant la technique décrite dans §3.1 et l'indice de couleur $V - I$. La loi d'extinction utilisée est la même, et, comme précédemment, je suppose une valeur de R_V de 3.1.

Ceci a été fait pour les 49 champs de OGLE-II vers le bulbe galactique. Pour la suite, j'ai choisi de présenter 14 de ces fenêtres car elles forment la plus grande concentration spatiale de fenêtres sur les 49. Leurs coordonnées sont présentées dans le tableau 4.4.

L'extinction totale pour les 14 fenêtres du tableau 4.4 est présentée dans la figure 4.12. Cette carte a une résolution spatiale de 2' et l'extinction varie entre 1.25 et 3.3 A_V . Il s'agit de la première carte tridimensionnelle de l'extinction vers la fenêtre de Baade, la région de basse extinction, en rouge, vers RA = 270.4°, DEC = −29.9°. Cette fenêtre a suscité l'intérêt des astronomes car elle permet d'observer les étoiles

4.6. Conclusion

Auteur	Observations	Résolution	A_{Vmin}
Ng & Bertelli (1996)	OGLE-I	15'	1.40
Stanek (1996)	OGLE-I	40''	1.27
Dutra et al. (2002)	2MASS	4'	1.6
Popowski et al. (2003)	MACHO	4'	1.14 1.32 ^a
Sumi (2004)	OGLE-II	30''- 2'	1.14
Ce travail	OGLE-II	2'	1.25

^aDeux valeurs calibrées avec la carte de Dutra et al. (2003b) et Stanek (1996) respectivement

TAB. 4.5 – Estimations de l'extinction dans la direction de la fenêtre de Baade ($l, b \sim 0.9, -3.9$).

du bulbe avec une faible contribution de l'extinction. Un résumé des autres résultats sur l'extinction vers la fenêtre de Baade est présenté dans le tableau 4.5. L'extinction détectée varie entre 1.14 et 1.6. Cette variation peut être due aux différentes résolutions des cartes, ou à l'indice de couleur utilisé.

L'extinction différentielle pour trois coupes en distance vers le centre galactique est présentée dans la figure 4.13. Presque toute la matière dans cette région est concentrée dans les premiers deux kiloparsecs. La matière qui contribue à la faible extinction affectant la fenêtre de Baade se trouve entre 2 et 4 kpc.

D'autres études ont trouvé une baisse significative de l'extinction au delà d'une distance héliocentrique de 4 ou 5 kpc. Ng et al. (1996) ont utilisé des tracés évolutifs de Bertelli et al. (1994) pour trouver la distribution en extinction qui reproduit au mieux les diagrammes couleur magnitudes observés vers la fenêtre de Baade avec OGLEI (Udalski et al., 1993). Ils constatent qu'une extinction qui croît progressivement jusqu'à une distance de 5 kpc du soleil reproduit au mieux les observations. Hammersley et al. (1999) déduisent qu'il y a peu d'extinction à l'intérieur de l'anneau moléculaire en comparant les observations du TGMS (Garzon et al., 1993) avec le modèle galactique SKY (Wainscoat et al., 1992). Aussi, il y a peu d'émission de la molécule de CO à l'intérieur de l'anneau moléculaire à un rayon galactocentrique de 4 kpc (Glass et al., 1987; Combes, 1991). En utilisant des observations du cinématique du gaz, Binney et al. (1991) trouvent que le rayon de corotation de la Galaxie est à 2.4 kpc, ce qui rend les orbites entre 1.5 et 3.5 kpc instables et explique le manque de gaz.

Glass et al. (1987) détectent du gaz à haute vitesse, sans détecter de poussière, qu'ils supposent mélangée dans la grande concentration d'étoiles du bulbe. Il n'y a pas assez (ou pas) d'étoiles, décelées par OGLE-II, sur l'autre coté du bulbe galactique. Ce n'est donc pas possible d'utiliser ma méthode pour déduire s'il y a de la poussière mélangée avec le gaz comme l'a supposé Glass et al. (1987) dans le bulbe.

4.6 Conclusion

La méthode que j'utilise pour déterminer l'extinction tridimensionnelle est un outil très utile pour déduire la structure du milieu interstellaire de la Galaxie. Les relevés stellaires dans l'infrarouge permettent de tracer la structure galactique dans le plan jusqu'à 10-15 kpc du soleil. De plus, la méthode peut être adaptée pour utiliser des observations dans d'autres longueurs d'onde. Ceci a été fait dans le visible pour pouvoir

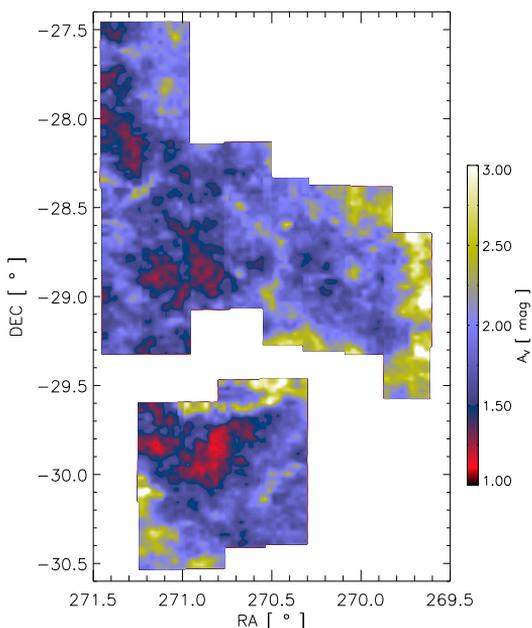


FIG. 4.12 – Extinction totale (A_V) dans les 14 champs de OGLE-II listé dans Tab.4.4. L'extinction varie entre 1.2 et 3.3 magnitudes en V.

cartographier les régions de basse extinction où la couleur des étoiles est plus sensible à l'extinction. L'utilisation des observations dans l'infrarouge moyen permettra de sonder des régions encore plus éteintes. Les hautes latitudes galactiques, où l'extinction est faible, pourraient être cartographiées en utilisant un relevé à grande échelle dans le visible, tel que le USNO-B (United States Naval Observatory B Catalog Monet et al., 2003).

La carte des valeurs de l'extinction a été mise en ligne pour utilisation par la communauté d'astronomes. Les utilisations de cette carte sont nombreuses. Elle peut être utilisée pour corriger des observations où la distance à la source est connue. Le modèle de Besançon peut être comparé à des observations dans le plan après avoir rougi les étoiles avec la carte d'extinction.

Une comparaison des comptages des étoiles de 2MASS et des étoiles simulées et rougies du modèle de Besançon est actuellement en cours. La carte tridimensionnelle de l'extinction a permis un ajustement du modèle sur les observations sur une grande surface du ciel vers le bulbe et à de faibles longitudes absolues.

4.6. Conclusion

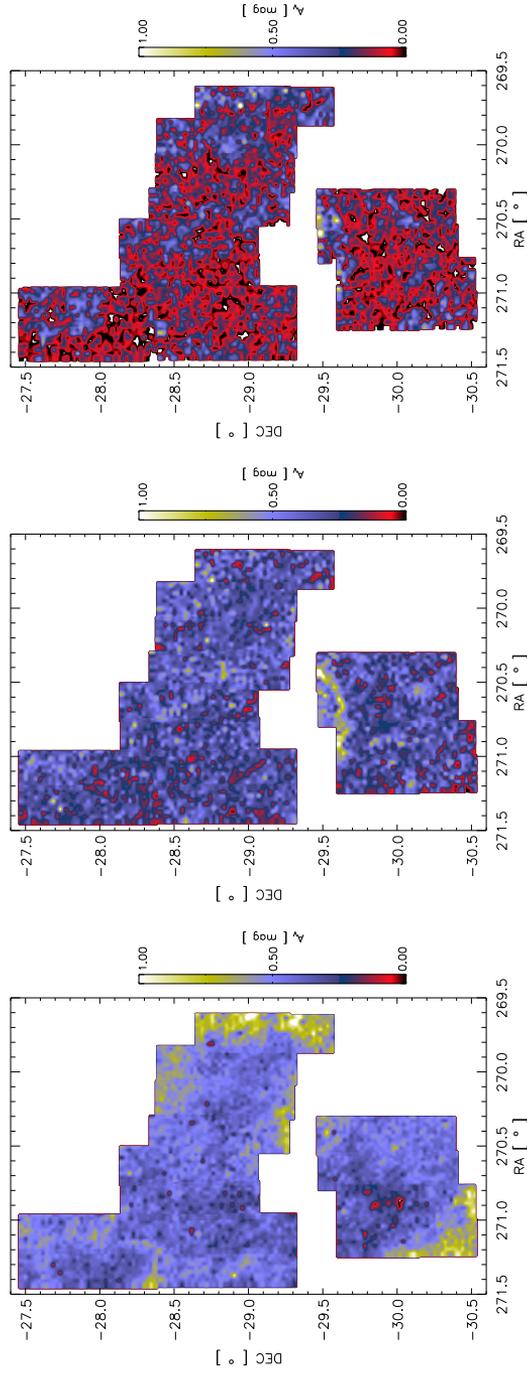


FIG. 4.13 — Extinction différentielle ΔA_V pour 3 coupes en distance vers le centre galactique. Les images représentent l'extinction différentielle pour les distances héliocentriques de 0-2 kpc (gauche), 2-4 kpc (centre) et 4-8 kpc (droite). Presque toute la matière se trouve dans les deux premiers kpc.

Chapitre 5

Structure galactique

Sommaire

5.1 Introduction	79
5.2 La barre galactique	80
5.2.1 Angle de la barre de poussière	81
5.2.2 Pente des dustlanes	83
5.2.3 Impact de l'angle supposé pour la barre stellaire modélisée	85
5.2.4 Bulbe allongé vs barre longue	86
5.3 Structure Spirale	87
5.4 Paramètres du disque de poussière	90
5.4.1 Échelle de hauteur et évasement du disque de poussière	91
5.4.2 Gauchissement du disque de poussière galactique	91
5.5 Conclusion	95

5.1 Introduction

Hubble (1926) a commencé la classification des galaxies, connues à l'époque sous le nom de nébuleuses extragalactiques. Il les a séparées en galaxies elliptiques et spirales, et il a ensuite créé deux groupes de galaxies spirales : barrées ou non-barrées. Dès que nous avons fait le rapport entre les nébuleuses extragalactiques et notre Voie Lactée, une question naturelle était : dans quel type de galaxie nous trouvons nous ? Depuis, nous avons accumulé beaucoup d'indices sur la nature de la Voie Lactée que l'on classe maintenant comme une galaxie spirale SB(r)bc pec (Kennicutt, 2001), ce qui veut dire qu'elle est en forme de spirale, elle possède une barre et un anneau, et ses bras spiraux sont relativement ouverts. Cependant, plusieurs caractéristiques restent mal connues (nombre et position des bras, taille et orientation de la barre, existence de dustlanes⁹ y compris la classification Hubble donnée ci-dessus, pour n'en citer que quelques unes). Dans ce chapitre, je vais utiliser la carte de l'extinction tri-dimensionnelle que j'ai créée pour apporter de nouvelles perspectives sur la structure de la Voie Lactée.

⁹Bandes de poussière autour de la barre stellaire

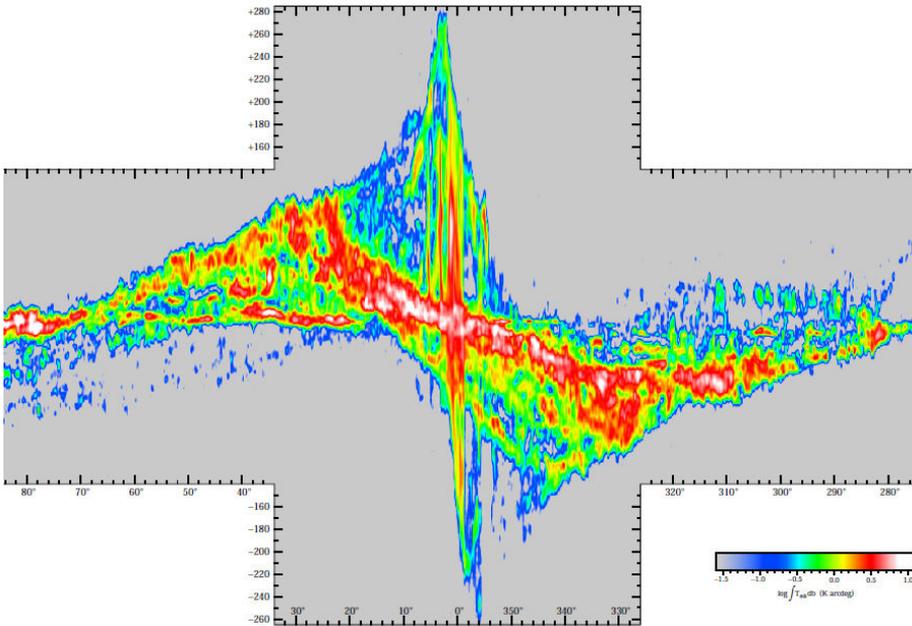


FIG. 5.1 – Diagramme longitude vitesse pour $|l| < 80^\circ$ de Dame et al. (2001).

5.2 La barre galactique

Les premiers indices que le Soleil fait partie d'une Galaxie barrée sont venus de la dynamique du gaz. Les observations des raies d'émission du gaz sont bien adaptées pour déduire les grandes structures de la Galaxie. La longueur d'onde d'une raie d'émission (ou d'absorption) d'une espèce est décalée en fonction de sa vitesse par rapport à l'observateur dû à l'effet Doppler. Une raie est donc élargie, et sa forme nous donne l'information sur la distribution en vitesse de la matière émettant sur la ligne de visée. En supposant que le gaz suit des orbites circulaires autour du centre galactique, une vitesse observée peut être convertie en une distance.

Vers le centre galactique, ce type d'observation a mis en évidence des vitesses interdites. Une vitesse est interdite lorsqu'elle ne serait pas observée si le gaz suivait bien des orbites circulaires, par exemple une vitesse radiale non nulle à $l = 0^\circ$. La présence de ces vitesses interdites est la mise en évidence d'une potentielle gravitationnelle asymétrique. La figure 5.1 montre la vitesse du gaz de CO en fonction de la longitude galactique (Dame et al., 2001). Sur ce graphique on voit que le gaz à $l = 0^\circ$ se trouve à des vitesses de $\pm 200 \text{ km s}^{-1}$, donc fortement interdite.

De Vaucouleurs (1964) a interprété ces observations comme évidence que notre Galaxie a une barre ; une explication parmi plusieurs à l'époque. Des confirmations de l'hypothèse que la Voie Lactée est une galaxie barrée viennent de la cinématique du gaz (Peters, 1975; Liszt & Burton, 1980), de la photométrie en infrarouge proche (Dwek et al., 1995; Freudenreich, 1998) et des comptages d'étoiles (Stanek et al.,

5.2. La barre galactique

1997) pour n'en nommer qu'une faible partie ¹⁰. Tout ces études mesurent l'angle du bulbe triaxial ou bulbe allongé. Néanmoins, il y a des références à la barre galactique dans la littérature qui parlent d'une autre structure : la barre longue. Cette dernière est mise en évidence par des comptages d'étoiles dans l'infrarouge proche (Hammersley et al., 2000; Picaud et al., 2003; Lopez-Corredoira et al., 2006). L'angle mesuré pour ces deux structures n'est pas compatible, ce qui amène certains auteurs à se demander si la Galaxie ne serait pas double-barrée. Dans ce chapitre, j'utilise le terme barre pour désigner le bulbe allongé.

Mon étude porte sur la poussière interstellaire donc on peut se demander si la poussière trace la barre galactique. Des chocs se forment autour des barres (Athanasoula, 1992) dans la plupart des galaxies. Le gaz et la poussière sont donc comprimés devant la direction de déplacement de la barre. Des chocs ne se manifestent pas dans les galaxies où la barre est peu massive ou peu excentrique. Ceci n'est pas le cas pour la Voie Lactée où le bulbe est grand et a un rapport de grand axe sur petit axe supérieur à deux (Dwek et al., 1995; Freudenreich, 1998; Bissantz & Gerhard, 2002; Picaud & Robin, 2004). Donc la poussière autour de la barre galactique devrait être détectable dans la carte de l'extinction.

5.2.1 Angle de la barre de poussière

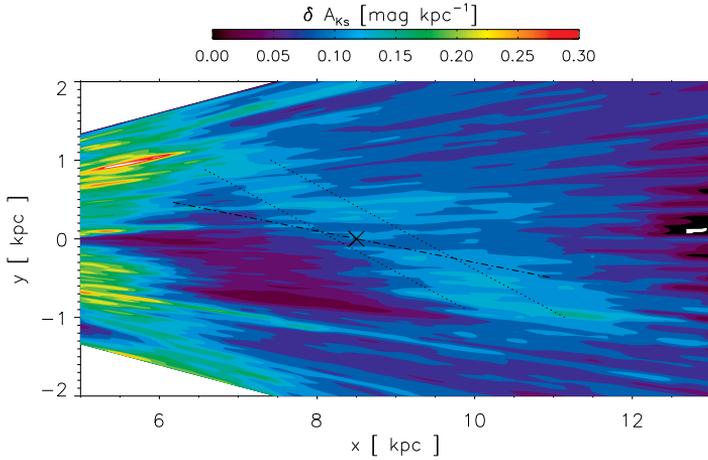
Dans la carte d'extinction (§4.2), une structure allongée passant par le centre galactique est visible en extinction. Cette structure est comparée avec la barre stellaire dans la figure 5.2. Ainsi, deux coupes, une en-dessous et une au-dessus du plan, sont présentées dans la figure 5.2(b). Dans tous les cas, la barre stellaire modélisée est représentée par la ligne noire discontinue, et le centre galactique est représenté par un 'X'. On voit que la barre stellaire et la structure de poussière ne sont pas alignées. La vitesse de la barre aux longitudes négatives est en général négative, donc la barre vient vers nous (Fig.5.1). On s'attendrait donc à ce que la poussière soit entre nous et la barre aux longitudes négatives et de l'autre côté de la barre pour les longitudes positives.

Cette configuration est bien celle que l'on voit dans la figure 5.2, donc la structure en extinction correspond à la barre galactique et sûrement à des dustlanes qui précèdent la barre stellaire aux longitudes négatives et qui se trouvent derrière la barre stellaire aux longitudes positives. Un bon exemple de dustlanes est présenté dans la figure 5.3.

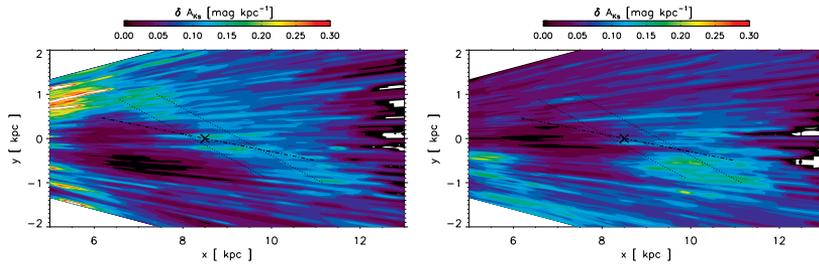
Je vais maintenant procéder à une mesure de l'angle de la barre de poussière et à quantifier l'effet de l'angle de la barre stellaire supposé dans le modèle galactique. Pour comparer, les résultats d'une sélection d'études sont présentés dans le tableau 5.1.

J'ai représenté la barre en utilisant un rectangle, 0.5 kpc de large et 4 kpc de long. Ces dimensions ont été choisies pour pouvoir sélectionner la barre sans avoir une contribution de la matière du disque. Ensuite j'ai cherché l'angle de ce rectangle, par rapport à la direction soleil - centre galactique, qui maximise la quantité de matière contenue à l'intérieur. La quantité de matière est mesurée sur chaque ligne de visée en intégrant tous les éléments de densité (représentés par l'extinction différentielle,

¹⁰Ceci est un petit résumé des travaux sur l'angle du bulbe allongé galactique. Pour un exposé plus complet, voir Gerhard (2001)



(a) Extinction moyenne pour $|z| < 150$ pc. Les lignes pointillées montrent la position du filtre rectangulaire qui maximise la quantité de matière à l'intérieur. L'angle de ce filtre fait 28.2° par rapport à la direction soleil - centre galactique.



(b) Extinction moyenne pour $-150 < z < -50$ pc (gauche) et pour $50 < z < 150$ pc (droite). La barre de poussière est inclinée, avec la partie aux longitudes négatives au dessus du plan $b=0^\circ$.

FIG. 5.2 – Barre de la poussière en supposant que la barre stellaire dans le modèle, représentée par la ligne noire en tirets, ait un angle de $\alpha = 11.6^\circ$ par rapport à la direction soleil - centre galactique.

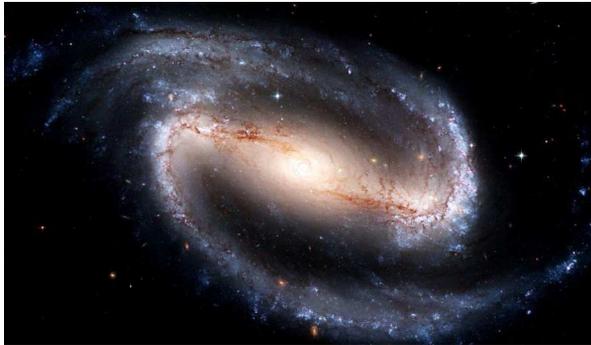


FIG. 5.3 – NGC1300 (Images HST : <http://www.hubblesite.org>). Des dustlanes sont très visibles autour de la barre dans cette galaxie.

5.2. La barre galactique

Auteur	angle	données	barre
Dwek et al. (1995)	10 - 30°	COBE/DIRBE	bulbe
Fux (1997)	21-35°	COBE/DIRBE	bulbe
Freudenreich (1998)	14°	COBE/DIRBE	bulbe
Bissantz & Gerhard (2002)	20 - 25°	COBE/DIRBE	bulbe
Picaud & Robin (2004)	7.6 - 13.6°	DENIS	bulbe
Babusiaux & Gilmore (2005)	17.5 - 27.5°	CISRI ^a	bulbe
Hammersley et al. (2000)	36 - 50°	CAIN	longue
Picaud et al. (2003)	36 - 54°	DENIS	longue
Benjamin et al. (2005)	34 - 54°	Spitzer/IRAC	longue
Lopez-Corredoira et al. (2006)	~43°	compilation	longue

^aCambridge InfraRed Survey Instrument

TAB. 5.1 – Angle de la barre stellaire selon plusieurs auteurs. Les angles de deux structures différentes sont répertoriés ici : le bulbe allongé et la barre longue.

Eq.4.3) à l'intérieur du rectangle. Le total sur toutes les lignes de visée est bien une représentation de la masse si la taille des pixels utilisés est la même pour tous.

Le résultat pour une barre stellaire ayant un angle de 11.6° par rapport à la direction soleil - centre galactique est montré par les lignes pointillées dans la figure 5.2(a). L'angle trouvé est de 28.2°, bien différent de la barre stellaire. Néanmoins ceci montre bien que la poussière précède la barre stellaire dans la direction de sa rotation. Les modèles de barres galactiques (par exemple Athanassoula, 1992) montrent que la séparation de la barre de poussière et la barre stellaire est une fonction de la force de la barre stellaire et de la quantité de poussière présente. Les mesures données par la carte d'extinction utilisées en conjonction avec ces modèles pourraient donner des contraintes sur les paramètres de notre propre barre galactique.

5.2.2 Pente des dustlanes

Une autre caractéristique de la barre que l'on constate en regardant la figure 5.2(b), est qu'elle est inclinée par rapport au plan $b=0^\circ$. L'extinction à travers la barre de poussière, projetée sur le plan (l, b) et délimitée par les lignes pointillées dans la figure 5.2(a), est présentée dans la figure 5.4. On constate que la barre n'est pas droite, mais qu'elle a une pente. Le plan moyen est calculé en pondérant la latitude de la matière détectée par sa densité :

$$\bar{b} = \frac{\sum_{i=1}^N b_i \cdot \delta A_i}{\sum_{i=1}^N \delta A_i} \quad (5.1)$$

où la somme est effectuée pour tout i où $A_i > 0.1$. Cette condition est appliquée pour calculer le plan moyen venant seulement des dustlanes sans prendre en compte le milieu diffus. Le plan moyen calculé ainsi est représenté par la ligne discontinue dans la figure 5.4.

Fux (1999) a construit un modèle du gaz dans la Voie Lactée, soumis à la structure stellaire déduite par des observations de l'instrument COBE. Il trouve que le diagramme longitude vitesse de la Galaxie n'est que transitoire, et évolue vers d'autres

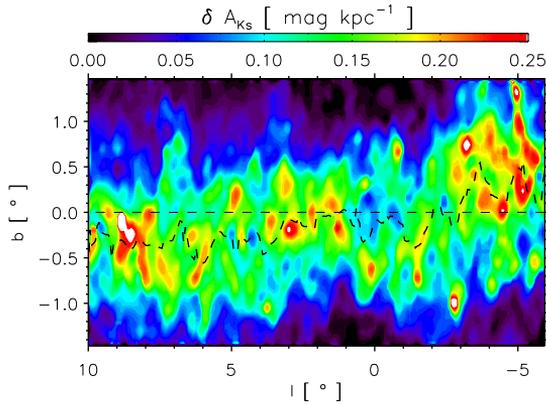


FIG. 5.4 – Extinction totale à travers la barre de poussière selon la carte de l’extinction en trois dimensions. La ligne discontinue montre le plan moyen calculé avec l’équation 5.1.

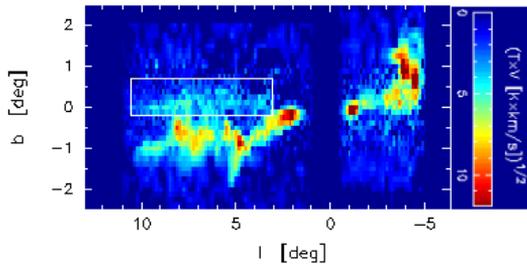


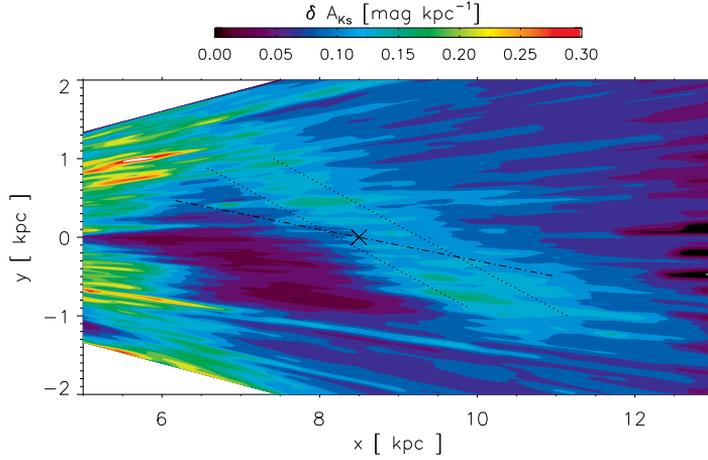
FIG. 5.5 – Dustlanes tracées par le CO du modèle de Fux (1999) (communication privée). Le rectangle en trait blanc délimite de la matière venant du disque.

configurations avec le temps. Son interprétation des données l-b-V du CO et du HI dans la région de la barre, basée sur son modèle dynamique, est présentée dans la figure 5.5 (Fux, communication privée). Considérant que les approches sont complètement différentes, l’accord avec la figure 5.4 est remarquable.

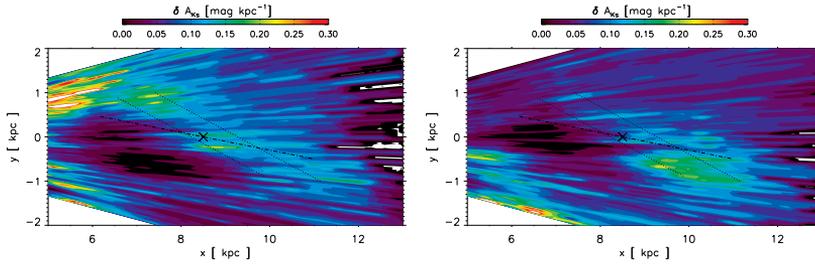
Calbet et al. (1996) proposent l’existence de traînées de poussière devant la barre galactique aux longitudes négatives : l’extinction des étoiles sur les lignes de visée aux longitudes négatives est plus forte que celle aux longitudes positives. La magnitude de cette différence varie entre 1 et 2.6 magnitudes dans la bande K_s . En revanche, leur étude porte sur la barre longue. Babusiaux & Gilmore (2005) déterminent l’angle de la barre en utilisant des étoiles du clump pour attribuer une distance définissant le centre de la distribution stellaire pour chacune de leurs fenêtres. Ils ne retrouvent pas l’asymétrie dans l’extinction observée par Calbet et al. (1996) et concluent que leurs observations éliminent la possibilité que la Galaxie contienne des dustlanes. Cependant, leur étude est confinée à 5 fenêtres entre $\pm 9^\circ$, mon étude est bien plus étendue que la leur et mieux placée pour déterminer l’existence d’une telle structure.

La structure allongée, vue en extinction dans la figure 5.2, est un très bon indicateur établissant la détection des dustlanes galactiques. L’asymétrie dans l’extinction n’est pas aussi forte que celle citée dans Calbet et al. (1996), mais leur étude porte plutôt

5.2. La barre galactique



(a) Extinction moyenne pour $|z| < 150$ pc. Les lignes pointillées montrent la position du filtre rectangulaire qui maximise la quantité de matière qu'il contient. L'angle de ce filtre fait 33.6° par rapport à la direction soleil - centre galactique.



(b) Extinction moyenne pour $-150 < z < -50$ pc (gauche) et pour $50 < z < 150$ pc (droite). La barre de poussière est inclinée, avec la partie aux longitudes négatives au dessus du plan $b = 0^\circ$.

FIG. 5.6 – Barre de la poussière en supposant que la barre stellaire dans le modèle, représentée par la ligne noire en tirets, fait un angle de $\alpha = 20^\circ$ par rapport à la direction soleil - centre galactique.

sur la barre longue. Aucune autre étude n'a été faite qui établit l'existence des dustlanes en extinction. De plus, la concordance entre ces résultats et l'interprétation de la cinématique du gaz en utilisant le modèle dynamique de Fux renforce la crédibilité de nos résultats respectifs.

5.2.3 Impact de l'angle supposé pour la barre stellaire modélisée

On peut se demander quel est l'impact de l'angle supposé pour la barre stellaire modélisée sur la position de ces dustlanes. J'ai donc refait la carte de l'extinction vers les régions centrales de la Galaxie mais en utilisant un angle de 20° pour la barre stellaire. L'extinction trouvée ainsi est présentée dans la figure 5.6. La position de la barre stellaire est indiquée avec la ligne discontinue. Ce que nous constatons dans ce

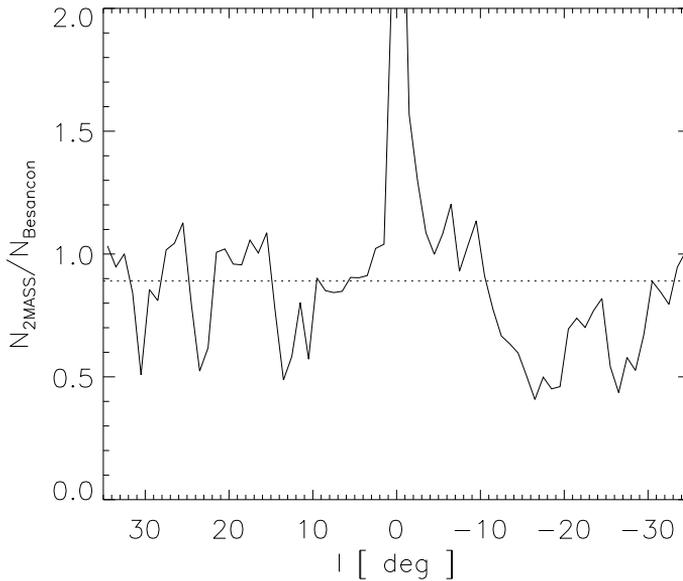


FIG. 5.7 – Rapport du nombre d'étoiles dans 2MASS sur le nombre d'étoiles dans le modèle de Besançon en fonction de la longitude galactique. Le modèle a été corrigé des effets de l'extinction. Le modèle n'inclut pas le bulbe interne, ce qui explique le pic à $l = 0^\circ$. La ligne pointillée montre la valeur moyenne du rapport ($\langle N_{obs}/N_{mod} \rangle = 0.89$).

graphique c'est que la barre de poussière a changé d'angle, ce qui n'est pas étonnant considérant que j'attribue une distance à l'extinction en utilisant les étoiles modélisées. En revanche, l'angle de la barre de poussière est encore une fois décalé par rapport à celui de la barre stellaire. Ce que nous voyons est que la barre de poussière se trouve derrière la barre stellaire aux longitudes positives, et devant la barre stellaire aux longitudes négatives. Les angles de barres testés ($10^\circ \leq \phi \leq 30^\circ$)¹¹ sont compatibles avec l'interprétation de la barre de poussière comme étant des dustlanes.

5.2.4 Bulbe allongé vs barre longue

Plusieurs auteurs ont montré qu'il existe une asymétrie dans les comptages d'étoiles entre des longitudes positives et négatives (Hammersley et al., 2000; Picaud et al., 2003; Benjamin et al., 2005; Lopez-Corredoira et al., 2006). C'est cette asymétrie qui est utilisée pour argumenter l'existence de la barre longue. Athanassoula (2005) utilise des simulations à N-corps avec des observations de galaxies externes pour montrer qu'un bulbe allongé peut s'étendre en une barre longue. En d'autres termes, un bulbe allongé et une barre longue ne forment qu'une seule et même structure.

Une asymétrie dans le nombre d'étoiles observées et modélisées entre les longitudes positives et négatives semble exister. Dans la figure 5.7, je montre le rapport du nombre d'étoiles dans 2MASS sur le nombre d'étoiles dans le modèle de Besançon en fonction de la longitude galactique. Il existe un creux dans le nombre d'étoiles ob-

¹¹Angles pour des modèles de barres physiques (Gerhard, 2001)

5.3. Structure Spirale

servées par rapport au nombre attendu entre $-10^\circ < l < -30^\circ$ avec un minimum à $l \sim 15^\circ$. Lopez-Corredoira et al. (2006) utilisent ce fait pour argumenter que la barre stellaire s'arrête vers $l \sim -14^\circ$. L'autre extrémité de la barre longue est détectée par la présence d'une surdensité d'étoiles vers $l \sim 27^\circ$. Cette surdensité est moins évidente dans la figure 5.7. Néanmoins la possibilité qu'elle soit la trace de la barre longue n'est pas exclue.

En revanche, je n'ai détecté aucune trace de la barre longue en extinction. S'il n'y a pas une forte densité de poussière associée à cette barre longue, il est possible que la méthode que j'ai utilisée ne soit pas capable de la détecter. Par contre, l'interprétation du diagramme longitude vitesse par Fux (1999) ne montre pas de signature pour la barre longue non plus. L'existence d'une telle structure, composée de gaz et de poussière, n'est donc pas cohérente avec nos résultats. Par conséquent, si une barre longue stellaire existe dans la Voie Lactée, nos observations indiquent que cette barre serait plutôt faible.

5.3 Structure Spirale

La structure spirale des galaxies externes est traditionnellement discernée par les observations dans le visible. En effet, les étoiles jeunes et les régions HII sont de bons traceurs de bras spiraux et sont observables dans le visible. Mais le puits de potentiel créé par la matière des bras spiraux piège le gaz atomique, ce qui n'est pas le cas pour la population d'étoiles vieilles qui ont une forte dispersion de vitesse. Par conséquent, les observations du gaz et de la poussière nous fournissent de l'information sur la structure des bras galactiques. Des observations ont montré qu'il y a un ordre de magnitude de différence entre l'intensité de l'émission du gaz entre les régions des bras et les régions inter bras (Rots & Shane, 1975; Willner et al., 2004). Un bel exemple, la galaxie M51, est présenté dans la figure 5.8.

Les bras spiraux d'une galaxie sont souvent modélisés en utilisant un modèle de spirale logarithmique. Pour des bras logarithmiques, le rayon galactocentrique (r) d'un bras est fonction de l'angle azimut (θ). Le rayon est donc décrit par l'équation :

$$r = r_0 e^{(p\theta)} \quad (5.2)$$

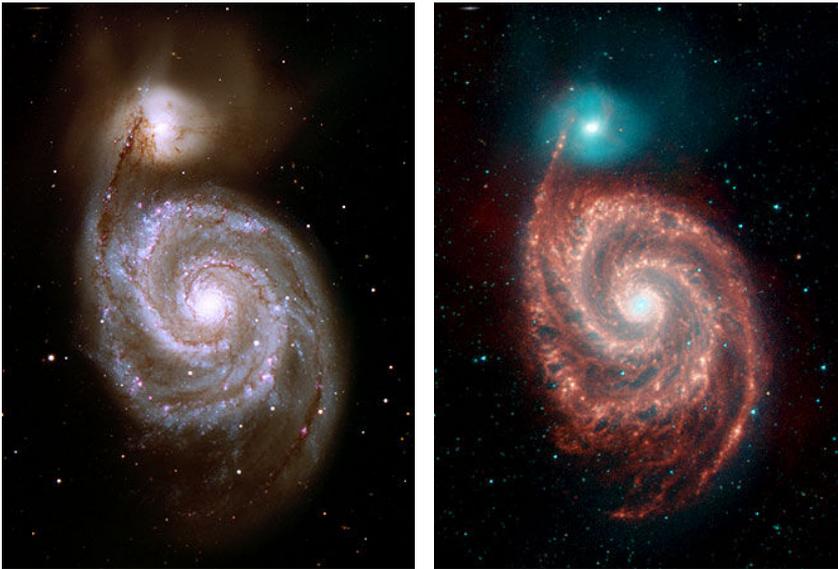
où la constante r_0 définit le rayon du bras à $\theta = 0^\circ$ et la constante p contrôle si le bras est serré ou ouvert (type Hubble Sa ou Sc). La valeur de p est toujours positive pour les galaxies. Une valeur négative pour p crée une spirale où la séparation entre bras diminue avec le rayon, ce qui n'est pas observé. En changeant la valeur de r_0 un bras subit une rotation autour du centre galactique.

En changeant l'équation pour avoir θ en fonction de r on trouve

$$\theta = \frac{1}{p} \ln(r/r_0). \quad (5.3)$$

L'angle θ est positif dans le sens inverse des aiguilles d'une montre et l'angle soleil - centre est $\theta = 90^\circ$.

Les galaxies externes présentent donc une bonne opportunité pour comprendre la structure spirale d'une galaxie à grande échelle. Néanmoins, la structure spirale de notre Galaxie est difficile à discerner. La forte densité d'étoiles dans le plan, couplée



(a) Image du visible du télescope de 2.1m de l'observatoire de Kitt Peak.

(b) Image composite en Infrarouge proche du satellite Spitzer. L'image en couleur est composée de l'émission à 3.6 microns (bleu), 4.5 microns (vert), 5.8 microns (orange) et 8.0 microns (rouge).

FIG. 5.8 – La galaxie du “Whirlpool” (M51, NGC 5194), en visible (a) et en infrarouge (b). Des bandes de poussière entre les bras spiraux sont mises en évidence dans l'image en infrarouge. Les observations de M51 font partie du projet SINGS par Kennicutt et al. (2003)

avec l'extinction interstellaire, rend l'interprétation des observations difficile. Plusieurs études ont été menées avec le même objectif : déterminer la structure spirale de notre Galaxie. Vallée (1995), Vallée (2002) et Vallée (2005b) survolent les différentes études et montrent l'évolution de nos connaissances sur ces paramètres.

Depuis, Levine et al. (2006), ont cherché les bras spiraux dans le gaz HI dans la Galaxie externe en utilisant le Leiden/Argentine/Bonn Galactic HI survey. Ils trouvent que les bras dans la Galaxie externe peuvent être décrits par une spirale logarithmique avec un angle 'pitch' de 20-25°. Cet angle est bien supérieur aux autres et démontre que l'angle 'pitch' n'est peut-être pas constant avec le rayon galactocentrique. Néanmoins, Russeil (2003) utilise un modèle qui permet un angle 'pitch' qui varie avec le rayon galactocentrique. Elle ne trouve pas une grande variation de l'angle 'pitch' avec la distance au centre.

La plupart des études sur la structure des bras emploient des bras logarithmiques avec un angle 'pitch' constant (Vallée, 2005b), et les études récentes utilisent de plus en plus 4 bras. Une sélection d'études sorties depuis 2001 qui modélisent la structure galactique par 4 bras logarithmiques est présentée dans le tableau 5.2.

Une technique presque identique à celle utilisée pour mesurer l'angle de la barre a été employée pour mesurer l'angle 'pitch' des bras. Les bras sont supposés avoir une épaisseur de 1kpc (Vallée, 2005b). La quantité de matière à l'intérieur des bras définie par r_0 et p est mesurée en variant ces deux derniers. La combinaison qui maximise

5.3. Structure Spirale

Auteur	Angle	Traceur
Drimmel & Spergel (2001)	12	Émission infrarouge lointain
Yang et al. (2002)	10	Nuages moléculaire en CO
Bissantz et al. (2003)	16	Flux infrarouge et cinématique du gaz
Drimmel et al. (2003)	12	Extinction dans l'infrarouge proche
Russeil (2003)	11	Régions HII
Watson et al. (2003)	12	Régions HII Ultra compactes
Paladini et al. (2004)	14	Régions HII en radio
Vallée (2005a)	12	Champ magnétique
Levine et al. (2006)	20-25	HI dans la Galaxie externe

TAB. 5.2 – Angle 'pitch' des bras spiraux galactiques selon différents auteurs. Seulement les modèles employant 4 bras logarithmiques ont été sélectionnés. Pour plus d'estimations de ce paramètre, voir Vallée (2005b), Vallée (2002) et Vallée (1995)

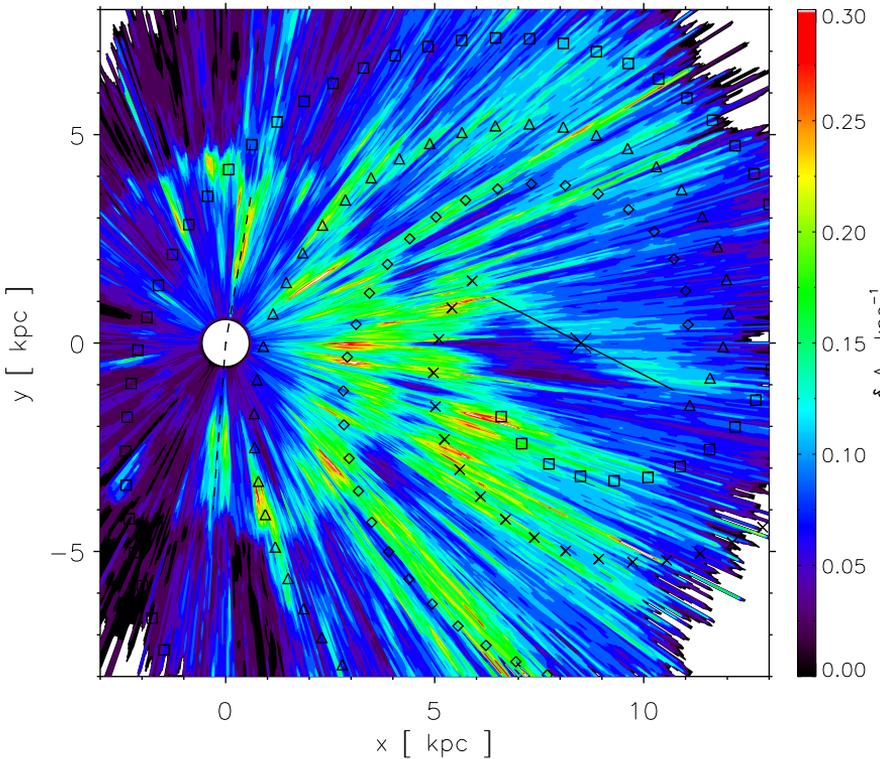


FIG. 5.9 – Structure spirale de la poussière. Le soleil est à l'origine et le centre galactique ($x, y = 8.5, 0$) est marqué par un 'X'. Quatre bras sont superposés sur la carte de l'extinction différentielle dans le plan galactique ($|z| < 150$ pc) : Scutum-Crux (losanges), Sagittaire-Carène (triangles), Persée (carrés) et Norma-Cygnus (x). La barre de poussière est marquée par la ligne continue et le bras local par les tirets.

Bras	r_0	p
Scutum-Crux	3.8 kpc	14.5°
Sagittaire-Carène	5.0 kpc	14.5°
Persée	7.0 kpc	14.5°
Norma-Cygnus	11.2 kpc	14.5°

TAB. 5.3 – Paramètres pour les bras spiraux vus en extinction.

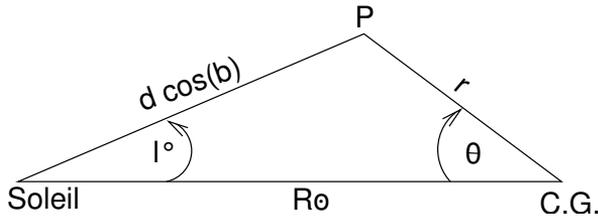


FIG. 5.10 – Transformation des coordonnées du point P entre le référentiel héliocentrique (l, b, d) et galactocentrique (r, θ, z) . Le centre galactique (C.G.) est à droite et R_\odot est la distance soleil centre.

la matière est alors prise comme paramètre pour le bras. Chaque bras a été testé séparément.

Les bras spiraux, vus à travers l’extinction interstellaire, sont présentés dans la figure 5.9. Le soleil est à l’origine et le centre galactique ($x, y = 8.5, 0$) est marqué par un 'X'. Quatre bras sont superposés sur la carte de l’extinction différentielle dans le plan galactique ($|z| < 150$ pc) : Scutum-Crux (losanges), Sagittaire-Carène (triangles), Persée (carrés) et Norma-Cygnus (x). La barre de poussière est marquée par la ligne continue et le bras local par les tirets. L’angle ‘pitch’ pour chacun des bras est égal à 14.5° (cf. Tab.5.3).

Les bras superposés suivent bien les régions de surdensité de la poussière. Néanmoins, il reste des endroits inter bras avec des régions denses. On peut interpréter ceci comme les filaments de poussière observés dans M51 (Fig.5.8). De plus, le bras de Scutum-Crux se sépare en deux vers $x=3.5, y=-4$. Les bras sont des régions de forte formation d’étoiles, ce qui provoque des trous dans la distribution du gaz et de la poussière. Par ailleurs, des interactions avec des galaxies satellites peuvent provoquer la séparation des bras (par exemple la perturbation de M31 par M32, Gordon et al., 2006).

5.4 Paramètres du disque de poussière

Le disque de poussière galactique n’est pas homogène, ceci est démontré par les grandes structures trouvées dans les sections 5.2 et 5.3. Néanmoins on peut essayer de mesurer le comportement du disque à grande échelle. Jusqu’à quelle hauteur le disque sort-il du plan ? Comment se comporte-t’il loin du centre galactique ? Deux caractéristiques du disque ont été mesurées : l’échelle de hauteur et le gauchissement du disque.

5.4. Paramètres du disque de poussière

Pour pouvoir effectuer ces mesures, il faut transformer des coordonnées sphériques héliocentriques (l, b, d) en coordonnées cylindriques galactocentrique (r, θ, z) :

$$r = [d_p^2 + R_\odot^2 - (2 R_\odot d_p \cos(l))]^{\frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{d_p \sin(l)}{R_\odot} \right) \quad (5.5)$$

$$z = d \sin(b) \quad (5.6)$$

où $d_p = d \cos(b)$ et R_\odot est la distance soleil - centre galactique. Les différents paramètres sont présentés dans la figure 5.10.

5.4.1 Échelle de hauteur et évaselement du disque de poussière

La carte de l'extinction tridimensionnelle m'a permis de mesurer l'échelle de hauteur du disque de poussière. Pour caractériser cette échelle j'ai testé deux profils :

$$\rho = \rho_0 \operatorname{sech}^2(z/h_z) \quad (5.7)$$

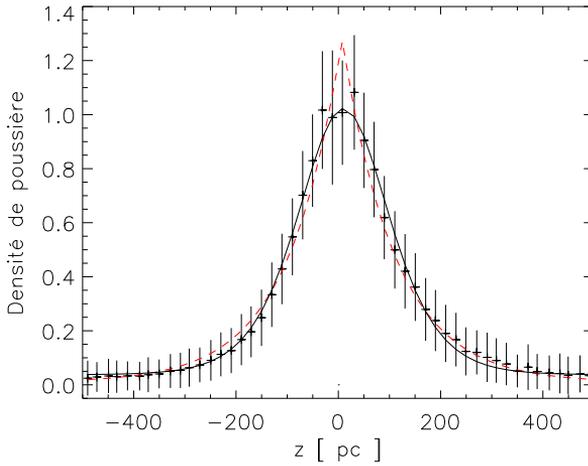
$$\rho = \rho_0 e^{-|z|/h_z} \quad (5.8)$$

où h_z est l'échelle de hauteur du disque de poussière et ρ_0 est la densité de poussière dans le plan $b = 0^\circ$. La fonction en sech^2 reproduit mieux les données, elle est présentée, avec la fonction exponentielle, dans la figure 5.11 pour $1 \text{ kpc} < R < 7 \text{ kpc}$. La fonction exponentielle donne $h_z = 100^{+8}_{-11}$ pc, alors que la fonction sech^2 donne $h_z = 119^{+8}_{-14}$. Malhotra (1995) et Nakanishi & Sofue (2003) ont mesuré l'échelle de hauteur du disque de HI dans la Voie Lactée et trouvent qu'elle augmente en fonction de la distance galactocentrique. Entre 1 et 7 kpc les valeurs qu'ils trouvent varient entre 100 et 190 pc. Le modèle de poussière de Drimmel & Spergel (2001), ajusté en utilisant l'émission en infrarouge lointain, a une échelle de hauteur de 134.4 ± 8.5 pc pour $R < 7$ kpc mais elle augmente dans la Galaxie externe.

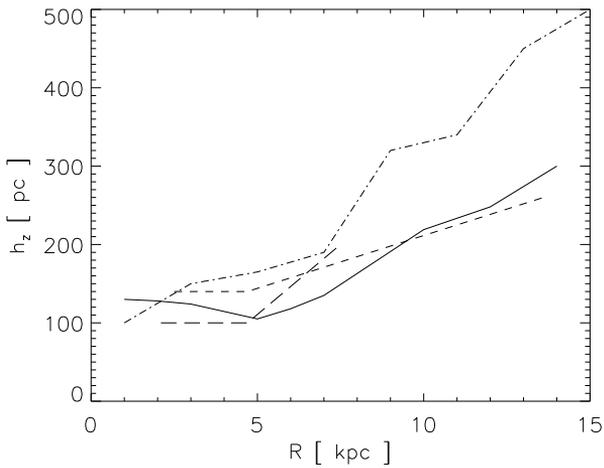
L'échelle de hauteur du disque que je trouve n'est pas constante mais varie en fonction du rayon galactocentrique comme le montre la figure 5.11. Sur le même graphique est montrée la variation de l'échelle de hauteur avec le rayon galactocentrique selon Drimmel & Spergel (2001) (tirets courts), Nakanishi & Sofue (2003) (points-tirets) et Malhotra (1995) (tirets longues). La même tendance de l'échelle de hauteur avec le rayon galactocentrique est constatée pour tous les résultats. Néanmoins, le gaz HI a une échelle de hauteur bien supérieure dans la Galaxie externe. Ceci est assez surprenant, - c'est un sujet qui serait exploré à la suite de cette thèse. En effet, ce résultat a été trouvé vers la fin de la thèse. Donc, je n'ai pas eu le temps de comparer les différents traceurs du milieu interstellaire en fonction du rayon galactocentrique.

5.4.2 Gauchissement du disque de poussière galactique

L'extinction interstellaire en fonction de la distance pour la Galaxie interne est présentée dans la figure 5.12. Les images montrent l'extinction différentielle tous les kpc depuis le soleil. La ligne continue représente le gauchissement stellaire du modèle



(a) Échelle de hauteur du disque de poussière pour $3 < R < 7$ kpc. La ligne continue montre le profil en utilisant la fonction en sech^2 ; la ligne discontinue montre la fonction exponentielle. Les valeurs de la densité de poussière sont normalisées à la valeur pour $b = 0^\circ$.



(b) L'échelle de hauteur du disque de poussière en fonction du rayon galactocentrique. La ligne continue est le résultat de ma méthode. Les autres lignes sont les résultats de : Drimmel & Spergel (2001) (tirets courts), Nakanishi & Sofue (2003) (points-tirets) et Malhotra (1995) (tirets longues)

FIG. 5.11 – Échelle de hauteur et évaseement du disque de poussière galactique.

5.4. Paramètres du disque de poussière

galactique. On voit le disque galactique devenir plus mince à des distances héliocentriques élevées dû à l'effet géométrique de la distance. Aussi on peut constater plusieurs structures dans ces cartes. Par exemple on observe le bras local vers $(l, b = 80^\circ, 0^\circ)$.

L'extinction à haute latitude est surtout due à la matière locale. Le nuage moléculaire géant, W44, est dans les deuxième et troisième images à $(35^\circ, 0^\circ)$. Aussi, aux distances entre 3 et 5 kpc se trouve la tangente du bras de Carina à $\sim -78^\circ$.

Le gauchissement du disque galactique est évident dans la figure 5.12, surtout aux grandes longitudes absolues et distances héliocentriques. La magnitude du gauchissement est modélisée dans le modèle de Besançon comme suit :

$$z_{\text{gauch}} = \gamma * (R - r_{\text{gauch}}) * \cos(\theta - \theta_{\text{gauch}}) \quad (5.9)$$

où z_{gauch} est le déplacement perpendiculaire du plan à $b = 0^\circ$, R , θ et z sont les coordonnées galactocentriques, γ est la pente du plan moyen par rapport au plan à $b = 0^\circ$, r_{gauch} est le rayon à partir duquel le gauchissement commence et θ_{gauch} est l'angle dans le repère galactique où le gauchissement est à son maximum.

En utilisant mes résultats, j'ai identifié pour chaque (r, θ) le z avec le maximum de densité. Ensuite, je trouve les paramètres de l'équation 5.9 qui minimisent la déviation moyenne entre le plan défini et les z de densité maximale.

Je trouve que le gauchissement galactique n'est pas symétrique : pour les longitudes positives je trouve $\gamma = 0.14$, $\theta_{\text{gauch}} = 89^\circ$ et $r_{\text{gauch}} = 8.9$ kpc et pour les longitudes négatives $\gamma = 0.11$, $\theta_{\text{gauch}} = 272^\circ$ et $r_{\text{gauch}} = 7.8$ kpc. La figure 5.13 montre l'extinction différentielle à une distance héliocentrique de 8 kpc. La ligne continue montre le plan ayant les paramètres indiqués ci-dessus et la ligne discontinue montre le gauchissement stellaire du modèle de Besançon. Le déplacement maximal, à $R = 12$ kpc, du disque de poussière est de 460 pc aux longitudes négatives et positives. Cette valeur est bien plus petite que le déplacement du disque stellaire modélisé à $R = 12$ kpc qui est de 650 pc. En revanche, la comparaison des comptages d'étoiles entre modèle et 2MASS a montré que le modèle surestime légèrement le gauchissement du disque, surtout aux longitudes négatives. Les valeurs du gauchissement, trouvées par Drimmel & Spergel (2001) ($\gamma = 0.0728$, $r_{\text{gauch}} = 6.993$ kpc), prédisent un déplacement de 364 pc à $R = 12$ kpc. Ils trouvent que le gauchissement du disque stellaire est plus grand. López-Corredoira et al. (2002) utilisent une formule différente et trouvent que le déplacement maximal du disque à $R = 12$ kpc est de 547 pc, en accord avec le gauchissement du gaz trouvé par Burton (1988).

Nakanishi & Sofue (2003) trouvent que le disque en HI est gauchi et asymétrique, avec un déplacement plus grand aux longitudes positives, en accord avec ce que je trouve. Ils trouvent que le gauchissement est maximal pour $\theta = 80^\circ$ et $\theta = 260^\circ$, et qu'il commence à $R = 12$ kpc, bien plus loin que ce que je trouve. Aux longitudes positives le gauchissement continue jusqu'à un déplacement de 1.5 kpc à une distance galactocentrique de $R = 16$ kpc, donc avec une pente de 0.375. En revanche, le gauchissement est moins sévère aux longitudes négatives, où le déplacement est de 1.0 kpc à $R = 16$ kpc, donc avec une pente de 0.25. Les valeurs qu'ils trouvent pour le gauchissement du disque HI sont bien supérieures aux valeurs pour le disque de poussière. Cependant, ma carte ne va pas à des distances aussi grandes.

Très récemment, Levine et al. (2006) ont montré que le disque HI dans la Galaxie externe peut être décrit par une superposition de trois modes ($m = 0, 1$ et 2) des

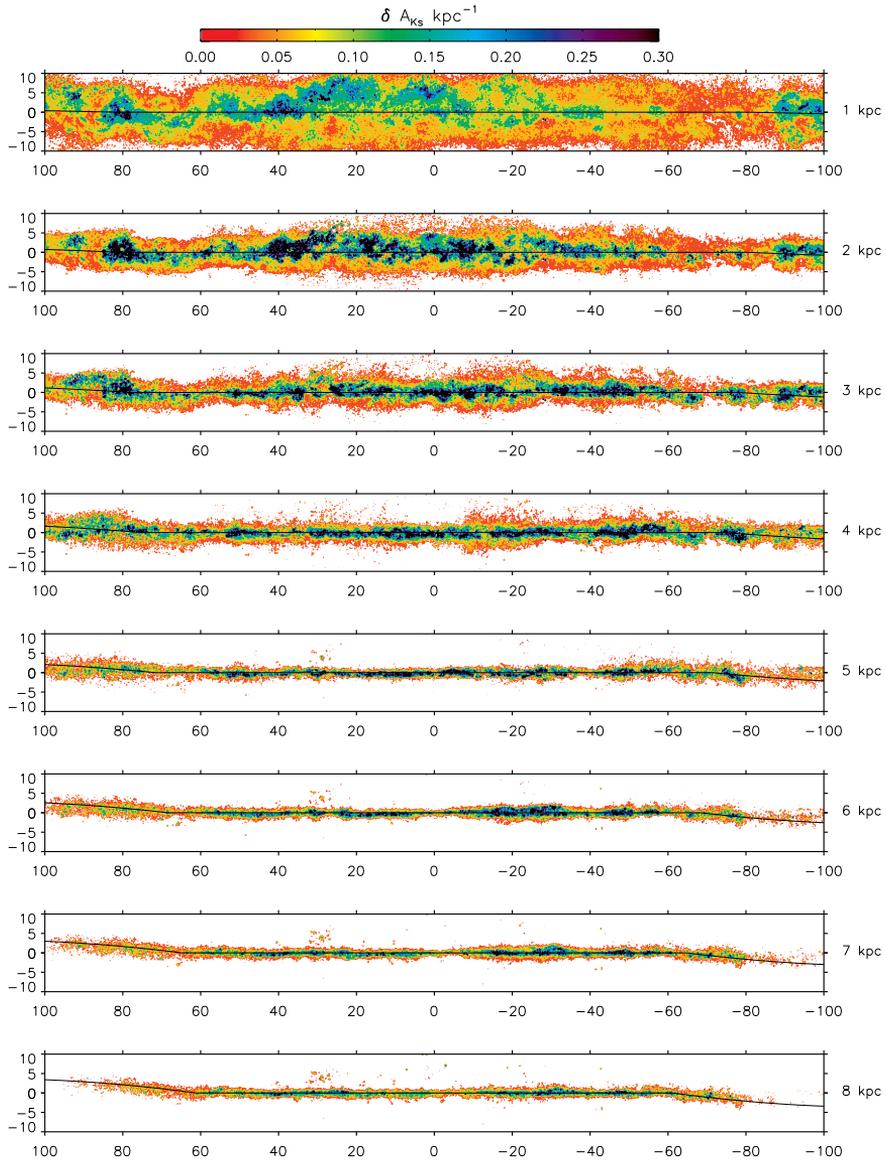


FIG. 5.12 – Extinction différentielle tous les kpc du soleil. L'image du haut est à 1 kpc, celle du bas est à 8 kpc. La ligne continue représente le gauchissement stellaire du modèle galactique.

5.5. Conclusion

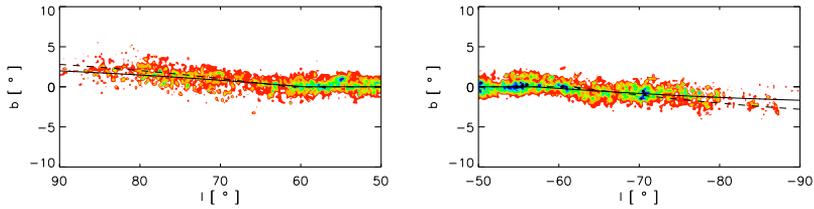


FIG. 5.13 – Extinction différentielle à 8 kpc du soleil pour les longitudes positives (gauche) et les longitudes négatives (droite). La ligne continue montre le gauchissement calculé (cf texte) du disque de poussière, et la ligne discontinue montre le gauchissement stellaire modélisé. L'échelle est la même que pour Fig.5.12

harmoniques verticaux du disque. Le mode qui domine à des distances inférieures à 15 kpc est le $m=1$, qui est le mode que j'observe dans le disque de poussière. Les autres modes ne sont pas détectés car la carte ne va pas aux distances où ces modes dominent. Levine et al. (2006) trouvent que le mode $m=1$ est linéaire pour $10 \leq R \leq 15$ kpc et que la pente est de 0.197, bien supérieure aux valeurs 0.14 et 0.11 trouvées plus haut.

Ces comparaisons montrent que le gauchissement du disque est présent dans les trois composants du disque (étoiles, poussière, gaz), tous asymétriques avec la même ligne de noeuds. Néanmoins, le degré de gauchissement ne semble pas être le même pour les trois composants : le gauchissement du disque de poussière (Drimmel & Spergel, 2001; Marshall et al., 2006) est moins prononcé que celui des étoiles (López-Corredoira et al., 2002; Drimmel & Spergel, 2001; Robin et al., 2003), lui même moins prononcé que celui du gaz (Nakanishi & Sofue, 2003; Levine et al., 2006). Cette conclusion n'est pas vérifiée car les barres d'erreur sont larges et les études du disque de poussière ne vont pas assez loin dans la Galaxie externe.

5.5 Conclusion

La carte de l'extinction tridimensionnelle a été utilisée pour contraindre plusieurs paramètres de la structure galactique. Ceci a donné la première détection des dustlanes vues en extinction et montre des caractéristiques similaires aux observations du gaz. De plus, plusieurs autres paramètres ont été mesurés : structure spirale, gauchissement et évasement du disque. Des mesures pour ces paramètres existaient auparavant mais leur détermination reste difficile. Une contrainte additionnelle et indépendante est donc très utile pour découvrir la structure à grande échelle dans la Galaxie. La caractérisation d'un éventuel découplage entre les différents composants (gaz, poussière et étoiles) nécessite plusieurs estimations indépendantes de chaque composant.

Finalement, l'extension de la présente méthode pour utiliser les observations dans d'autres longueurs d'onde pour sonder la matière à haute latitude galactique (en utilisant des données dans le visible), ou bien la matière à travers des densités de colonne plus importante (en utilisant des données dans l'infrarouge moyen) permettra une description plus complète de la structure galactique. Cette détermination de la structure

de poussière est un excellent complément aux observations de la cinématique du gaz. En effet, pour déchiffrer ces dernières, les études se basent sur des modèles dynamiques. Une contrainte additionnelle aide à enlever une possible dégénérescence de l'interprétation venant de ces modèles.

Chapitre 6

Émission infrarouge galactique en trois dimensions

Sommaire

6.1	Introduction	97
6.2	Observations de l'infrarouge galactique - IRAS	98
6.3	Modèle de poussière de Désert et al.(1990)	99
6.3.1	Un modèle parmi plusieurs	99
6.3.2	Bases du modèle	100
6.3.3	Résultats du modèle	102
6.4	Détermination de l'émission en infrarouge lointain	103
6.4.1	Estimation de la masse de poussière	103
6.4.2	Détermination de l'émission infrarouge lointain	105
6.5	Les Cartes d'Émission - Résultats et Discussion	107
6.5.1	Carte d'émission IR à grande échelle	108
6.5.2	Variation de la température des grains	108
6.5.3	Variation des propriétés des grains	110
6.5.4	Différences dues aux limites de la méthode	113
6.6	Conclusions et perspectives	114

6.1 Introduction

L'émission galactique en infrarouge provient principalement de la poussière, mélangée avec du gaz dans le milieu interstellaire diffus, qui est chauffée par le champ de rayonnement interstellaire (en anglais ISRF) (Draine & Lee, 1984; Boulanger & Perault, 1988). Le réchauffement des grains est donc dominé par l'absorption des photons, et, dans les régions très denses seulement, il est dominé par les collisions entre grains (Draine, 2003). Par conséquent, la plus grande partie de l'émission en infrarouge venant des nuages moléculaires est aussi due à la poussière chauffée par l'ISRF; la contribution des étoiles enfouies devient importante pour les étoiles à partir de 10 masses solaires (Boulanger & Perault, 1988). De plus, l'émission dans l'infrarouge

λ	$\Delta\lambda$	FWHM	Sensibilité
μm	μm	'	MJy Sr^{-1}
12	6.5	3.4	0.06
25	11	3.8	0.1
60	40	3.5	0.1
100	37	4.2	0.5

TAB. 6.1 – Caractéristiques des filtres IRAS

lointain est dominée par les gros grains (Big Grains (BGs)) (Désert et al., 1990), ces même grains responsables de l’extinction cartographiée dans §4.2. Donc, avec un modèle de l’ISRF, un modèle de la poussière et la carte de la distribution de la poussière, il est possible de construire une carte tridimensionnelle de l’émission en infrarouge lointain dans la Voie Lactée.

Les observations de l’émission de poussière mesurent la brillance de surface dans le ciel de la matière interstellaire qui représente l’intégralité de l’émission sur toute la ligne de visée. Les études sur les propriétés de la poussière dans des nuages individuels nécessitent une estimation de l’émission provenant des nuages. Or, ces estimations sont difficiles à obtenir, surtout dans le plan galactique où la confusion entre plusieurs nuages sur la ligne de visée est importante. Dans ce chapitre, j’explique la méthode employée pour construire une carte de l’émission infrarouge de la Galaxie. Je commence en introduisant les observations de l’infrarouge galactique (§6.2), puis je décris le modèle de poussière utilisé (§6.3). Ensuite je procède à la description de la méthode (§6.4) et je présente les résultats (§6.5).

6.2 Observations de l’infrarouge galactique - IRAS

Né d’une collaboration entre le Royaume Uni, les États Unis et le Pays Bas, le satellite Infrared Astronomical Satellite (IRAS) (Neugebauer et al., 1984) a été lancé en janvier 1983. Il a observé environ 98% du ciel dans quatre bandes larges de l’infrarouge (12, 25, 60 et 100 microns) jusqu’à la fin de la mission en novembre 1983. Les caractéristiques des filtres IRAS sont présentées dans le tableau 6.1. L’incertitude sur l’astrométrie est de l’ordre de $20''$.

IRAS a été une révolution pour l’astronomie infrarouge. Des découvertes dans plusieurs disciplines de l’astronomie ont été faites (comètes, disques circumstellaires, études extragalactiques). La mission a été conçue pour détecter des sources ponctuelles, néanmoins les résultats pour l’étude de l’émission diffuse sont nombreux. L’un des plus grand résultats pour le milieu interstellaire fut la découverte de nuages observés en infrarouge à haute latitude galactique (Low et al., 1984), appelés “cirrus” en raison de leur ressemblance avec les nuages terrestres.

Les produits issus de cette mission, et mis à la disposition de la communauté d’astronomes, incluent un catalogue de sources ponctuelles, des spectres basse résolution (LRS) et des cartes de l’émission diffuse appelées SkyFlux. IRAS n’a pas été conçu principalement pour la détection de l’émission diffuse - les cartes de cette émission présentaient des problèmes de calibration. Au début des années 90, l’équipe de l’Infrared Processing and Analysis Center (IPAC) a amélioré la sensibilité et l’exactitude

6.3. Modèle de poussière de Désert et al.(1990)

des cartes SkyFlux. La collection d'images issues de ce travail est appelée IRAS Sky Survey Atlas (ISSA). Une description complète d'ISSA est disponible dans le rapport de Wheelock et al. (1993).

ISSA fut une grande amélioration par rapport aux images de SkyFlux, mais il restait des problèmes tels que l'absence de photométrie absolue ; il n'était pas possible de déterminer la brillance de surface absolue pour l'émission diffuse. Miville-Deschênes & Lagache (2005) ont donc retraité les images ISSA. En utilisant les données de l'instrument Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) à bord du satellite Cosmic Background Explorer (COBE), ils ont pu améliorer la soustraction de l'émission zodiacale et fixer le point zéro de la photométrie de l'émission diffuse. Ils ont conclu qu'ils étaient allés aussi loin que possible avec les données ISSA - pour faire mieux il aurait fallu retraiter les données brutes d'IRAS. C'est leur collection d'images, appelée Improved Reprocessing of the IRAS Survey (IRIS), que j'ai utilisée pour la comparaison avec le modèle.

6.3 Modèle de poussière de Désert et al.(1990)

Nos connaissances sur la distribution de l'extinction en trois dimensions nous fournissent la distribution de la poussière. Pour calculer la densité de poussière à partir de l'extinction, il faut faire appel à un modèle de la poussière. Il y a plusieurs modèles disponibles.

6.3.1 Un modèle parmi plusieurs ¹²

La composition des grains est contrainte par la déplétion des éléments dans le milieu interstellaire (§1.2.3). La plupart des modèles de poussière emploient des grains composés de silicate et de carbone. La présence de grains silicatés explique bien les deux bandes observées à 9 et 18 μm qui correspondent au mode d'élongation de Si-O et au mode de pliage du O-Si-O respectivement. Les grains de carbone sont souvent utilisés pour expliquer la bande large à 2175Å. Néanmoins, il existe beaucoup d'autres contraintes sur la nature des poussières. Par conséquent, plusieurs modèles de poussière ont été développés pour expliquer les observations du milieu interstellaire. Il est possible de les classer dans trois catégories :

1. Silicates - Graphites

L'un des premiers modèles de poussière est celui de Mathis et al. (1977) qui ont déduit la distribution en taille des grains à partir de la courbe d'extinction pour $0.11 < \lambda < 1.0 \mu\text{m}$. Ils emploient deux types de grains, des silicates et des grains de graphite. Plus tard, Draine & Lee (1984) ont étendu la courbe d'extinction de Mathis et al. (1977) dans l'infrarouge. Ces développements ont été achevés pendant que les PAHs n'étaient pas reconnus comme une partie importante de la poussière interstellaire. Une extension facile des modèles précédents a été faite (Draine & Li, 2001; Li & Draine, 2001; Weingartner & Draine, 2001) en supposant que les grains de carbone étaient des PAHs pour $a < 0.01 \mu\text{m}$, et des grains de graphite pour $a > 0.01 \mu\text{m}$.

¹²Pour un historique complet des modèles de poussière dans le milieu interstellaire diffus, voir par exemple Witt (2000); Draine (2003); Li & Greenberg (2003); Li (2005)

2. **Noyaux silicatés, manteaux carbonés** Des noyaux de silicates avec des couches de matériaux carbonés sont utilisés pour expliquer certaines propriétés des grains. Du carbone amorphe est utilisé pour expliquer les bandes de l'infrarouge proche observées dans le milieu diffus (Jones et al., 1990). Désert et al. (1990) utilisent des grains silicatés avec une couche de carbone pour diminuer l'albédo par rapport aux silicates purs, mais aussi pour expliquer la largeur des bandes d'absorption du silicate (à 9 et 18 μm) ainsi que la présence d'une bande d'absorption à 3.4 μm . Li & Greenberg (1997) évoquent des couches organiques réfractaires pour expliquer la polarisation à 10 et 20 μm .
3. **Grains composites** Mathis & Whiffen (1989) ont été les premiers à proposer l'hypothèse que les grains interstellaires étaient des agrégats de grains de silicate et de carbone, avec une grande partie (80%) de vide. Pour expliquer la diminution de l'abondance des métaux prédite à l'époque (voire §1.2.3), Mathis (1996) construit un modèle basé sur des grains composite mais qui respecte les abondances du milieu interstellaire. Zubko et al. (2004) ajoutent à ce modèle la contrainte de l'abondance cosmique déduite des étoiles de type spectral B, F et G.

Le modèle que j'ai utilisé pour cette étude est celui de Désert et al. (1990). C'est un modèle qui est simple d'utilisation et en développement continu (Verstraete et al., 2001) à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) où j'ai passé un an de ma thèse.

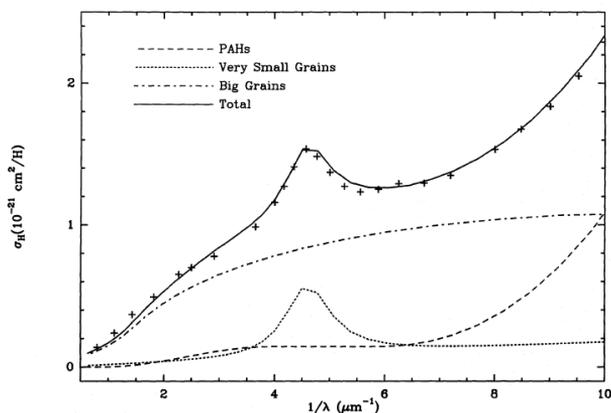
6.3.2 Bases du modèle

Le modèle de poussière de Désert et al. (1990) utilise une approche empirique pour calculer les propriétés optiques des grains. L'idée est d'utiliser des contraintes observationnelles et des expériences en laboratoire pour trouver les paramètres des grains qui expliquent à la fois l'extinction et l'émission observées dans le milieu interstellaire diffus.

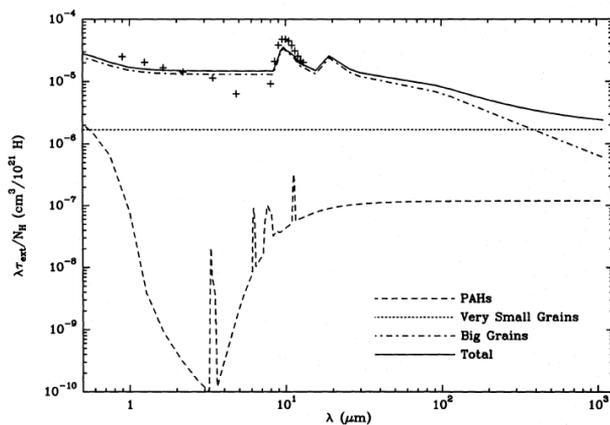
Après avoir analysé la courbe d'extinction, Désert et al. (1990) ont constaté qu'il y avait trois populations de grains dans le Milieu Interstellaire (MIS) : des gros grains (Big Grains (BGs)), des très petits grains (Very Small Grains (VSGs)) et des Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs). Avec ces trois populations de grains, ils pouvaient retrouver les grands éléments de la courbe d'extinction tels que la bosse à 2175Å et la croissance non-linéaire dans l'Ultraviolet (UV) lointain (§1.2.2). La figure 6.1 montre les courbes d'extinction dans le visible et l'ultraviolet ainsi que dans l'infrarouge. Les deux courbes modélisées sont comparées aux observations du milieu interstellaire diffus.

Une grande contrainte additionnelle vient des observations de l'émission des grains. Après que les données d'IRAS aient été mises à disposition, les modèles de poussière basés uniquement sur la courbe d'extinction se sont trouvés en désaccord avec les observations. Une grande surprise fut la découverte d'un continuum de l'émission en infrarouge proche et moyen ($\lambda < 80\mu\text{m}$) provenant des grains car l'émission des grains était supposée être due à des grains en équilibre thermique avec l'ISRF (les BGs). Or, l'émission aux longueurs d'onde $\lambda < 80\mu\text{m}$ implique des températures beaucoup plus élevées que celles qui sont rencontrées dans le milieu interstellaire diffus. Ces observations peuvent être expliquées par de très petits grains qui ne sont pas en équilibre thermique avec l'ISRF, mais dont la capacité thermique fait qu'ils subissent

6.3. Modèle de poussière de Désert et al.(1990)



(a) Courbe d'extinction dans le visible et l'ultraviolet. Les courbes sont le résultat du modèle ; les croix sont la courbe d'extinction moyenne observée par Savage & Mathis (1979).



(b) Courbe d'extinction dans l'infrarouge par 10^{21} atome d'hydrogène (multiplié par λ). Les courbes sont le résultat du modèle, les croix sont les données de Rieke & Lebofsky (1985).

FIG. 6.1 – Comparaison de la courbe d'extinction dans le milieu interstellaire diffus, issue du modèle Désert et al. (1990) avec des observations. Dans les deux cas, les observations sont normalisées à $R_V=3.1$ et $N_H/E(B-V)=5.8 \times 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$

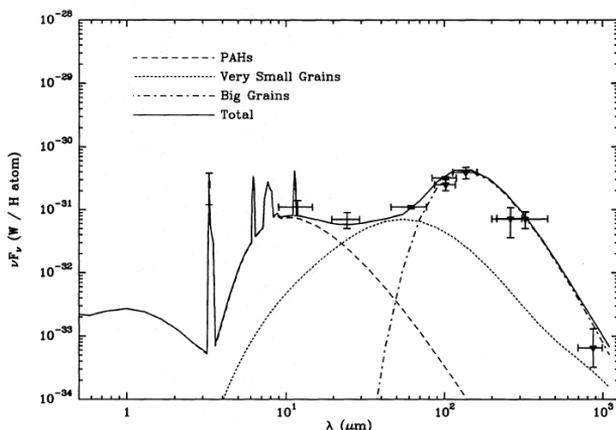


FIG. 6.2 – Émission de la poussière dans le modèle de Désert et al. (1990). Ce sont les observations de cirrus à haute latitude galactique, elles sont citées dans l'article Désert et al. (1990).

d'importantes fluctuations de température à chaque absorption de photon (Boulanger & Perault, 1988, §1.2.4).

En plus de l'émission dans l'infrarouge moyen, il existe des bandes dans l'émission infrarouge à des longueurs d'onde inférieures à $15\mu\text{m}$. Cette émission est attribuée aux PAHs (Puget & Leger, 1989), en revanche les molécules porteuses restent toujours inconnues.

Pour limiter le nombre de paramètres libres, la distribution de taille entre les trois populations est supposée contiguë. La forme de cette distribution est une loi de puissance :

$$\frac{dn(a)}{da} \propto a^{-\alpha} \quad \text{pour} \quad a_{\min} \leq a \leq a_{\max} \quad (6.1)$$

Les valeurs de a_{\min} , a_{\max} et α varient selon la population (Tab.6.2).

6.3.3 Résultats du modèle

Les paramètres des populations des grains sont présentés dans le tableau 6.2. Les BGs contiennent la plupart de la masse mais les PAHs sont les plus nombreux. On peut remarquer que les PAHs et les VSGs ont un albédo de zéro - il n'y a que les BGs qui contribuent à la diffusion.

Désert et al. (1990) ont employé une méthode itérative pour explorer les différents paramètres des grains afin de mieux reproduire l'extinction et l'émission observée. Ils ont attribué aux différentes populations de grains les éléments suivants :

1. **Les PAHs sont responsables de**
 - la croissance non-linéaire de l'extinction dans l'UV
 - l'émission dans les bandes de l'infrarouge
2. **Les VSGs sont responsables de**
 - la bosse dans la courbe de l'extinction à 2175\AA

6.4. Détermination de l'émission en infrarouge lointain

Composante	$Y = m/m_H$	α	a_{min} nm	a_{max} nm	ρ g cm ⁻²	β_m
PAH	4.3×10^{-4}	3	0.4	1.2	2.4×10^{-7}	0
VSG	4.7×10^{-4}	2.6	1.2	15	2.3	0
BG	6.4×10^{-3}	2.9	15	110	3.0	0.61

TAB. 6.2 – Paramètres des grains dans le modèle de Désert et al. (1990). Ici Y est l'abondance relative à l'hydrogène, les paramètres α , a_{min} et a_{max} sont les valeurs de l'équation 6.1, β_m est l'albédo maximal et ρ est la densité de matière des grains (les PAHs sont deux dimensionnels).

- l'émission moyenne entre 15 et 60 μm
3. **Les BGs sont responsables de**
- la croissance linéaire de l'extinction dans l'infrarouge proche et le visible
 - l'émission dans l'infrarouge lointain ($\lambda \geq 100 \mu\text{m}$)

6.4 Détermination de l'émission en infrarouge lointain

6.4.1 Estimation de la masse de poussière

L'extinction interstellaire est due aux grains de poussière interstellaire qui absorbent et diffusent le rayonnement électromagnétique. La baisse d'intensité (dl_ν) observée à une fréquence ν par rapport à l'intensité avant extinction (l_ν) sur une unité de distance dL est :

$$\frac{dl_\nu}{l_\nu} = -n_d \sigma_{\nu, \text{ext}} dL \quad (6.2)$$

où n_d est la densité de poussière (en nombre par cm^3) et $\sigma_{\nu, \text{ext}}$ est la section efficace d'extinction d'un grain à la fréquence ν . L'intégration de cette équation sur la ligne de visée donne :

$$l_\nu(\tau_\nu) = l_\nu(0)e^{-\tau_\nu} \quad (6.3)$$

où :

$$\tau_\nu = \int n_d \sigma_{\nu, \text{ext}} dL \quad (6.4)$$

$$= N_d \sigma_{\nu, \text{ext}} \quad (6.5)$$

et N_d est la densité de colonne de poussière. Cette dernière équivalence est vraie si la section efficace reste constante sur la ligne de visée. On appelle τ_ν la profondeur optique. Pour relier la profondeur optique avec l'extinction, il suffit d'écrire l'extinction en terme d'un rapport d'intensité :

$$A_\nu = -2.5 \log_{10}[l_\nu(\tau_\nu)/l_\nu(0)]$$

$$= -2.5 \log_{10} e^{-\tau_\nu} \quad (6.6)$$

$$= 1.086 \tau_\nu \quad (6.7)$$

En utilisant les équations 6.5 et 6.7, nous pouvons écrire la densité de colonne des grains en fonction de l'extinction dans une bande quelconque X et de la section efficace

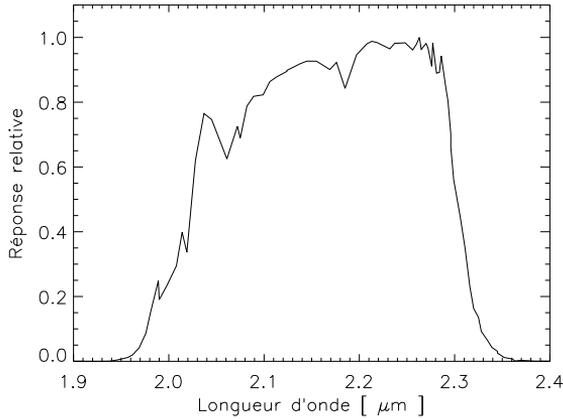


FIG. 6.3 – Réponse relative de 2MASS dans la bande K_s . Ceci est le produit de tout les facteurs qui affectent la bande K_s y compris les conditions atmosphériques sur le site d'observation.

des grains dans cette bande :

$$N_d = \frac{A_X}{1.086 \sigma_{X,\text{tot}}} \quad (6.8)$$

Enfin, pour estimer la densité de colonne des grains, nous avons besoin de connaître l'extinction totale dans une bande (calculée avec la méthode décrite dans §3.1) et la section efficace des grains dans cette bande. Pour estimer cette dernière, j'utilise le modèle de poussière de Désert et al. (1990), décrit dans §6.3. Celui-ci fournit la section efficace par gramme de grain, par unité de longueur d'onde, pour chaque population de grains (BG,VSG,PAH) en unités de $\text{cm}^2 \lambda^{-1} \text{g}^{-1}$. Pour calculer la section efficace totale par quantité de matière dans la bande X , il suffit alors d'intégrer cette dernière sur tout le filtre de transmission ($T_{X,v}$) dans cette bande :

$$\sigma_X = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} T_{X,v} \sigma_{v,\text{ext}} \delta\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} T_{X,v} \delta\nu} \quad (6.9)$$

Je prends par exemple, le calcul de la masse de poussière à partir de l'extinction dans la bande K_s de 2MASS. La réponse relative dans cette bande, qui est le produit de tous les facteurs qui affectent la bande K_s y compris les conditions atmosphériques au site de l'observation, est montrée dans la figure 6.3. En utilisant cette fonction, je trouve une section efficace par quantité de matière des grains dans la bande K_s de $5.21 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. En regardant la figure 6.1(b), on voit que c'est les gros grains qui dominent l'extinction autour de $2 \mu\text{m}$.

La carte tridimensionnelle de l'extinction donne plusieurs valeurs de l'extinction pour chaque ligne de visée. Pour avoir la densité de matière en g cm^{-3} il suffit de calculer la densité de colonne par unité de distance :

$$n_d(r') \approx \frac{1}{1.086 \sigma_X} \frac{A_X(r_{i+1}) - A_X(r_i)}{r_{i+1} - r_i} \quad \text{pour} \quad r_i < r' \leq r_{i+1} \quad (6.10)$$

6.4. Détermination de l'émission en infrarouge lointain

Anneau	Intervalle kpc	T_{BG} °K	χ
1	1.5 - 3.0	21	2.15
2	3.0 - 6.0	22	2.82
3	6.0 - 8.5	20	1.62
4	8.5 - 15.5	16.2	0.47

TAB. 6.3 – Intervalles de distance et température des gros grains des anneaux utilisés par Sodroski et al. (1997) pour la décomposition de l'émission infrarouge galactique. La valeur de χ est celle nécessaire pour reproduire la température des gros grains dans chaque anneau.

Pour avoir la masse de poussière dans cet intervalle, il suffit de multiplier la densité par le volume défini par les deux points (r_1, r_2) en distance et la taille angulaire (θ) du pixel :

$$V = \int_{r_1}^{r_2} (r \sin \theta)^2 dr = \frac{1}{3} \sin^2 \theta (r_2^3 - r_1^3) \quad (6.11)$$

Pour une ligne de visée, nous avons donc une distribution de masse en fonction de la distance. Pour déterminer l'émission infrarouge, nous avons besoin de renseignements sur la température de la poussière.

6.4.2 Détermination de l'émission infrarouge lointain

Le spectre d'émission de la poussière dépend de plusieurs facteurs. Je suppose ici que la distribution en taille et l'abondance des grains restent constantes. Seules la quantité de poussière et la température des grains varieront et modifieront l'émission. Cette supposition est raisonnable si nous restons dans le cadre de l'émission des grains à grande échelle.

Champ de rayonnement interstellaire

La densité de poussière qui est obtenue à partir de la carte d'extinction n'est pas suffisante pour calculer l'émission en infrarouge. Même si nous supposons que les propriétés des grains restent constantes, la distribution d'étoiles massives dans la Galaxie, n'étant pas uniforme, va avoir un effet important sur l'émission des grains. Pour calculer l'émission infrarouge des grains, il faut que nous utilisions un modèle pour estimer l'intensité du champ de rayonnement interstellaire en fonction du rayon galactocentrique.

Sodroski et al. (1997) ont utilisé les données DIRBE pour faire une décomposition tridimensionnelle de l'émission infrarouge. Ceci revient à estimer la distribution de l'émission infrarouge en trois dimensions. Dans leur étude, Sodroski et al. (1997) décomposent l'émission infrarouge venant des trois états du gaz (atomique, moléculaire et ionisé) en quatre anneaux ($j = 1, 4$) concentriques autour du centre galactique, définis dans le tableau 6.3. En ajustant le spectre d'un corps noir avec une loi d'émissivité en λ^{-2} sur l'émission trouvée, ils ont calculé la température des gros grains dans les quatre anneaux.

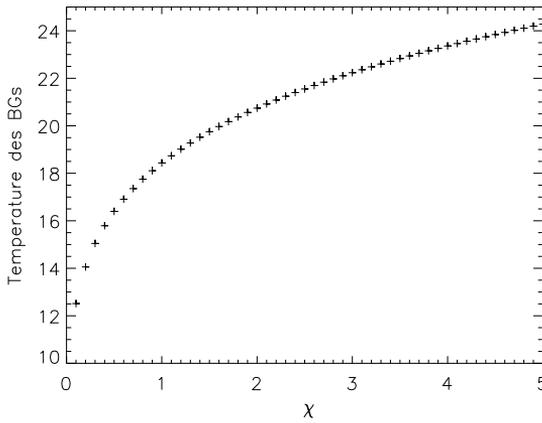


FIG. 6.4 – Température des gros grains en fonction de l'intensité du champ de rayonnement, χ , selon le modèle de Désert et al. (1990).

La température des grains issue de l'étude de Sodroski et al. (1997) m'a permis de modéliser le spectre d'émission de la poussière. J'ai calculé le χ^{13} de l'ISRF nécessaire dans le modèle de Désert et al. (1990) pour avoir la température des gros grains trouvée par Sodroski et al. (1997). La relation entre χ et la température des gros grains est présentée dans la figure 6.4. Pour avoir des résultats sur tout le ciel, j'étends le premier anneau de Sodroski et al. (1997) (de 1.5-3.0 kpc) jusqu'au centre galactique. En utilisant la distribution de masse calculée dans §6.4.1, je peux produire un spectre de l'émission de poussière par élément de masse sur la ligne de visée.

Flux dans la bande 100 microns d'IRAS

En sortie du modèle de Désert et al. (1990), plusieurs résultats sont disponibles, parmi lesquels le spectre d'émission de la poussière (Fig.6.2). Pour comparer les prédictions du modèle avec les observations il faut donc calculer le flux qui serait mesuré par l'instrument. Les quatre filtres utilisés par IRAS sont présentés dans la figure 6.5.

En revanche, les flux mesurés par IRAS ne sont pas le résultat de l'intégration du spectre dans chacune des bandes passantes. Le flux mesuré par le canal à 100 μm , par exemple, est la valeur du flux à 100 μm pour un spectre de référence qui donnera le même flux total dans la bande. Pour IRAS, ce spectre de référence est de la forme $\nu F_\nu \propto \text{constante}$. Le spectre de poussière issu du modèle de Désert et al. (1990), ayant une forme différente, on est obligé d'appliquer une correction de couleur (Eq.6.12).

$$K = \frac{\int f_\nu / f_{\nu_0} \nu^{-2} R_\nu d\nu}{\int (\nu \nu_0)^{-1} R_\nu d\nu} \quad (6.12)$$

où ν est la fréquence, ν_0 est la fréquence au centre d'une bande (12, 25, 60 ou 100 μm), f_ν est le spectre, f_{ν_0} est la valeur du spectre au centre d'une bande et R_ν est la réponse totale de l'instrument.

¹³ χ est un facteur multiplicatif qui permet de varier le ISRF. $\chi = 1$ pour le voisinage solaire

6.5. Les Cartes d'Émission - Résultats et Discussion

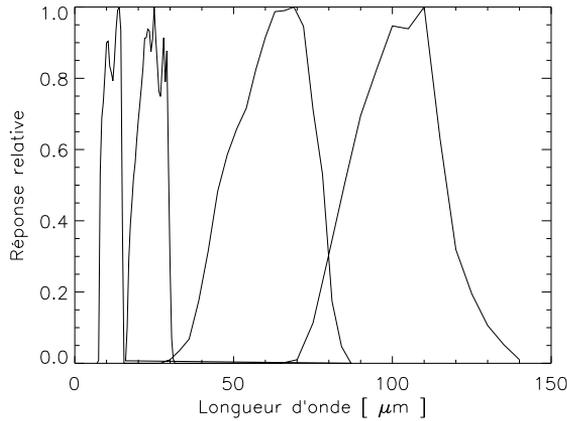


Fig. 6.5 – Réponse relative des quatre filtres d'IRAS à 12, 25, 60 et 100 μm

La valeur du flux utilisée pour comparer avec IRAS est donc

$$f = K \cdot f_{\nu_0}(\text{mod}) \quad (6.13)$$

où $f_{\nu_0}(\text{mod})$ est la valeur du spectre du modèle de poussière aux longueurs d'onde souhaitées.

6.5 Les Cartes d'Émission - Résultats et Discussion

La carte tridimensionnelle de l'extinction peut être transformée en une carte tridimensionnelle de l'émission moyennant quelques hypothèses.

D'abord, je suppose que les propriétés des grains sont partout les mêmes, en particulier que leur distribution en taille ainsi que leurs abondances relatives sont constantes dans la Galaxie. Cette hypothèse de travail n'est bien-sûr pas valide dans les régions où les grains ont subi des chocs (les gros grains sont généralement détruits au profit des plus petits grains (Jones et al., 1994, 1996)), ni dans les régions denses (où des processus de coagulation changent la distribution de taille et les propriétés optiques des grains (Stepnik et al., 2003)). Nous allons voir plus tard que ce deuxième cas implique que je sous-estime l'émission dans certaines régions.

Deuxièmement, je prends un modèle du champ de rayonnement interstellaire assez simple. Dans ce modèle, l'ISRF peut varier dans quatre anneaux concentriques autour du centre galactique. Ce nombre d'anneaux est dû au fait que j'utilise la décomposition de Sodroski et al. (1997) pour connaître la température des grains. Il n'y a pas de dépendance en latitude. Néanmoins l'atténuation de l'ISRF à l'intérieur des nuages est prise en compte. L'incertitude sur la distance de la méthode pour déterminer l'extinction ne permet pas l'identification d'un nuage sur des échelles plus petites que 100 pc. Par conséquent, pour chaque distance r sur une ligne de visée, l'extinction utilisée pour calculer l'atténuation de l'ISRF est

$$A_{\text{nuage}} = \text{MIN}(|A(r) - A(r \pm 50\text{pc})|). \quad (6.14)$$

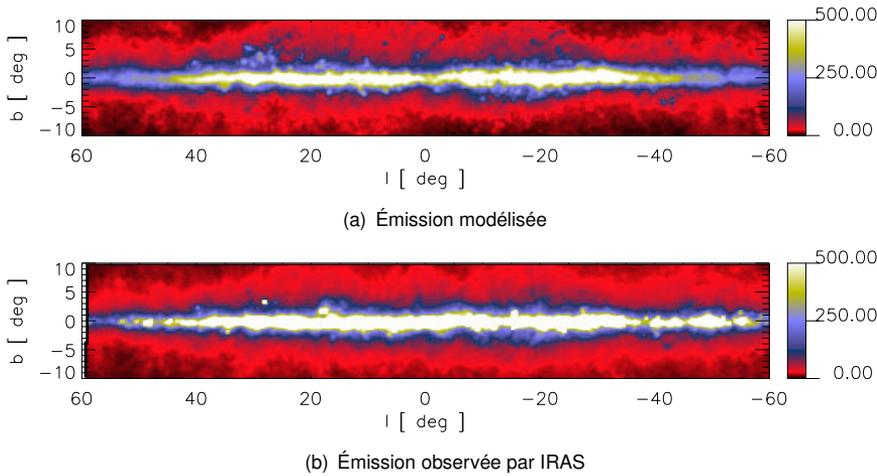


FIG. 6.6 – Émissions modélisée et observée à $100 \mu\text{m}$, en unités de MJy Sr^{-1} .

6.5.1 Carte d'émission IR à grande échelle

Dans la figure 6.6 sont présentés les résultats à $100 \mu\text{m}$ et pour $|l| \leq 60^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$ ainsi que les observations d'IRAS. La prédiction du modèle montre un très bon accord avec les observations. Dans la figure 6.7 est présenté le rapport modèle/IRAS pour $100 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$ et $60 \mu\text{m}$ avec coagulation des grains. Les parties en bleu foncé montrent les régions où l'accord est quasi parfait. Les régions roses et rouges montrent les régions où l'émission modélisée est surestimée ; les régions en bleu clair montrent les endroits où le modèle sous-estime l'émission.

Toutes ces régions sont contiguës et semblent montrer des conditions sous-jacentes du milieu interstellaire où les propriétés des grains fluctuent, ou pour lesquelles le calcul du champ de rayonnement doit être effectué de façon plus précise.

6.5.2 Variation de la température des grains

Schlegel et al. (1998) ont construit une carte de la température à partir des observations de DIRBE à bord du satellite COBE, en utilisant le rapport de l'émission à $100 \mu\text{m}$ sur l'émission à $240 \mu\text{m}$ (§1.3.2). Leurs résultats, pour la région $|l| \leq 60^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$, sont présentés dans la figure 6.8. Dans cette figure est aussi présenté le rapport de l'émission à $60 \mu\text{m}$ et à $100 \mu\text{m}$ d'IRAS, qui est un indicateur de l'abondance des VSG et de la température des gros grains (Abergel et al., 1996). Quelques effets instrumentaux sont visibles dans ce dernier graphique, liés à une estimation imparfaite du niveau zéro et du gain des données IRAS, mais ils ne changent pas les conclusions.

La température de la poussière (Fig.6.8) et les écarts entre modèle et observations (Fig.6.7) sont visiblement corrélés. En effet, dans les régions froides, l'émission observée est moins forte mais le modèle simple ne tient pas compte de ces variations de température. En revanche, les régions chaudes sont sous-estimées dans le modèle.

A quoi sont dues les variations dans les mesures de la température ? Prenons comme exemple la région d'Aquila ($l, b \sim 29^\circ, 4^\circ$, Fig.6.9), où l'émission est surestimée

6.5. Les Cartes d'Émission - Résultats et Discussion

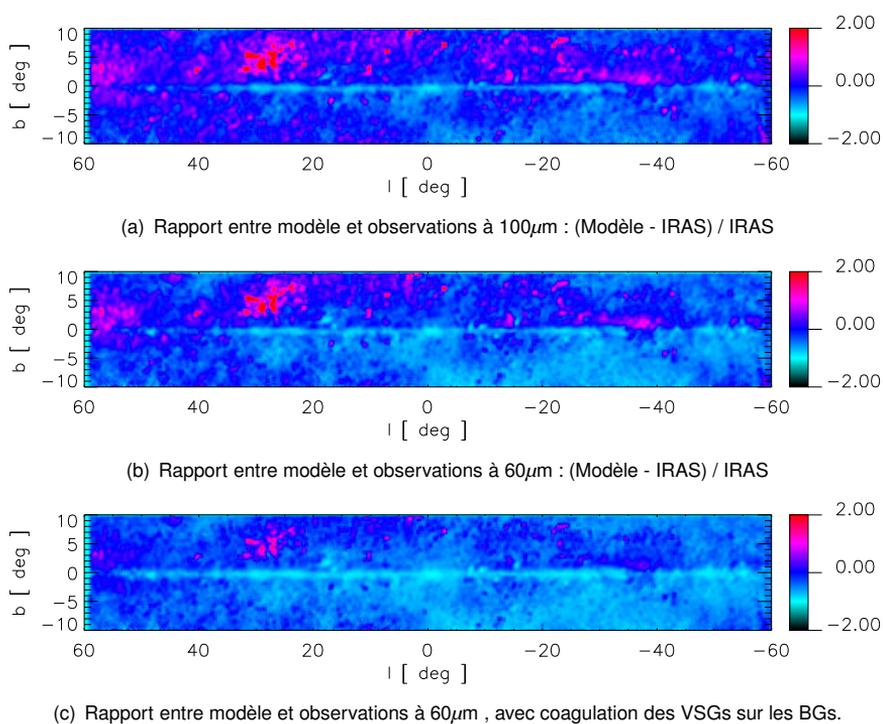
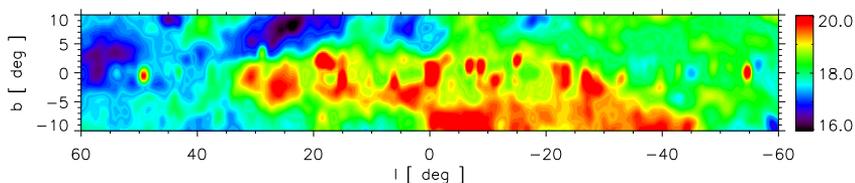
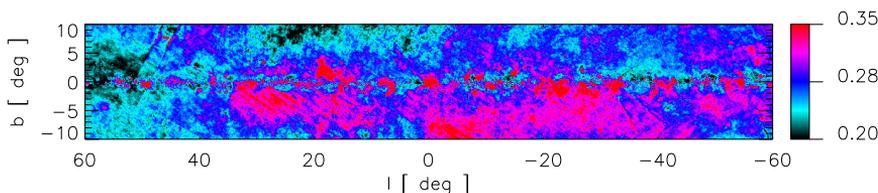


FIG. 6.7 – Comparaison entre émission modélisée et observée à $60\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$. L'échelle montre la différence relative, où 2 correspond à une différence de 200 %. Les parties en bleu foncé montrent les régions où l'accord est quasi parfait. Les régions roses et rouges montrent les régions où l'émission modélisée est surestimée ; les régions en bleu clair montrent les endroits où le modèle sous-estime l'émission.



(a) Température de la poussière en degrés Kelvin, mesurée par Schlegel et al. (1998) à l'aide de COBE/DIRBE.



(b) Variation du rapport $60\mu\text{m}$ sur $100\mu\text{m}$ des observations d'IRAS

FIG. 6.8 – Observations de la variation de la température et des propriétés des grains en utilisant IRAS et COBE/DIRBE pour la région $|l| \leq 60^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$. Des effets instrumentaux sont visibles dans l'image d'IRAS

par rapport aux observations. Ce nuage se trouve à 200-250 pc (Dame & Thaddeus, 1985; Straizys et al., 2003), la distance trouvée dans la carte de l'extinction est compatible avec cette valeur. Le nuage est donc dans le voisinage solaire. Les trois éléments qui pourraient modifier la température des grains dans un nuage sont : 1) une variation de l'ISRF ; 2) la présence d'une profondeur optique élevée atténuant localement le champ incident ; 3) des variations dans les propriétés optiques des grains.

En regardant la figure 6.4, on voit qu'une baisse de 18 K à 16 K serait le résultat d'une baisse de l'ISRF l'ordre de 50%. La première solution n'est donc pas très probable car l'ISRF est bien contraint dans le voisinage solaire. La deuxième solution, celle d'une profondeur optique élevée est déjà modélisée mais mérite d'être réétudiée. On voit que la région d'Aquila présente une forte extinction ($A_{K_s} > 1$, Fig.6.9). Pour une extinction (densité) de cette magnitude, l'intérieur du nuage serait protégé des photons ultraviolets et visibles avec pour conséquence une surestimation de l'émission par la méthode actuelle. De plus, les deuxième et troisième éléments sont couplés : une densité élevée est favorable à la coagulation entre grains. En revanche, une sous-estimation de l'émission signifie une surabondance des petits grains. En effet, Draine & Lee (1984) montrent que la température des grains est anti-corrélée avec leurs taille. Une augmentation de l'abondance des petits grains peut se produire avec le passage d'un choc, par exemple, qui fragmenterait les gros grains (Jones et al., 1996).

6.5.3 Variation des propriétés des grains

L'étude de Stepnik et al. (2003) dans un filament dense du complexe du Taureau a montré que des variations de température des grains ne peuvent pas être expliquées seulement par des variations de l'ISRF et de l'extinction du nuage. Ils concluent que les

6.5. Les Cartes d'Émission - Résultats et Discussion

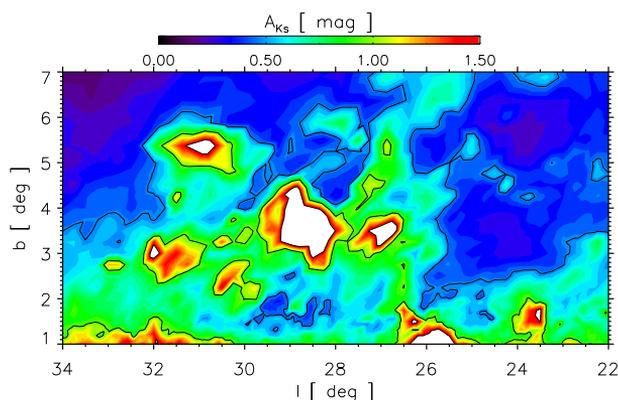


FIG. 6.9 – Extinction vers l'Aquila Rift. Les contours sont à 0,5, 1,0 et 1,5 A_{K_S} .

propriétés des grains dans le filament dense évoluent. Ils ont utilisé des observations d'IRAS et de PRONAOS pour étudier les variations de l'émission, de l'infrarouge jusqu'au submillimétrique, à travers le filament. Leurs observations montrent une chute de l'émission à $60 \mu\text{m}$ accompagnée d'une augmentation de l'émission submillimétrique à l'intérieur du filament par rapport à son environnement. La figure 6.10 montre l'intensité de l'émission observée à 60, 100, 200, 260, 360 et $580 \mu\text{m}$ en fonction de la distance angulaire du centre du nuage (offset en anglais). Dans chaque graphique sont indiqués les observations (courbe en trait plein), le modèle avec évolution des grains (courbe en pointillés), le modèle avec un A_V très élevée (courbe en points-tirets) et le modèle sans évolution des grains (courbe en tirets). On voit que le modèle sans évolution des grains n'arrive pas à reproduire l'intensité des profils et celui avec une forte extinction n'arrive pas à reproduire la largeur des profils - les deux surestiment l'émission à $60 \mu\text{m}$. Stepnik et al. (2003) constatent que les variations de l'émission ne peuvent être expliquées que par la coagulation des VSGs sur les gros grains. Ce processus de coagulation a deux effets importants :

- les VSGs sont supprimés de la distribution de taille des grains, ce qui a comme effet la baisse de l'intensité de l'émission à $60 \mu\text{m}$
- l'émissivité submillimétrique des grains à l'équilibre thermique est augmentée car les grains les plus gros se transforment en agrégats irréguliers.

Stepnik et al. (2003) concluent que l'effet de coagulation enlève 80-100% des VSGs pour $A_V > 2$.

Une variation du rapport $60 \mu\text{m} / 100 \mu\text{m}$ est observée dans les nuages et semble être spatialement corrélée avec les régions où l'émission modélisée est surestimée (cf Fig.6.8). Pour déterminer si l'effet de coagulation des VSGs sur les BGs est à la base des différences entre l'émission modélisée et observée à $60 \mu\text{m}$, je prends une abondance nulle pour les VSGs et PAHs dans le modèle de poussière pour tout nuage où $A_V > 2$. La différence entre l'émission modélisée et observée est présentée dans la figure 6.7(c). Les régions où l'émission modélisée était surestimée montre un meilleur accord avec les observations. En effet, le nombre de pixels où l'émission modélisée était surestimée de plus d'un facteur de deux est réduit de moitié. Donc, $> 94\%$ des pixels montrent une différence avec les observations plus petite qu'un facteur de deux.

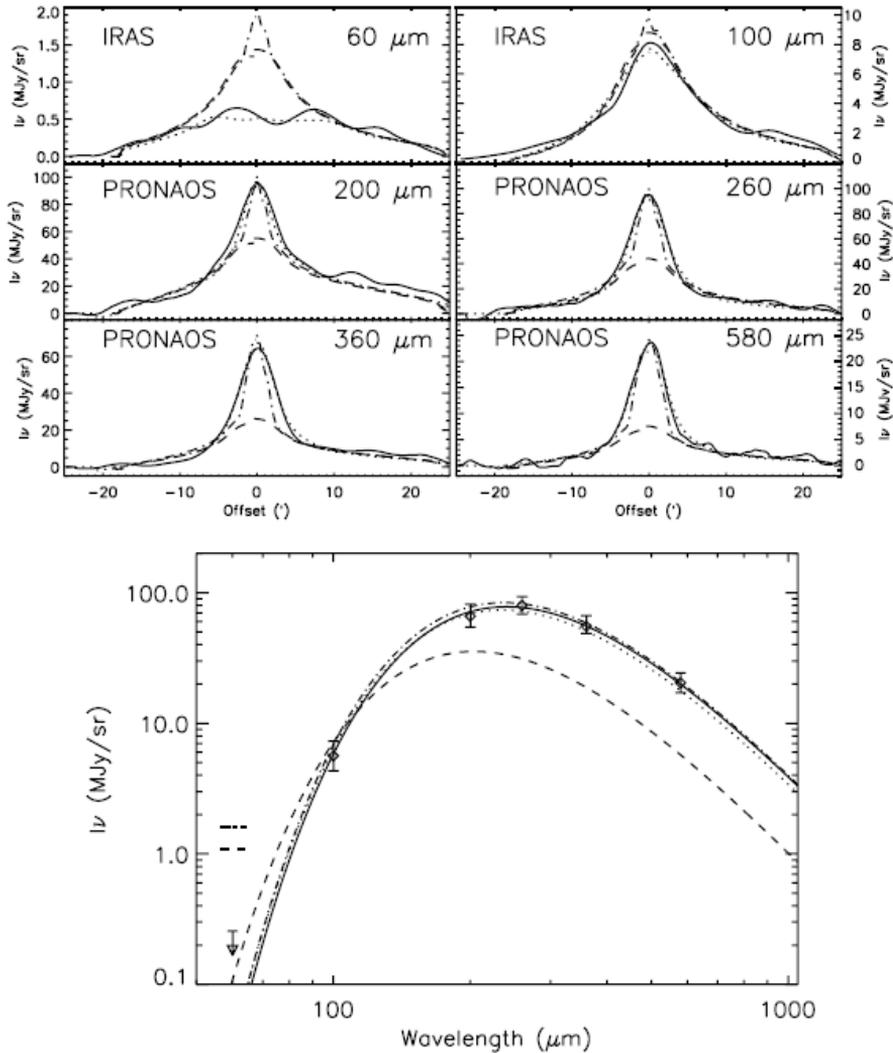


FIG. 6.10 – Résultats de l'étude sur l'évolution des grains de poussière de Stepnik et al. (2003). Les six images du haut montrent des coupes dans un filament dense du complexe moléculaire du Taureau à différentes longueurs d'onde. En bas est montré le spectre d'émission du filament. Pour chaque image sont indiqués les observations (courbe en trait plein), le modèle avec un A_V très élevée (courbe en points-tirets) et le modèle avec évolution des grains (courbe en pointillés) et le modèle sans évolution des grains (courbe en tirets).

6.5. Les Cartes d'Émission - Résultats et Discussion

Ceci montre que des processus de coagulation des VSGs sur les BGs pourraient expliquer les variations observées du rapport $60\mu\text{m}$ sur $100\mu\text{m}$. Nous proposons donc de généraliser à grande échelle (plusieurs degrés) les résultats de Stepnik et al. (2003) qui portent sur un filament de quelques minutes d'angle de largeur. Ceci peut permettre une étude systématique à grande échelle du lien entre les propriétés physiques du milieu interstellaire et les propriétés des grains.

Une autre indication de la variation des propriétés des grains vient de la différence entre la densité de colonne calculée à partir de l'émission et celle calculée à partir de l'extinction des poussières. La variation des propriétés des grains à partir de ces comparaisons a été étudiée par plusieurs auteurs (Arce & Goodman, 1999; Chen et al., 1999; Cambrésy et al., 2001; Dutra et al., 2002, 2003b; Cambrésy et al., 2005, voir Tab.4.3) et dans §4.3. Ces résultats montrent que les grains sont souvent sous forme d'agrégats poreux avec une émissivité supérieure à celle des grains classiques.

Néanmoins, il reste de grandes régions où l'émission est surestimée. L'étude de Stepnik et al. (2003) montre aussi une augmentation de l'émissivité des gros grains d'un facteur de 3 pour $A_V > 2.0$. Une augmentation de l'émissivité doit être associée à une augmentation de l'absorption car les gros grains sont en équilibre thermique avec l'ISRF. La masse de la poussière calculée à partir de l'équation 6.10 est donc surestimée dans ces cas, ce qui fait que l'émission est aussi surestimée. Cette augmentation de l'émissivité et de l'absorption des BGs n'est pas modélisée dans la carte de l'émission tridimensionnelle à présent mais sera intégrée dans le futur.

Je n'ai pas montré l'effet sur la bande à $100\mu\text{m}$ de la coagulation des VSGs car l'impact de cet effet à $100\mu\text{m}$ est très faible. Le changement de l'émissivité et de l'absorption des gros grains a un effet plus important, et il modifiera même l'émission à $60\mu\text{m}$. Une fois cet effet intégré dans le modèle, l'émission modélisée pourrait être comparée avec l'émission dans le submillimétrique afin de confirmer que la coagulation des VSGs sur les gros grains est à la base des différences.

Dans les cartes des différences entre modèle et observations (Fig.6.7), il existe des régions où l'émission modélisée est sous estimée. Dans le modèle actuel, je n'ai pas modélisé la fragmentation des gros grains. Cette destruction des gros grains est dominée par des processus associés aux chocs interstellaires (Draine, 2003). L'émission dans les régions en bleu clair dans la figure 6.7(c) montre que l'émission est sous estimée d'un facteur de deux. Le passage d'un choc à $v \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ aurait l'effet de doubler le nombre de VSGs en fragmentant les gros grains (Jones et al., 1996; Jones, 2004). Ces régions montrent une faible extinction, ce qui est compatible avec la fragmentation des BGs qui sont responsables de l'extinction dans l'infrarouge proche.

6.5.4 Différences dues aux limites de la méthode

Certaines régions dans la carte des différences ne peuvent pas être expliquées par des variations des propriétés de la poussière. Ces différences viennent des limites de la carte d'extinction ou du modèle de l'ISRF. Dans la figure 6.11 je montre l'accord, pixel par pixel, entre le modèle de l'émission et les observations IRAS à $100\mu\text{m}$. Il y a globalement un bon accord pour $I \leq 700 \text{ MJy Sr}^{-1}$ - les différences discutées à la section précédente ne sont pas visibles dans cette comparaison. Les régions qui présentent une émission au dessus de 700 MJy Sr^{-1} se trouvent dans le plan galactique. Au delà, une émission plus forte est observée sans contrepartie dans le modèle. Deux

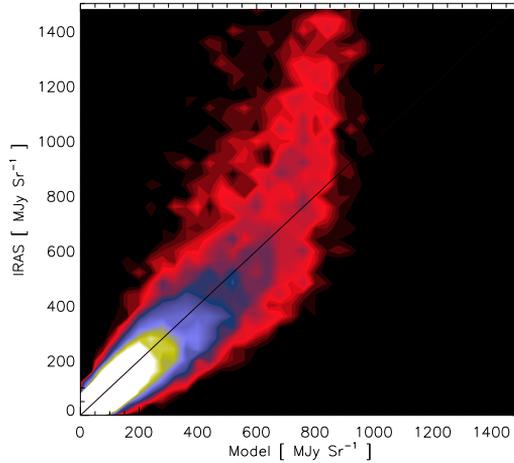


FIG. 6.11 – Comparaison entre émission modélisée et celle observée par IRAS à $100\mu\text{m}$, pixel par pixel. La ligne en trait continu représente le cas $F_{\text{modèle}} = F_{\text{IRAS}}$. Il existe un très bon accord jusqu'à $\sim 700 \text{ MJy Sr}^{-1}$.

explications peuvent être évoquées pour comprendre ces différences :

1. La carte d'extinction est limitée en distance et n'a pas d'information sur l'extinction à des distances héliocentriques plus grandes que $\sim 10\text{-}14 \text{ kpc}$. En revanche, grâce à une profondeur optique très faible à $100\mu\text{m}$, les observations d'IRAS détectent de l'émission venant des distances au delà de 14 kpc . Pour un pixel dans le plan galactique, IRAS détecte une densité de colonne plus élevée que la carte d'extinction et on s'attendrait donc à ce qu'IRAS observe une émission plus forte que le modèle.
2. L'ISRF utilisé pour calculer la carte d'émission est très homogène. La forte émission venant des régions HII n'est pas modélisée et créerait un décalage entre observations et modèle. Les bras spiraux ont une surdensité de poussière, qui est aussi présente dans la carte d'extinction. En revanche, les étoiles jeunes qui occupent ces bras ne sont pas dans le modèle de l'ISRF. Par conséquent, l'émission peut être sous-estimée dans les directions des tangentes des bras spiraux.

6.6 Conclusions et perspectives

L'émission infrarouge a été modélisée à partir de la carte d'extinction du chapitre 4. Le champ de rayonnement interstellaire a été calculé à partir de la décomposition en infrarouge de Sodroski et al. (1997). Ensuite, l'émission des grains a été calculée en utilisant le modèle de poussière de Désert et al. (1990). L'atténuation de l'ISRF par la matière des nuages est prise en compte là où la matière est optiquement épaisse.

6.6. Conclusions et perspectives

L'émission modélisée ainsi montre un bon accord avec les observations d'IRAS à 60 et 100 μm . Néanmoins, il existe des régions où une différence entre l'émission modélisée et observée existe. Ces différences nous fournissent de l'information sur la variation des propriétés des grains dans le milieu interstellaire. La coagulation des VSGs sur les gros grains explique la plupart de l'émission sous-estimée dans le modèle à 60 μm . Cette coagulation, qui a comme résultat la formation d'agrégats poreux, est aussi vérifiée par la différence dans l'extinction calculée à partir de l'émission des poussières et le rougissement stellaire/galactique (Cambrésy et al., 2005, cf. section 4.3) La surestimation de l'émission à 60 μm dans le modèle montre les endroits où il existe une surabondance des VSGs, ce qui est compatible avec le passage d'un choc à une vitesse de l'ordre de 100 km s^{-1} qui aurait fragmenté les BGs. Le changement d'émissivité des gros grains, dû à la coagulation des VSGs sur ces derniers, ne serait possible qu'en comparant l'émission modélisée avec l'émission observée aux longueurs d'onde au-dessus de 200 μm . Des données de COBE ou SCUBA, par exemple, pourrait être utilisée pour effectuer cette comparaison.

Cette méthode est un outil qui permet de sonder les propriétés des grains dans le milieu interstellaire sur des échelles spatiales de l'ordre de 1-10 pc typiquement. Elle pourrait s'appliquer aux futures données de Planck, et est complémentaire aux observations locales effectuées par PRONAOS et attendues de Herschel.

Enfin, la carte de l'émission à grande échelle sert comme vérification de l'aspect tridimensionnelle de la carte d'extinction. En effet, la distance aux structures d'extinction n'a pas d'impact sur la carte d'extinction totale mais a un impact non négligeable sur celle de l'émission.

Chapitre 7

Autres applications

Sommaire

7.1	Caractérisation des nuages sombres en infrarouge	117
7.1.1	Présentation des IRDCs	117
7.1.2	Méthode	118
7.1.3	Résultats	122
7.1.4	Conclusion	124
7.2	Densité stellaire du Bulbe - préparations pour Gaia	125
7.2.1	Présentation de Gaia	125
7.2.2	Méthode	126
7.2.3	Résultats	127
7.2.4	Conclusion	128

7.1 Caractérisation des nuages sombres en infrarouge

7.1.1 Présentation des IRDCs

Les Infrared Dark Clouds (IRDCs) ont été remarqués pour la première fois dans des images de l'infrarouge moyen des expériences Midcourse Space Experiment (MSX) et Infrared Space Observatory (ISO). Ces nuages sombres sont détectés grâce à leur forte extinction ; ils sont donc vus en silhouette dans les images de l'infrarouge moyen. Les IRDCs sont plus facilement détectables vers $8\mu\text{m}$ car l'émission des PAHs associés aux régions de formation stellaire fournit une forte émission d'arrière plan.

Perault et al. (1996) ont déclaré que ces nuages pourraient être des candidats pour le site de la formation d'étoiles massives, avant même qu'une protoétoile n'existe. Ce stade de la formation d'étoiles massives reste toujours mal connu.

Le premier grand relevé des IRDCs a été effectué par Price (1995) en utilisant les données de MSX. Après, Hennebelle et al. (2001) ont élargit le nombre d'IRDCs connus en analysant des images ISOGAL. Plus récemment Simon et al. (2006a) ont créé un catalogue de candidats d'IRDCs en utilisant le relevé MSX. Ils ont modélisé l'émission d'arrière plan et puis ils ont recherché des régions contiguës avec un

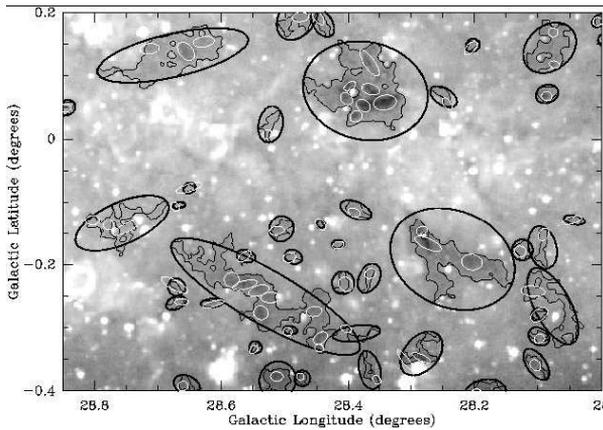


FIG. 7.1 – Image de l'émission à $8.3 \mu\text{m}$ détectée par MSX. Les IRDCs détectés en utilisant l'algorithme de Simon et al. (2006a) sont indiqués par les ellipses noires, alors que les coeurs denses sont indiqués par les ellipses blanches. L'échelle des niveaux de gris va de 1.5×10^{-5} (noir) à $1.0 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (blanc). L'intensité des régions délimitées par les contours noirs est inférieure de 10% aux valeurs données par le modèle de Simon et al. (2006a) de l'arrière plan infrarouge.

contraste de 2σ par rapport aux fluctuations de l'arrière plan. Ainsi, ils détectent uniquement des candidats car ces régions sombres pourraient ne pas être liées à un objet physique, surtout pour les petits nuages.

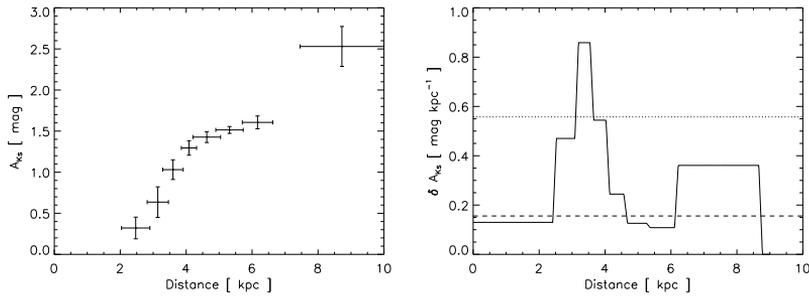
7.1.2 Méthode

Pour de nombreuses lignes de visée dans la carte d'extinction (§4.2), il existe une distance qui présente une forte extinction. Ces pics d'extinction pourraient être dus à des nuages isolés ou bien à des structures plus grandes telles que les bras spiraux. Aussi, la carte a été créée en balayant le ciel pour avoir un recouvrement sur une grande région contiguë et dont aucun objet n'a été ciblé. L'inspection de cette carte d'extinction n'est donc pas suffisante pour retrouver une population de nuages. Pour caractériser un grand nombre de nuages, il faut d'abord savoir où ils se trouvent. J'ai donc utilisé le catalogue de candidats d'IRDCs de Simon et al. (2006a). Pour chaque nuage, ils donnent ses coordonnées en (l, b) , ses axes principaux et secondaires et l'angle de son axe principal par rapport au vertical. Un champ montrant plusieurs exemples d'IRDCs est présenté dans la figure 7.1.

La détermination de l'extinction sur la ligne de visée nécessite un certain nombre d'étoiles (§3.2.2). Le catalogue d'IRDCs utilisé contient des nuages trop petits, et donc un nombre d'étoiles trop faible, pour que la méthode converge vers une solution. C'est pourquoi le catalogue a été limité à tous les nuages ayant une surface avec un contraste supérieur à 2σ sur $10'$ carré. Ceci définit un sous-catalogue de ~ 700 nuages.

Pour chaque nuage dans le sous-catalogue je calcule l'extinction sur la ligne de visée. Les étoiles de 2MASS à l'intérieur de l'ellipse définie par Simon et al. (2006a) sont sélectionnées et comparées avec les étoiles simulées du modèle de Besançon. La

7.1. Caractérisation des nuages sombres en infrarouge



(a) Extinction en fonction de la distance. La montée de l'extinction à ~ 3 kpc montre la présence d'un nuage dense. Le dernier point met en évidence une grande quantité de matière diffuse. (b) Extinction différentielle en fonction de la distance. La ligne en tirets représente l'extinction diffuse, la ligne en pointillées représente une fluctuation de 3σ de l'extinction diffuse.

FIG. 7.2 – Exemple de la détection d'un IRDC en utilisant l'extinction sur la ligne de visée. Ce nuage se trouve à $(l, b) = (36.673^\circ, -0.120^\circ)$, à une distance de 3.4 kpc et a une masse de 2400 M_\odot .

taille du champ des étoiles simulées est la même que l'ellipse utilisée pour sélectionner les étoiles observées.

Par exemple, le champ aux coordonnées galactiques $(l, b) = (36.673^\circ, -0.120^\circ)$ est présenté dans la figure 7.2(a). On remarque tout de suite la montée d'extinction aux alentours de 3 kpc qui montre la distance au nuage. En prenant la dérivée de la distribution de l'extinction en fonction de la distance on a une estimation de la distribution de matière sur la ligne de visée (Eq.4.3).

Chaque ligne de visée est composée d'une extinction diffuse à laquelle sont superposées un ou plusieurs nuages. Par conséquent, la distribution de la matière sur la ligne de visée (présentée sous forme d'extinction différentielle) est composée d'une partie qui varie peut ou pas (extinction diffuse), sur laquelle sont superposés un ou plusieurs pics (nuages). Je cherche des IRDCs qui sont a priori des nuages très sombres qui présenteront un grand écart par rapport à l'extinction diffuse. Je définis un IRDC comme un pic dans l'extinction différentielle au-dessus de 3σ . La matière qui compose l'IRDC inclut tous les points qui relient le pic au niveau de l'extinction diffuse. Deux pics qui se retrouvent au dessus de 3σ peuvent donc faire partie du même nuage.

L'extinction diffuse est estimée par la médiane de toutes les valeurs sur la ligne de visée ; ses variations sont supposées être représentées par la moyenne de la déviation absolue des points de la médiane. Les points utilisés dans ce premier calcul incluent le ou les nuages dont l'extinction diffuse et ses variations seront surestimées. Un deuxième calcul est donc effectué en enlevant les points qui se trouvent à plus de 3σ . Ce calcul est itéré jusqu'au point où la différence dans le σ calculé entre deux itérations est moins de 1%. L'extinction différentielle ainsi que l'estimation de l'extinction diffuse et son écart type sont montrés pour le nuage à $(l, b) = (36.673^\circ, -0.120^\circ)$ dans la figure 7.2(b).

La distance au nuage est la distance de la plus grande valeur sur l'intervalle qui

définit le nuage. L'extinction totale associée au nuage est :

$$A_{K_s}(\text{IRDC}) = \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \delta A_{K_s}(i) - A_{K_s}(\text{diffuse}) \quad (7.1)$$

où i_{\min} et i_{\max} représentent les éléments minimum et maximum du nuage défini comme indiqué ci-dessus et $A_{K_s}(\text{diffuse})$ est le composant de l'extinction diffuse sur la ligne de visée.

S'il n'y a pas de pic au dessus de 3σ dans l'extinction différentielle pour une ligne de visée je ne détecte pas de nuage. Ceci peut être dû à 2 raisons :

- Le nuage en question n'est pas un véritable IRDC. Ceci est possible car le catalogue de Simon et al. (2006a) n'est qu'une liste de *candidats* d'IRDCs.
- Le nuage est trop filamentaire et la région sur le ciel définie par l'ellipse n'englobe pas une partie suffisamment importante du nuage. Avec une surface non éteinte qui est trop importante, aucune détection de nuage n'est possible à l'intérieur de l'ellipse.

Il n'est pas possible d'enlever les nuages qui sont trop filamentaires pendant la présélection des lignes de visée car le catalogue de Simon et al. (2006a) ne contient pas d'information sur la morphologie du nuage. Sur les ~ 700 nuages qui ont été choisis au départ, 450 détections sont retenues dont 70 paires de nuages sur la même ligne de visée.

Avec la distance déterminée comme expliqué ci-dessus, les dimensions angulaires données dans Simon et al. (2006a) peuvent être transformées en dimensions réelles. La profondeur du nuage ne rentre pas dans la masse du nuage car la densité de colonne à travers le nuage, donné par l'extinction totale du nuage, peut être traduite directement en une estimation de sa masse (§6.4.1). La masse du nuage est :

$$M_{\text{IRDC}} = A_{K_s}(\text{IRDC}) \times \frac{m_{\text{H}}}{m_{\text{BG}}} \sigma_{K_s} \Sigma \quad (7.2)$$

où $m_{\text{BG}}/m_{\text{H}}$ est l'abondance relative à l'hydrogène en masse des gros grains, σ_{K_s} est la section efficace des grains dans la bande K_s et Σ est la surface du nuage, donné par Simon et al. (2006a), qui présente un contraste au dessus de 2σ des fluctuations de l'arrière plan en infrarouge moyen. Je ne prends en compte que la contribution des gros grains car la masse de la poussière est dominée par ces derniers.

Rathborne et al. (2006) ont déterminé la masse de 38 IRDC du catalogue de Simon et al. (2006a). Sur les 450 nuages retenus dans ma sélection, seulement 8 ont une masse déterminée par Rathborne et al. (2006). Une comparaison entre les distances et les masses déterminées dans les deux études est présentée dans la figure 7.3.

Les distances cinématiques utilisées par Rathborne et al. (2006) proviennent de l'étude de Simon et al. (2006b). Ces distances sont en accord avec les distances que je trouve dans 6 cas. Simon et al. (2006b) ne résolvent pas l'ambiguïté entre les distances cinématiques proches et lointaines - ils sélectionnent la distance proche systématiquement en arguant que les nuages sont vus en absorption et donc les nuages proches seraient détectés d'avantage.

Rathborne et al. (2006) ont observé les 38 IRDCs, sélectionnés du catalogue de Simon et al. (2006b), dans le continuum à 1.2 mm avec le télescope de 30m d'IRAM.

7.1. Caractérisation des nuages sombres en infrarouge

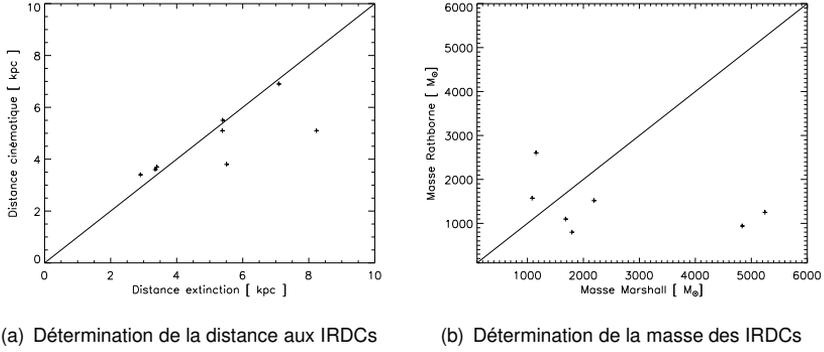


FIG. 7.3 – Comparaison entre les caractéristiques des IRDCs calculées et celles déterminées par Rathborne et al. (2006).

Nuage	D_{Ext} (kpc)	D_{Cin} (kpc)	M_{Mar} (M_{\odot})	M_{Rath} (M_{\odot})
MSXDC G024.33+00.11	5.5	3.8	1153	2603
MSXDC G024.60+00.08	3.4	3.7	5244	1249
MSXDC G025.04-00.02	2.9	3.4	2188	1517
MSXDC G028.23-00.19	8.2	5.1	1085	1574
MSXDC G024.67+00.13	5.4	5.1	4837	939
MSXDC G030.14-00.06	5.4	5.5	1794	798
MSXDC G031.97+00.07	7.1	6.9	7865	14797
MSXDC G036.67-00.11	3.4	3.6	1681	1098

TAB. 7.1 – Comparaison des valeurs attribuées aux IRDCs par la méthode de l'extinction et celle de Rathborne et al. (2006)

Ils déterminent la masse des nuages en utilisant la relation suivante :

$$M = \frac{F_{\nu} D^2}{\kappa_{\nu} B_{\nu}(T)} \quad (7.3)$$

où F_{ν} est le flux intégré observé, D est la distance, κ_{ν} l'opacité de la poussière par gramme et B_{ν} est la fonction de Planck dans laquelle T est la température de la poussière.

Les masses trouvées ainsi montrent plus d'écart avec les valeurs trouvées grâce à l'extinction. Pour les nuages où $M < 3000M_{\odot}$ les deux techniques trouvent des masses compatibles, alors que pour les trois nuages avec $M > 3000M_{\odot}$ les écarts sont bien plus grands. Les deux techniques utilisent des approximations et des suppositions radicalement différentes. Rathborne et al. (2006) suppose une valeur pour l'émissivité de la poussière trouvée dans le milieu interstellaire diffus alors qu'il y a des études qui montrent que l'émissivité des grains dans un nuage dense est plus élevée (Stepnik et al., 2003). La masse déterminée avec les deux techniques est fonction du carré de la distance et toutes les deux supposent une relation gaz sur poussière constante. La détermination de l'extinction ne donne pas de bons résultats quand le nuage n'est pas bien représenté par l'ellipse du catalogue de Simon et al. (2006a). Cependant, la comparaison ne peut pas être concluante avec si peu de points.

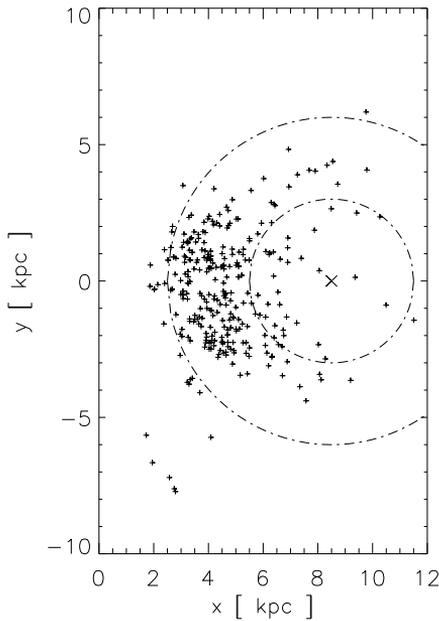


FIG. 7.4 – La position des IRDCs dans le plan Galactique. Les rayons Galactocentriques de 3 et 6 kpc sont délimités par les lignes pointillées. Le plupart des IRDCs détectés se trouvent entre ces deux bornes, donc dans l’anneau moléculaire.

7.1.3 Résultats

La distribution des IRDCs dans le plan Galactique est montrée dans la figure 7.4. Les deux lignes pointillées dans la figure délimitent les rayons Galactocentriques de 3 et 6 kpc. Nous voyons que la plupart de ces nuages se trouvent entre ces bornes, et donc dans l’anneau moléculaire. Simon et al. (2004) ont calculé la distance à plusieurs IRDCs en utilisant la cinématique du gaz. Ils ont aussi trouvé que la plupart des nuages étaient concentrés dans l’anneau moléculaire.

La distribution en masse de nuages moléculaires est une des caractéristiques principales d’une telle population. Un spectre de masse définit le nombre de nuages par intervalle de masse. Ceci a été approximé en séparant les nuages dans des cellules logarithmiques. Le nombre de nuages dans chaque cellule est ensuite divisé par l’intervalle de masse de la cellule :

$$f(M) = \frac{dN}{dM} \approx \frac{N}{\Delta M} \propto M^{-\gamma} \quad (7.4)$$

Je suppose que l’incertitude vient uniquement du nombre de nuages utilisé dans chaque cellule :

$$\sigma = \frac{\sqrt{N}}{\Delta M} \quad (7.5)$$

Le spectre de masse pour les IRDCs détectés est présenté dans la figure 7.5.

7.1. Caractérisation des nuages sombres en infrarouge

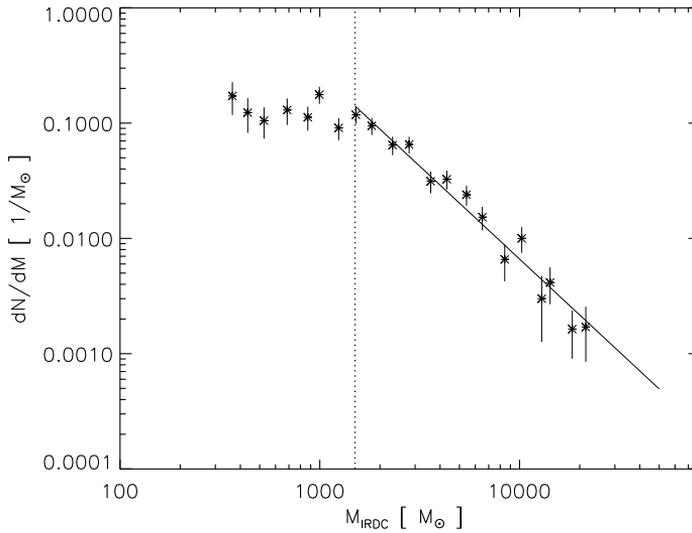


FIG. 7.5 – Spectre de masse de ~ 450 IRDCs. La ligne pointillée délimite la complétude en masse inférieure. La distribution suit une loi de puissance avec un indice de $\gamma = 1.6 \pm 0.2$ (ligne continue).

Cette sélection d'IRDCs n'est bien-sûr pas complète ; les petits nuages ne sont pas tous détectés car ils sont bien plus petits que la taille minimale d'un pixel de ma carte d'extinction.

En ajustant une droite dans un plot log-log de dN/dM en fonction de la masse, je trouve que les points au-dessus de 1500 masses solaires sont bien représentés par une loi de puissance avec un indice spectral $\gamma = 1.6 \pm 0.2$. Un indice spectral $\gamma < 2$ est indicatif d'une population de nuages où la masse est concentrée dans les gros nuages. L'inverse est vrai pour un indice spectral $\gamma > 2$. Rosolowsky (2005) a calculé l'indice spectral des nuages moléculaires dans différents environnements. Il trouve un indice spectral entre $1.41 < \gamma < 1.58$ pour les nuages moléculaires dans la Voie Lactée interne et entre $2.06 < \gamma < 2.56$ pour la Voie Lactée externe. La dispersion des valeurs est due au fait que ces déterminations sont basées sur différentes observations et différentes façons de déterminer la masse (intensité du CO ou théorème du viriel). Une raison citée pour la différence entre les indices spectraux pour la Voie Lactée interne et externe est que pour une ligne de visée dans la Galaxie interne, plusieurs nuages peuvent être confondus. En d'autres termes, deux nuages distincts pourraient avoir des vitesses radiales similaires, ce qui les place dans le même endroit dans un diagramme longitudes vitesse. Cet effet est appelé 'velocity crowding' en anglais. Par conséquent, la distribution de la masse des nuages peut être biaisée vers les grands masses. Néanmoins, la technique pour déterminer la distance aux nuages que j'ai présentée est moins sensible à l'effet de 'velocity crowding' que les distances cinématiques. Les nuages pour lesquels j'ai déterminé une masse sont dans la Galaxie interne (cf. Fig.7.4) - l'indice du spectre de masse est très proche de celui des nuages moléculaires dans la Galaxie interne (Rosolowsky, 2005). En revanche, les coeurs denses des IRDCs, observés par Rathborne et al. (2006), suivent une loi de

puissance proche du FMI, avec $\gamma = 2.1 \pm 0.4$. L'indice spectrale que je trouve pour les IRDCs est proche de celui de la fonction de masse initiale des amas d'étoiles (Initial Cluster Mass Function, ICMF), trouvé par Tan (2006) dans une sélection de galaxies naines et spirales.

7.1.4 Conclusion

Les résultats présentés ci-dessus sont prometteurs, néanmoins plusieurs nuages du catalogue de Simon et al. (2006a) restent sans une estimation de leur masse. Les raisons pour lesquelles ces nuages ont été omis sont :

- La méthode pour déterminer l'extinction en trois dimensions nécessite plus de ~ 100 étoiles par pixel.
- Les observations de 2MASS n'ont pas la profondeur nécessaire pour fournir une densité d'étoiles élevée pour les nuages très denses ou très petits.

En revanche, la méthode pour déterminer l'extinction en trois dimensions peut être adaptée pour utiliser d'autres observations stellaires, du visible jusqu'à l'infrarouge moyen.

Le relevé "UKIRT Infrared Deep Sky Survey" (UKIDSS) est actuellement en train d'observer le plan galactique dans les trois bandes J , H , K_s à une magnitude limite de 20.0, 19.1 et 19.0 respectivement. Ce relevé observe des étoiles plusieurs magnitudes plus faibles que 2MASS ou DENIS et permettra de détecter et caractériser des IRDCs plus denses et plus petits que ceux présentés ci-dessus.

Par ailleurs, des observations existantes dans l'infrarouge moyen avec le relevé "Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire" (GLIMPSE, Benjamin et al., 2003) pourraient aussi être utilisées. Les observations ont été effectuées avec l'instrument IRAC à bord du satellite Spitzer aux longueurs d'onde 3.6, 4.5, 5.8, et $8 \mu\text{m}$. L'extinction est moins forte à ces longueurs d'onde, donc GLIMPSE détecte des étoiles plus rougies que 2MASS. L'utilisation de ces données serait utile pour la détection des IRDCs sombres.

L'utilisation de la carte d'extinction n'est pas limitée à la détermination de la masse et de la distance. En comparant les lignes de visée vers les IRDCs avec les observations du gaz (par exemple avec le "Canadian Galactic Plane Survey" (CGPS), Taylor et al., 2003), ou bien le "Boston Galactic Ring Survey" (Simon et al., 2001), la quantité de gaz associée aux nuages peut être quantifiée.

L'objectif de cette étude est de compiler une base de données des caractéristiques des IRDCs pour mieux comprendre leur rôle dans la formation d'étoiles massives. La fraction de ces nuages qui donnera lieu à des étoiles massives est toujours mal connue (Beuther et al., 2006). Un système de classification des IRDCs pourrait être créé basé sur leur taille physique, leur niveau d'extinction ainsi que la quantité de gaz présent. Ceci aiderait à l'interprétation des observations de la formation stellaire dans les IRDCs.

Finalement, en adaptant la méthode pour utiliser les observations plus profondes de UKIDSS et aux longueurs d'onde plus longues (GLIMPSE), les IRDCs pourraient être résolus et leurs coeurs denses pourraient être caractérisés. Ces résultats pourraient être comparés aux observations existantes des nuages proches (Lada et al., 1994; Alves et al., 1998; Lombardi & Alves, 2001; Lombardi et al., 2006). La haute

7.2. Densité stellaire du Bulbe - préparations pour Gaia

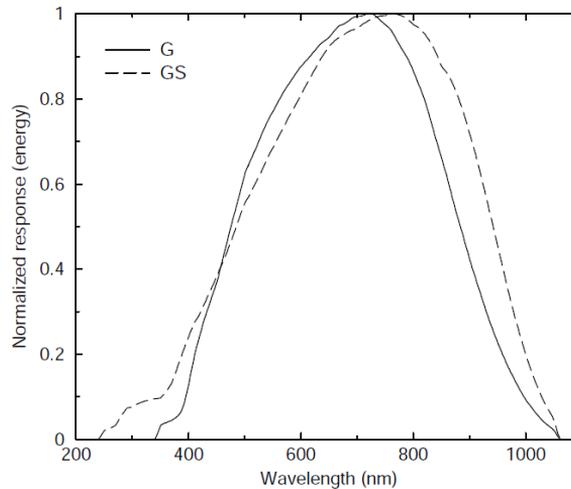


FIG. 7.6 – Les bandes *G* et *Gs* de Gaia (Jordi et al., 2006)

résolution des cartes des nuages locaux peut fournir de l'information sur la physique des nuages et pourrait servir comme calibration pour les nuages lointains. Tous ces éléments réunis aideraient sûrement à comprendre les premières étapes dans la formation d'étoiles massives.

7.2 Densité stellaire du Bulbe - préparations pour Gaia

Le bulbe galactique est une région de la Galaxie qui est très importante pour comprendre la formation de la Galaxie. En effet, les observations de la cinématique, la métallicité, la magnitude absolue et certains autres paramètres des étoiles du bulbe nous fournissent des informations sur les populations présentes et donc des indices sur leur origine. Le satellite Gaia, décrit dans §7.2.1, va améliorer de façon significative nos connaissances des étoiles dans la Galaxie. Dans cette section j'utilise le modèle de Besançon, corrigé des effets de l'extinction avec la carte en 3D, pour découvrir quelles étoiles du bulbe seraient accessibles aux différents instruments de Gaia.

7.2.1 Présentation de Gaia

Gaia est une mission de l'ESA, qui a pour objectif de déterminer la distance ainsi que d'autres paramètres intrinsèques d'un milliard d'étoiles dans la Voie Lactée jusqu'à la magnitude 20 dans la bande G (Fig.7.6). Toute source en dessous de la limite en magnitude va être mesurée, donc Gaia va aussi détecter des quasars, des planètes extrasolaires, des naines brunes et des astéroïdes, par exemple.

Les observations vont être faites à partir du point L2 de Lagrange pendant environ cinq ans, pour qu'au final, chaque étoile soit observée environ 70 fois. Pour effectuer ce nombre d'observations, le satellite va être en rotation continue.

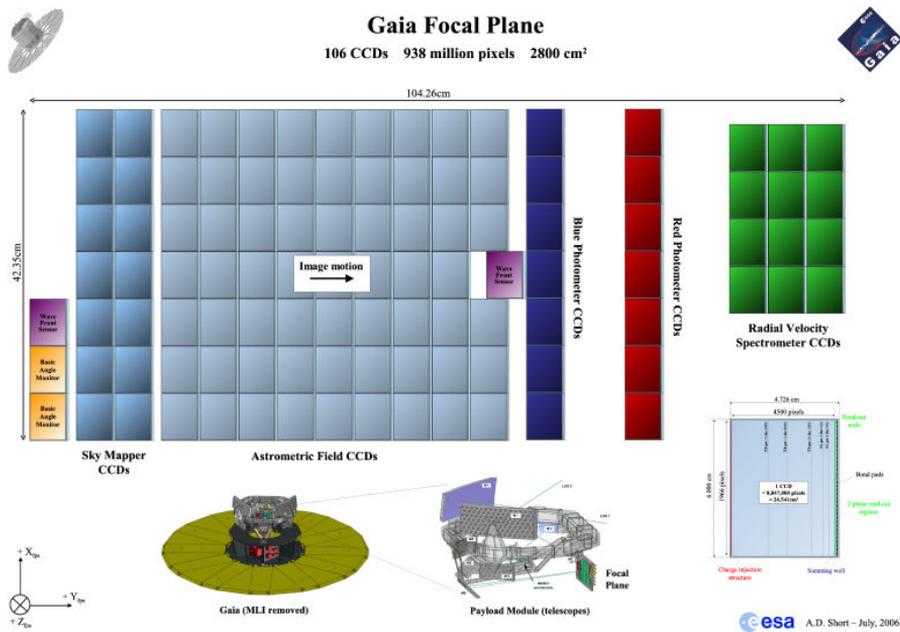


FIG. 7.7 – Plan focal du satellite Gaia.

Deux télescopes identiques, avec une séparation angulaire de 106.5° et un miroir de $1.45 \times 0.5 \text{ m}^2$ de surface chacune, vont mesurer la position, le mouvement propre et la parallaxe de chaque étoile. Ceci nécessite une précision astrométrique de 20-25 μas . Les télescopes ont une longueur focale de 35 m et un plan focal commun avec 106 CCDs pour effectuer toute mesure astrométrique, photométrique et la mesure de la vitesse radiale des sources détectées.

Le plan focal de Gaia, le plus grand des plans focaux construits pour une mission spatiale avec environ un milliard de pixels, est présenté dans la figure 7.7. Le satellite est en rotation continue; les sources arrivent sur le plan focal par la gauche, et traversent les différents CCDs avec une vitesse de 60 arcsec s^{-1} . Après des mesures techniques (qualité de l'image, fluctuation de l'angle entre les télescopes), le Sky Mapper détecte les sources et transmet de l'information sur celles-ci aux autres CCDs (par quel télescope l'image de la source est obtenue, par exemple). La plus grande partie du plan focal est dédiée à l'astrométrie des sources. Ensuite, deux spectromètres basse résolution (BP, pour Blue Photometer et RP, pour Red Photometer) vont mesurer le spectre de chaque source entre 330 et 680 nm et entre 640 et 1050 nm, respectivement, pour déterminer leur spectre d'énergie afin de caractériser leur température, métallicité et gravité. Finalement, un troisième instrument, le RVS (pour Radial Velocity Spectrometer), va mesurer la vitesse radiale des sources.

7.2.2 Méthode

Le modèle de Besançon, corrigé des effets de l'extinction, peut être utilisé pour simuler des observations stellaires. A hautes latitudes, la correction du modèle par un

7.2. Densité stellaire du Bulbe - préparations pour Gaia

disque de poussière plan parallèle arrive à bien reproduire les observations (Robin et al., 2003). En revanche, dans le plan galactique l'extinction est très hétérogène, ce qui nécessite une meilleure détermination de l'extinction.

Dans ce chapitre, j'expose l'utilisation de ma carte d'extinction pour rougir les étoiles simulées du modèle de Besançon afin de prédire la densité d'étoiles qui va être observée par le satellite Gaia (décrit dans la section 7.2.1) vers le bulbe Galactique. Ceci est intéressant afin de pouvoir prédire le nombre et la magnitude absolue des étoiles du bulbe qui vont être atteintes avec les différents instruments à bord de Gaia. Ce travail a été fait par Robin et al. (2005) avec deux différentes cartes de l'extinction en deux dimensions. J'apporte une meilleure estimation grâce au caractère 3D de la carte d'extinction utilisée.

Les différentes limites de confusion pour les instruments de Gaia ne sont pas encore complètement étudiées. Pour caractériser les seuils de densité stellaire afin d'avoir une idée sur les populations du bulbe qui seront observables par Gaia j'ai choisi trois niveaux de densité stellaire : $7.5 \times 10^5 \text{ * deg}^{-2}$, $2 \times 10^5 \text{ * deg}^{-2}$ et $2 \times 10^4 \text{ * deg}^{-2}$. Les deux premiers correspondent aux limites de confusion des instruments prévus initialement (Jordi et al., 2006, Broad Band Photometer, BBP, et Medium Band Photometer, MMP, respectivement) et le troisième est la limite de confusion du RVS utilisée par Robin et al. (2005).

7.2.3 Résultats

La densité d'étoiles du bulbe à $G < 20$, en niveau de gris, est présentée dans la figure 7.8. Deux différentes limites sont superposées : $7.5 \times 10^6 \text{ * deg}^{-2}$ (ligne continue) et $2 \times 10^5 \text{ * deg}^{-2}$ (ligne pointillée). Une très grande partie du bulbe semble être difficilement observable jusqu'à $G = 20$ à cause de la forte densité d'étoiles.

La densité d'étoiles du bulbe à $G < 17$ est présentée dans la figure 7.9(a). La ligne continue délimite la région où la densité totale d'étoiles atteint la limite de confusion de l'instrument RVS (20000 étoiles par degré carré). Des mesures de la vitesse radiale des étoiles à cette magnitude peuvent être faites à l'intérieur du contour. Il y a une asymétrie entre les longitudes positives, où le plan est accessible par le RVS, et les longitudes négatives, où il n'y a que quelques petites régions accessibles par le RVS. Ceci est dû à la barre de poussière (dustlanes, §5.2.1). La barre de poussière se trouve devant la barre stellaire aux longitudes positives, ce qui diminue la densité d'étoiles dans cette région.

Dans la figure 7.9(b) la densité d'étoiles du bulbe à $G < 15$ est présentée. Le contour discontinu délimite la région qui ne serait pas accessible au RVS - le contour continu montre la limite de confusion du RVS pour $G < 17$ afin de montrer les différences entre la confusion aux deux magnitudes limites. Presque tout l'hémisphère sud du bulbe est trop confus pour que des mesures de la vitesse radiale d'étoiles soit faites à $G < 15$. Néanmoins, la majeure partie du plan et de l'hémisphère nord est accessible aux mesures RVS à la magnitude 15.

La magnitude absolue des étoiles du bulbe observables est présentée dans la figure 7.10. Pour une magnitude apparente de $G < 17$ (Fig.7.10(a)), la magnitude absolue des étoiles du bulbe est à $M_V < 2$ pour presque tout le bulbe. La limite de confusion du RVS est superposée (en supposant qu'elle est de $2 \times 10^4 \text{ * deg}^{-2}$). Il existe peu de fenêtres où la densité d'étoiles est assez faible pour que le RVS puisse effectuer une

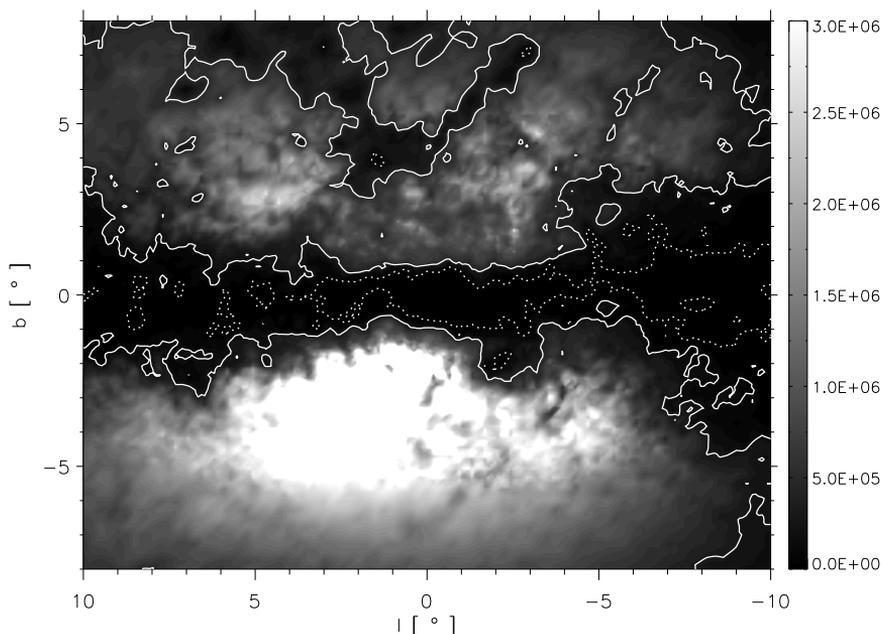


FIG. 7.8 – Densité d'étoiles du bulbe à $G < 20$ magnitudes. Les contours représentent les densités d'étoiles totale (disque+bulbe) $2 \times 10^5 \star \text{deg}^{-2}$ (ligne pointillée) et $7.5 \times 10^5 \star \text{deg}^{-2}$ (ligne continue).

observation et où les étoiles du bulbe ne sont pas trop éteintes. Les étoiles géantes du clump ont une magnitude absolue d'environ $M_V = 1$. Par conséquent, ces géantes ne seront pas visible par le RVS. En revanche, les géantes M, avec une magnitude absolue d'environ $M_V = -1$, pourraient être observées par le RVS.

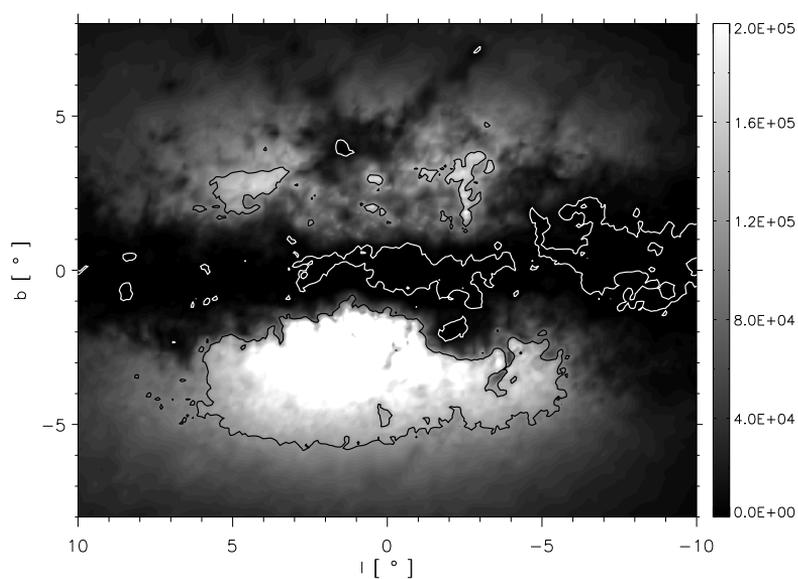
Des étoiles du bulbe intrinsèquement plus faibles sont atteignables en observant jusqu'à une magnitude apparente de $G = 20$ (Fig.7.10(b)). Deux contours de densité totale sont superposés - un à $2 \times 10^5 \star \text{deg}^{-2}$ (contour blanc) et l'autre à $7.5 \times 10^5 \star \text{deg}^{-2}$ (contour noir). Des étoiles du bulbe seront observables jusqu'à une magnitude absolue de $M_V = 6$ pour certaines régions ($l < -9^\circ$, $b < -7^\circ$). En revanche, pour les régions plus centrales, les étoiles du bulbe observables sont seulement les plus brillantes intrinsèquement.

La magnitude apparente des étoiles où la limite de confusion est atteinte, pour deux différentes limites, est montrée dans la figure 7.11. Les étoiles avec une faible magnitude apparente dans l'hémisphère sud du bulbe sont moins facilement observables, en raison du faible niveau d'extinction et donc de la forte densité d'étoiles.

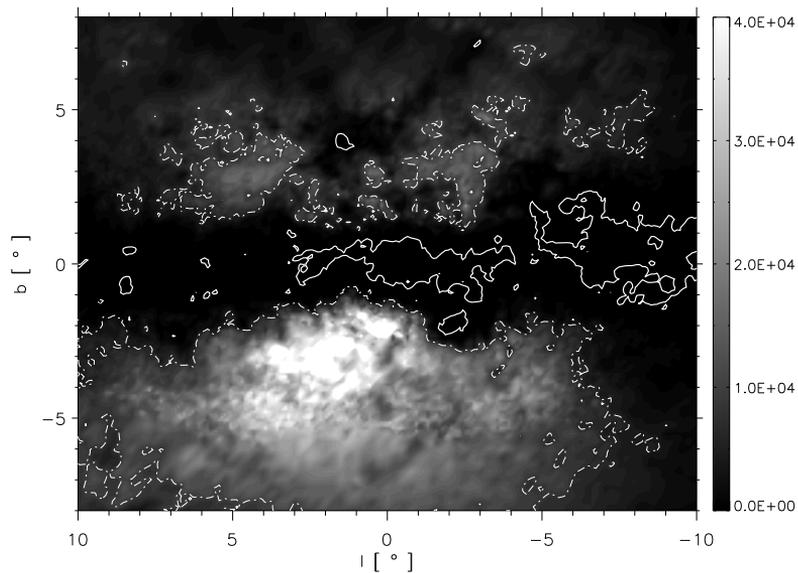
7.2.4 Conclusion

Grâce à l'utilisation du modèle galactique de Besançon, et à la méthode de détermination de l'extinction en 3D (§3.1), la densité des étoiles du bulbe qui serait observée par Gaia a été estimée. Pour des études du bulbe et du plan galactique, l'estimation de

7.2. Densité stellaire du Bulbe - préparations pour Gaia

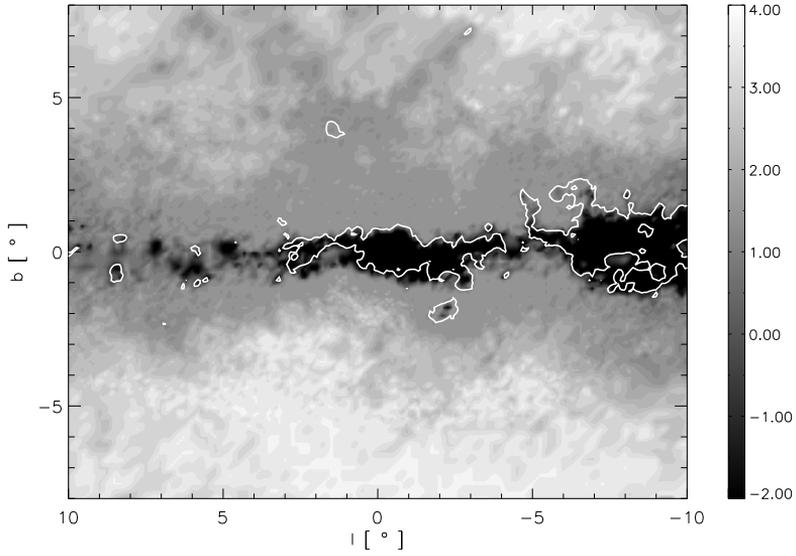


(a) Contour blanc - $2 \times 10^4 \star \text{deg}^{-2}$, contour noir - $2 \times 10^5 \star \text{deg}^{-2}$

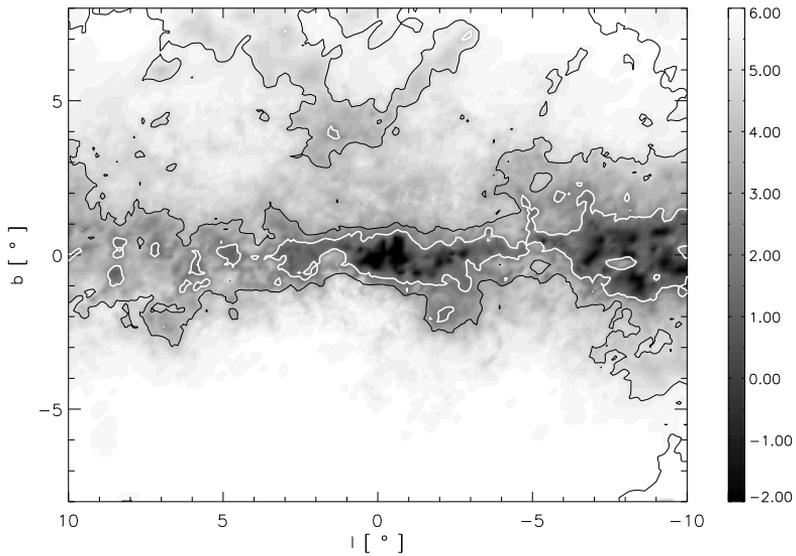


(b) Contour continu - $2 \times 10^4 \star \text{deg}^{-2}$ $G < 17$, contour discontinu - $2 \times 10^4 \star \text{deg}^{-2}$ à $G < 15$

FIG. 7.9 – Densité d'étoiles du bulbe à (a) $G < 17$ et (b) $G < 15$. Les contours représentent la densité d'étoiles *totale* (disque + bulbe).



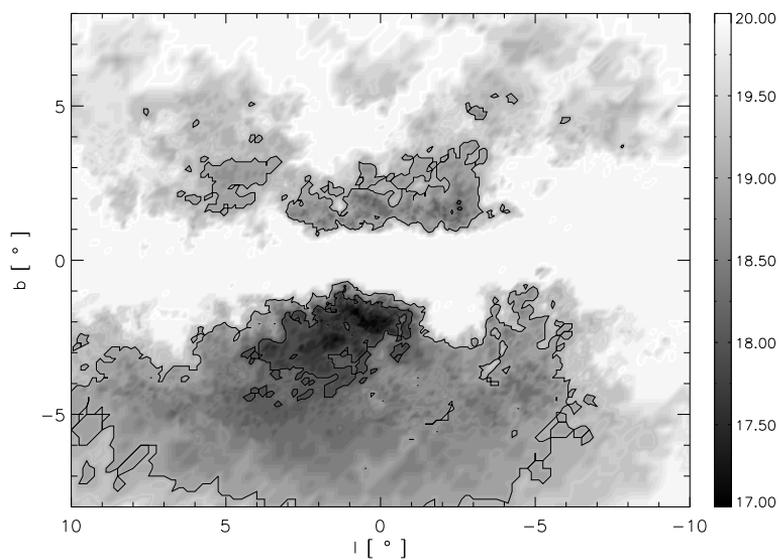
(a) Magnitude absolue (M_V) des étoiles du bulbe pour $G < 17$. Le contour correspond à $2 \times 10^4 \star \text{deg}^{-2}$.



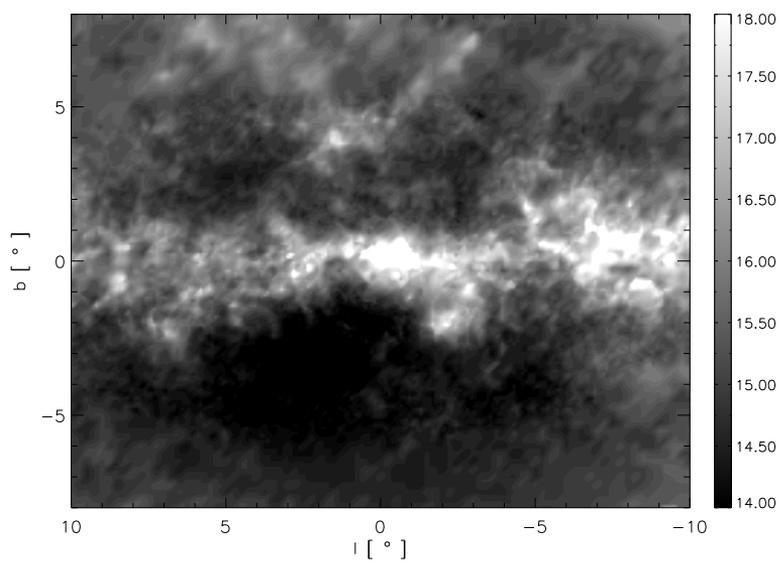
(b) Magnitude absolue (M_V) des étoiles du bulbe pour $G < 20$. Le contour blanc correspond à $2 \times 10^5 \star \text{deg}^{-2}$, et le contour noir à $7.5 \times 10^5 \star \text{deg}^{-2}$.

FIG. 7.10 – Magnitude absolue (M_V) des étoiles du bulbe observables par Gaia. Les contours représentent la densité d'étoiles *totale* (disque + bulbe).

7.2. Densité stellaire du Bulbe - préparations pour Gaia



(a) Magnitude apparente où une densité stellaire de $7.5 \times 10^5 \text{ } \star \text{ deg}^{-2}$ (densité d'étoiles *totale*) est atteinte. Les contours correspondent à $G = 18$ et $G = 19$



(b) Magnitude apparente où une densité stellaire de $2 \times 10^4 \text{ } \star \text{ deg}^{-2}$ est atteinte.

FIG. 7.11 – Magnitude apparente des étoiles selon la densité d'étoiles.

l'extinction en trois dimensions est essentielle. Plusieurs aspects de la préparation des missions spatiales, de la télémétrie au développement d'algorithmes de réduction de données nécessitent des estimations de la densité de source en fonction de la direction dans le ciel. Des séries d'observations peuvent être planifiées en sachant quelles étoiles seront observables par les différents instruments. Finalement, des simulations pourront être créées pour d'autres missions d'observation de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen.

Conclusions et Perspectives

Cette étude sur l'extinction interstellaire a été possible grâce à des observations stellaires à grande échelle dans l'infrarouge proche et à un modèle de la Galaxie. La combinaison de ceux-ci m'ont permis d'extraire une information sur la distribution de la poussière en trois dimensions.

J'ai développé une méthode itérative qui converge vers une solution pour l'extinction interstellaire sur la ligne de visée, en exploitant la relation entre la couleur des étoiles et leur distance. Cette distribution de l'extinction minimise la différence dans la distribution en couleur entre des étoiles observées et modélisées. En appliquant cette méthode sur des dizaines de milliers de lignes de visée dans la Galaxie, j'ai pu construire un cube de données de l'extinction interstellaire. Ce cube donne l'extinction en fonction des coordonnées galactiques et de la distance héliocentrique. En utilisant un maillage adaptatif, la résolution spatiale est maximisée vers les régions de haute densité stellaire. De plus, la résolution peut être dégradée pour permettre la création de cartes vers les régions de faible densité d'étoiles, qui se trouvent surtout à haute latitude galactique. La résolution en distance de la méthode et sa sensibilité sont maximales là où les variations de la couleur moyenne des étoiles sont importantes. Les observations dans le visible sont bien adaptées pour calculer l'extinction quand elle est faible, alors que les observations dans l'infrarouge sont mieux adaptées pour la détermination de l'extinction au travers des nuages sombres. Par conséquent, la méthode peut être adaptée aux différentes régions de la Galaxie en exploitant des grands relevés stellaires du visible jusqu'à l'infrarouge moyen.

Le relevé 2MASS a été utilisé pour obtenir une carte de l'extinction dans la bande K_s sur tout le plan galactique. Ensuite, OGLE-II a été utilisé pour obtenir une estimation de l'extinction dans la bande I , vers les régions de faible extinction du bulbe galactique. L'extinction calculée ainsi fournie la distribution de la poussière dans la Galaxie. En utilisant un modèle de la poussière, et un modèle du champ du rayonnement, l'extinction calculée a été transformée en une carte tridimensionnelle de l'émission en infrarouge venant de cette poussière.

Les résultats principaux issus de cette thèse sont :

1. La création de la première carte d'extinction tridimensionnelle basée sur le rougissement stellaire (Marshall et al., 2006). Cette carte est capable d'utiliser des données de l'infrarouge moyen jusqu'au visible. Une carte de l'extinction dans la bande K_s , et pour la région $|l| \leq 100^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$, est désormais disponible en ligne sur VizieR (J/A+A/453/635).
2. La première détection de l'extinction due aux "dustlanes" galactiques. Ces structures, vue en extinction, sont compatibles avec l'interprétation de Fux (1999)

des observations du gaz. La détermination de leur structure nous fournit des contraintes pour les modèles dynamiques de la barre et aide donc à lever une dégénérescence dans l'interprétation de leurs résultats.

3. Une nouvelle détermination des paramètres de diverses structures galactiques telles que l'échelle de hauteur, l'évasement et le gauchissement du disque de poussière, ainsi que le nombre et la forme des bras spiraux de la poussière. Ces paramètres sont en accord avec les résultats de Drimmel & Spergel (2001) et montrent que la poussière est plus confinée au plan galactique que le gaz interstellaire.
4. La création d'une carte tridimensionnelle de l'émission de la poussière qui peut être utilisée pour sonder l'état de celle-ci dans le milieu interstellaire. Des régions où la coagulation des VSGs sur des BGs modifie l'émission ont été mises en évidence.
5. La première estimation du spectre de masse des IRDCs ('Infrared Dark Clouds'). Ce spectre est bien représenté par une loi de puissance avec un indice de $\gamma \sim 1.6$. La pente de ce spectre de masse est plus grande que le FMI de Salpeter mais est similaire à celui des nuages moléculaires dans la Voie Lactée interne. De plus, la pente du spectre de masse des IRDCs est proche de celle de l'ICMF (Initial Cluster Mass Function) calculée dans d'autres galaxies.
6. La prédiction des étoiles du bulbe observables par Gaia. Cette estimation diffère de celles qui existaient auparavant, car jusqu'à présent l'extinction utilisée pour rougir les étoiles simulées a été bidimensionnelle. La nouvelle estimation est assez différente pour avoir un impact sur la préparation de la mission.

La technique pour déterminer l'extinction, présentée dans cette thèse, est un bon outil pour extraire de l'information sur la distribution et l'état de la poussière dans la Voie Lactée. Elle ouvre plusieurs possibilités pour améliorer nos connaissances dans les domaines de l'étude de la structure galactique et du milieu interstellaire. Les relevés disponibles sont plus nombreux et de meilleure qualité que ceux du passé. Deux relevés pour lesquels les résultats sont sortis au cours de ma thèse et qui pourraient apporter de nouveaux résultats avec ma méthode sont GLIMPSE et UKIDSS. Avec ces deux relevés, les régions denses qui sont opaques dans les catalogues de 2MASS et DENIS peuvent être sondées. Des projets en cours, ainsi que des possibilités de recherche pour le futur sont exposés ci-dessous.

La détermination de l'angle de la barre stellaire est difficile, et pour le moment, les traînées de gaz et de poussière autour de cette barre ne sont pas caractérisées. La mise en commun de l'observation des traînées de poussière (connues sous le nom de "dustlanes" en anglais) vue en extinction dans la section 5.2 avec l'interprétation de la cinématique du gaz de Fux (1999), apporterait une première détermination des caractéristiques des "dustlanes" galactiques (Marshall, Fux & Robin, en préparation). Cette mise en commun d'observations de la poussière et du gaz pourrait donner des contraintes pour d'autres structures galactiques dans le futur.

Quels sont les paramètres à grande échelle de la Galaxie ? Une première détermination des paramètres du bulbe et du disque stellaire a été effectuée par Picaud & Robin (2004). La carte de l'extinction tridimensionnelle permet une réévaluation de ces paramètres, grâce à la technique décrite dans Picaud & Robin (2004), et en contraignant un paramètre qui était libre jusque là. Le modèle galactique ainsi ajusté pourrait

ensuite être utilisé pour recalculer l'extinction dans un processus itératif. Cette étude est le sujet d'un futur article (Picaud, Marshall & Robin, en préparation).

Des observations à des longueurs d'onde plus grandes permettraient de quantifier l'augmentation de l'émissivité des gros grains avec le niveau d'extinction. Ainsi, l'hypothèse selon laquelle la coagulation des VSGs sur les gros grains est responsable à la fois de la baisse d'émission à $60\mu\text{m}$ et de l'augmentation à $100\mu\text{m}$ pourrait être vérifiée. L'émission modélisée ainsi peut s'appliquer aux futures données de Planck, et est complémentaire aux observations locales effectuées par PRONAOS et attendues de Herschel.

Pour mieux comprendre la formation d'étoiles massive, il faut caractériser le lieu de leur formation. Cette caractérisation nécessite la détermination de la masse, de la distance et du rapport gaz sur poussière pour un grand nombre d'IRDCs. Cette extension du catalogue des IRDCs vers des objets plus denses et plus petits serait possible en utilisant des données adaptées (GLIMPSE et UKIDSS). La quantité de gaz peut être déduite à partir des grands relevés du gaz dans le plan, par exemple le Canadian Galactic Plane Survey (CGPS). Avec l'augmentation de la résolution spatiale en utilisant des relevés stellaires plus profonds, les coeurs denses des IRDCs pourraient être résolus.

La mission spatiale Gaia sera lancée en 2011. Les préparations ont bien démarré mais il reste plusieurs étapes à franchir. L'un des éléments de cette préparation est la création de données simulées afin que le matériel et les logiciels soient bien adaptés aux observations qui vont être effectuées par le satellite. Aujourd'hui, il existe deux cartes tridimensionnelles de l'extinction à grande échelle : celle présentée dans cette thèse et celle de Drimmel et al. (2003). Pour le moment, seule cette dernière est utilisée dans le simulateur des données pour Gaia. Les deux cartes utilisent deux approches complètement différentes. La carte de Drimmel et al. (2003) n'est pas fiable vers le bulbe galactique mais présente une résolution spatiale bien supérieure à haute latitude galactique. Par conséquent, la mise en commun des prédictions de ces deux cartes pourrait profiter grandement à la mission.

Finalement, mon étude sur l'extinction tridimensionnelle peut apporter une information sur les sites de la formation de molécules, qui restent peu observés et méconnus. Récemment, Taylor et al. (2003) ont décrit des observations utilisant le CGPS de nuages atomiques froids, sans détection de CO. Ces nuages pourraient être les sites où la formation des molécules est en cours. Les températures observées dans ces nuages ne peuvent pas être expliquées par les modèles des phases du milieu interstellaire standard (Wolfire et al., 2003). La quantité de poussière présente n'est pas connue - elle pourrait être déterminée en utilisant les données du CGPS avec la carte tridimensionnelle de la poussière. Les connaissances de la quantité de poussière présente est importante pour mieux comprendre le réchauffement et le refroidissement de ces nuages et pour détecter si il y a une composante H_2 qui n'est pas tracé par le CO.

Annexe A

Acronymes

2MASS	Two Micron All Sky Survey
BG	Big Grain
CDS	Centre de Données astronomiques de Strasbourg
CGPS	Canadian Galactic Plane Survey
COBE	Cosmic Background Explorer
DENIS	Deep Near Infrared Survey
DIRBE	Diffuse Infrared Background Experiment
FIRAS	Far Infrared Absolute Spectrophotometer
GLIMPSE	Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire
FMI	Fonction de Masse Initiale
IPAC	Infrared Processing and Analysis Center
IRAC	Infrared Array Camera
IRAS	Infrared Astronomical Satellite
IRDC	Infrared Dark Cloud
IRIS	Improved Reprocessing of the IRAS Survey
ISO	Infrared Space Observatory
ISRF	Interstellar Radiation Field
ISSA	IRAS Sky Survey Atlas
IUE	International Ultraviolet Explorer
LMC	Large Magellenic Cloud
MACHO	Massive Compact Halo Object
MIPS	Multiband Imaging Photometer
MIS	Milieu Interstellaire
MSX	Midcourse Space Experiment
OGLE-II	Optical Gravitational Lensing Experiment

PAH Polycyclic Aromatic Hydrocarbon
PSC Point Source Catalogue
SINGS Spitzer Nearby Galaxy Survey
TFS Taux de Formation Stellaire
SMC Small Magellenic Cloud
TMSS Two Micron Sky Survey
UKIDSS UKIRT Infrared Deep Sky Survey
UKIRT United Kingdom Infrared Telescope
UV Ultraviolet
VSG Very Small Grain
XSC eXtended Source Catalogue

Annexe B

Différences modèle/2MASS

Le modèle de Besançon est utilisé pour calculer l'extinction - une fois cette extinction calculée, elle peut être utilisée pour rougir les étoiles simulées. Le nombre de ces dernières peut ensuite être comparé avec le nombre d'étoiles observées. Cette comparaison est utile pour voir où le modèle reproduit bien les observations et où le nombre d'étoiles prédit par le modèle diffère de celui des observations. Une différence entre les deux peut être due à un paramètre mal ajusté dans le modèle ou peut indiquer la présence (ou l'absence) d'une population d'étoiles non prise en compte dans le modèle.

Dans la figure B.1 sont montrées les différences modèle/observations ainsi que les valeurs du $Q(\chi^2, k+1)$ (Eq.3.11) pour chaque pixel. Les valeurs les plus élevées de $Q(\chi^2, k+1)$ sont dans le plan et vers le bulbe, ce qui démontre que la méthode pour la détermination de l'extinction marche mieux vers les régions présentant une forte densité d'étoiles. La détermination de l'extinction vers les régions loin du plan et vers la direction anticentre a été effectuée avec une résolution spatiale relativement basse ($\geq 1^\circ$ carré). De plus, l'extinction dans ces régions est faible et l'indice de couleur $J - K_s$ n'est pas très sensible. Par conséquent la valeur de $Q(\chi^2, k+1)$ est basse car l'ajout de l'extinction sur des lignes de visée dans ces régions est moins efficace à ajuster l'histogramme de couleur des étoiles modélisées sur celui des étoiles observées. Enfin, seulement les géantes sont utilisées dans le calcul du $Q(\chi^2, k+1)$; dans les régions où la densité de ces étoiles est très faible (loin du plan $b = 0^\circ$), la valeur de $Q(\chi^2, k+1)$ serait elle aussi faible.

Pour améliorer la technique dans ces régions, il faudrait utiliser un indice de couleur plus sensible ($B - V$ par exemple) et un relevé profond pour augmenter le nombre d'étoiles détectées. Un autre façon d'améliorer l'estimation de l'extinction dans ces régions est d'utiliser les naines. Ces étoiles présentent une corrélation entre la distance et leur couleur mais dans le sens opposé des géantes (cf. §3.1.2). Des relevés comme l'USNO-B ou le GSC2 sont bien adaptés car ils contiennent des observations d'étoiles dans le visible sur de grandes régions du ciel.

Je vais maintenant présenter trois régions dans la figure B.1 qui présentent de grandes différences entre le nombre d'étoiles observées et simulées. Il est possible d'identifier le composant galactique pour lequel il devrait y avoir une nouvelle estimation de ces caractéristiques :

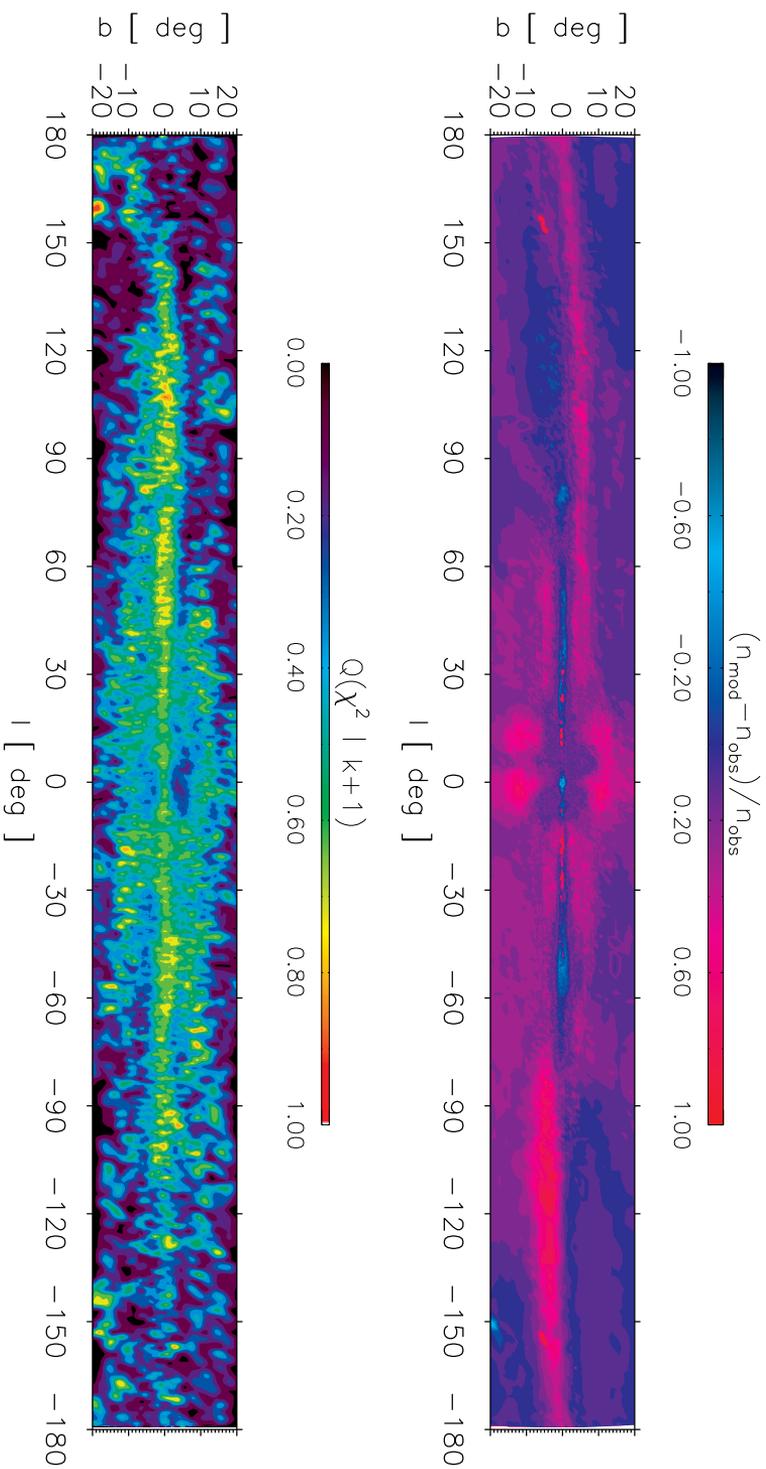


Fig. B.1 – Comparaison entre le modèle de Besançon et les observations de 2MASS. Figure du haut : Différence dans le nombre d'étoiles prédit par le modèle et le nombre d'étoiles observées par 2MASS. Figure du bas : Valeur de $Q(\chi^2, k+1)$ (Eq. 3.11) pour chaque pixel de la carte d'extinction.

1. L'échelle de hauteur du plan galactique vers le centre semble être trop élevée, ce qui se traduit en une surestimation des étoiles modélisées en-dessous et au-dessus du plan $b = 0^\circ$ et pour $75^\circ < l < -75^\circ$.
2. Le gauchissement stellaire semble être trop fort dans le modèle de Besançon. Par conséquent, des régions où le modèle prédit trop d'étoiles sont présentes au-dessus du plan $b > 0^\circ$ pour $l > 75^\circ$ et en-dessous du plan $b < 0^\circ$ pour $l < -90^\circ$. Cette deuxième région présente une surestimation plus forte que la première ; le gauchissement dans le modèle de Besançon est symétrique, ce qui indique que le gauchissement galactique est moins prononcé aux longitudes négatives qu'aux longitudes positives.
3. Le bulbe galactique semble s'étendre trop loin du plan $b = 0^\circ$ et semble avoir un angle par rapport à la direction soleil-centre trop faible. Ces deux points se manifestent par une surestimation des étoiles modélisées pour les régions $|l| \leq 15^\circ$ et $8 < |b| < 15$. Une nouvelle estimation des paramètres du bulbe est en cours avec l'extinction présentée dans cette thèse.

Plus généralement, l'étude envisagée pour mieux contraindre les paramètres du bulbe peut être appliquée vers d'autres régions de la Galaxie qui semblent être mal-déterminée (cf. points ci-dessus). Les nouveaux paramètres qui résultent de cet ajustement peuvent être utilisés pour générer une nouvelle carte de l'extinction qui sera légèrement différente de celle générée par les anciens paramètres. Cette extinction peut être utilisée pour ré-déterminer des paramètres galactiques, et ainsi commencer une méthode itérative pour converger vers la meilleure estimation de la structure stellaire et du milieu interstellaire dans la Galaxie.

Annexe C

Publications et communications

A Publications dans des revues à comité de lecture

1. Modelling the Galactic Interstellar Extinction Distribution in Three Dimensions Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., Picaud, S., 2006 A&A, 453, 635

B Publications suite à des conférences

1. Revealing the three dimensional structure of the ISM Marshall, D.J., Robin, A.C., Reylé, C. et al., 2006 "Mapping the Galaxy and nearby galaxies", Ishigaki, Japan (in press)
2. Modelling Interstellar Extinction in Three Dimensions, Marshall, Douglas J., Robin, Annie C., Reylé, Céline, 2004 SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Française, p. 471
3. Modelling Interstellar Extinction in Three Dimensions, Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., 2004 ESA SP-576 : The Three-Dimensional Universe with Gaia, p. 135
4. Modelling the Galactic Interstellar Extinction Distribution in Three Dimensions, Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., Picaud, S., 2005, SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Française, p. 609

C Catalogues

1. VizieR On-line Data Catalogue : J/A+A/453/635 (Marshall et al., 2006)

D Communications orales

D1 Conférences

1. Semaine de l'Astrophysique Française, Strasbourg, France, June 2005 "Modelling the interstellar extinction distribution in three dimensions" The Three Dimensional Universe with Gaia, Paris, France, September 2004
2. "Modelling Interstellar Extinction in Three Dimensions" Semaine de l'Astrophysique Française, Paris, France, June 2004 "Modelling Interstellar Extinction in Three Dimensions"

D2 Seminars

1. Observatoire de Bordeaux, March 2006 "3D Dust Distribution in the Milky Way"
2. Institut d'Astrophysique Spatiale, March 2005 "Interstellar extinction in three dimensions"
3. Observatoire de Strasbourg, February 2005 "Interstellar extinction in three dimensions"

D3 Meetings

1. Herschel Infrared Galactic Plane Survey (HiGal) Meeting, IAP, Paris, February 2006 "3D Dust Distribution in the Milky Way"

E Posters

1. Mapping the Galaxy and Nearby Galaxies, June 2006, Ishigaki, Japan "Revealing the three dimensional structure of the ISM "
2. Ecole Physique des Houches, May 2006, Les Houches, France "Revealing the three dimensional structure of the ISM "

Reproduction de publications

Modelling the Galactic interstellar extinction distribution
in three dimensions^{*}D. J. Marshall¹, A. C. Robin¹, C. Reylé¹, M. Schultheis¹, and S. Picaud^{1,2}¹ CNRS UMR 6091, Observatoire de Besançon, BP 1615, 25010 Besançon Cedex, France
e-mail: marshall@obs-besancon.fr² Instituto de Astronomia e Geofísica (IAG/USP), São Paulo, Brazil

Received 18 July 2005 / Accepted 25 March 2006

ABSTRACT

Aims. The Two Micron All Sky Survey, along with the Stellar Population Synthesis Model of the Galaxy, developed in Besançon, is used to calculate the extinction distribution along different lines of sight. By combining many lines of sight, the large scale distribution of interstellar material can be deduced.

Methods. The Galaxy model is used to provide the intrinsic colour of stars and their probable distances, so that the near infrared colour excess, and hence the extinction, may be calculated and its distance evaluated. Such a technique is dependent on the model used, however we are able to show that moderate changes in the model parameters result in insignificant changes in the predicted extinction.

Results. This technique has now been applied to over 64 000 lines of sight, each separated by 15', in the inner Galaxy ($|l| \leq 100^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$). We have projected our three dimensional results onto a two dimensional plane in order to compare them with existing two dimensional extinction maps and CO surveys. We find that although differences exist due to the different methods used or the medium traced, the same large scale structures are visible in each of the different maps. Using our extinction map, we have derived the main characteristics of the large scale structure of the dust distribution. The scale height of the interstellar matter is found to be 125^{+17}_{-7} pc. The dust distribution is found to be asymmetrically warped, in agreement with CO and HI observations of the ISM. However, the slope of the dust warp and the galactocentric distance where it starts are found to be smaller than the values measured for the external HI disc: for positive longitudes the angle is $\theta = 89^\circ$, it starts at 8.7 kpc from the Galactic center and grows with a slope of 0.14, while at negative longitudes, the angle of the maximum is at $\theta = 272^\circ$, the starting radius 7.8 kpc and the slope 0.11. Finally, the presence of dust is detected in the Galactic bulge. It forms an elongated structure approximately 5.2 kpc long and lies at an angle of $30 \pm 5^\circ$ with respect to the Sun-Galactic centre direction. This may be interpreted as a dust lane along the Galactic bar. This resulting extinction map will be useful for studies of the inner Galaxy and its stellar populations.

Key words. ISM: dust, extinction – ISM: structure – Galaxy: structure

1. Introduction

Interstellar extinction remains a serious obstacle for the observation of stars in the Milky Way, and for interpreting these observations in terms of Galactic structure. It has two main effects, that of dimming sources and reddening them. Any stellar study near the Galactic plane would need to correct for this effect to enable a proper interpretation of the observations. Recent infrared surveys provide a superb tool to probe further into the densest parts of the Galaxy as the extinction suffered in the K_s band is approximately one tenth of that suffered in the visible.

Furthermore, extragalactic studies often shun the so called “Zone of Avoidance” at around $|b| \lesssim 10^\circ$ and towards the inner Galaxy due to the amount of extinction and the high source confusion. The determination of interstellar extinction in this zone, which covers about 10% of the infrared sky, is thus an

invaluable step to identifying low extinction windows at low Galactic latitude.

Several studies have been undertaken to further our knowledge of the distribution of the extinction in our Galaxy. Most of them provide a two dimensional map of the extinction in different regions of the Galaxy in which they calculate either the mean extinction or the total extinction for various lines of sight: Froebrich et al. (2005) use accumulative star counts from the 2MASS survey to construct a *relative* extinction map of the Galactic plane; Sumi (2004) has created a two dimensional map of the *mean* extinction towards the Galactic bulge using red clump giants from the Optical Gravitational Lensing Experiment II; Dutra et al. (2003) and Schultheis et al. (1999) determined the *mean* extinction towards the same region using 2MASS data and DENIS data, respectively; Schlegel et al. (1998) used the dust IR emission as observed by DIRBE to create an all sky two dimensional map of the *total* extinction integrated along each line of sight. However, according to Arce et al. (1999), the Schlegel et al. (1998) map overestimates the reddening by a factor of 1.3–1.5 in regions of smooth extinction with $A_V > 0.5$, and underestimates it in regions of steep

^{*} The three dimensional results (Table 1) are available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/453/635>

extinction gradients. Cambrésy et al. (2005) also noticed that the correlation of the near-infrared extinction to the far-infrared optical depth shows a discrepancy of about 30% for $A_V > 1$ mag, probably due to the ubiquitous presence of fluffy grains.

Other authors have determined the distribution of extinction along different lines of sight using various methods: Fitzgerald (1968) provided the local distribution of extinction up to a few kiloparsecs using photoelectric photometry. Later on, Neckel et al. (1980) measured extinction and distances towards individual O, B and A stars. These studies provide limited resolution for the extinction distribution due to the scarceness of the distribution of hot stars, often related to clouds. They do not provide the distribution of the diffuse extinction. The study of Berdnikov et al. (1990) is limited to a sample of 615 stars in 9 Kapeyn Selected Areas and shows considerable dispersion in extinction among the stars in a given direction. Arenou et al. (1992) mapped the local extinction from a collection of spectral and photometric data. The validity of this map is limited to a distance of about 1 kpc, hence it cannot be used at $|b| < 10^\circ$, where a significant part of the extinction is situated at distances larger than 1 kpc. In addition, the resolution of the map is of the order of several degrees. Cambrésy (1999a) determined detailed maps of extinction in nearby Giant Molecular Clouds from USNO star counts, which are very useful for studies of these clouds, but not outside. He also considered the whole sky extinction from USNO star counts, but still with a two dimensional approach, and with a limited spatial resolution of $6'$ (Cambrésy 1999b). A great deal of other determinations can also be found in the literature which concern one or a few lines of sight. Putting all these maps together leads to inhomogeneous maps with poorly defined accuracy. They also have the problem of matching different results at the boundaries between authors (Hakkila et al. 1997).

The relationship between infrared colour excess and extinction is well documented, and has been in use for some time (Jones et al. 1984; Lada et al. 1994). In this type of study, stars that are reddened due to their location behind a cloud are compared to nearby, supposedly un-reddened, stars. Our approach is to compare observed infrared colours with those from the Besançon model of the Galaxy. Using this technique, with which we are able to calculate the extinction along the line of sight, we have created a map of K_s band extinction (A_{K_s}) in the plane of the inner Galaxy ($|l| < 100^\circ$, $|b| < 10^\circ$) and in three dimensions. Our method for determining extinction does not assume any model for the dust distribution. Instead, we compare the difference in the $J-K_s$ colour distribution of stars from the Besançon model of the Galaxy (Robin et al. 2003) to those from 2MASS observations (Cutri et al. 2003); the difference between the two is then attributed to interstellar extinction. The $J-K_s$ colour index provides an excellent probe of interstellar extinction, in the Galactic plane where it is high, as radiation at two microns is less absorbed than visible light by around an order of magnitude. This technique can therefore provide a global picture of the three dimensional distribution of interstellar dust.

Our use of the 2MASS data is discussed in Sect. 2, the generation of catalogues of stars using the Besançon model of the Galaxy in Sect. 3. In Sect. 4 we describe how we transform a difference in colour between observed and modelled stars into a prediction of the three dimensional extinction along a line of sight. The three dimensional results are presented in Sect. 5; these are compared to observations of CO and to other extinction data, and the large scale characteristics of its distribution are discussed. The sensitivity of the results to changes in model

parameters is estimated and limits and possible bias are discussed in Sect. 6. Our results are summarised in Sect. 7.

2. 2MASS point source catalogue

2.1. Description of the survey

The Two Micron All Sky Survey (2MASS) is a ground based survey which uniformly scanned the entire sky in three near-infrared bands (J , H and K_s). Amongst its final products is the point source catalogue (PSC) which includes point sources brighter than about 1 mJy in each band, with signal-to-noise ratio (SNR) greater than 10, using a pixel size of $2.0''$. Each star has accurate photometry and astrometry as defined in the level 1 requirements (Cutri et al. 2003).

The quality of the data was destined to meet or surpass all of the level 1 requirements. We list three of them below:

- photometric sensitivity of $10-\sigma$ at 15.8, 15.1, 14.3 mag at J , H , K_s respectively for $|b| > 10^\circ$;
- completeness >0.99 at $10-\sigma$ sensitivity limits;
- reliability >0.9995 .

These requirements were met for the entire *unconfused* sky. However, the 2MASS survey has no level 1 requirements for the Galactic Plane – these specifications apply only to high Galactic latitudes. Within approximately a 6° radius of the Galactic centre, the average magnitude for a $SNR = 10$ source is up to ~ 2 mag brighter than the typical $SNR = 10$ source in unconfused regions. This is also seen for various regions in the Galactic plane at $|b| \lesssim 3^\circ$ and $\pm 60^\circ$ from the Galactic centre.

As well as containing default magnitudes and associated uncertainty for each star, the 2MASS PSC also contains a number of flags to aid the user in selecting stars appropriate for the study. We make use of the Read Flag (*rd_flg*), which indicates the method used to determine the default magnitude of the source, and the Photometry Quality Flag (*ph_flg*) which gives an indication of the quality of the photometric determination (signal to noise ratio, measurement error). More information on the different flags and their meanings can be found in Cutri et al. (2003).

The final 2MASS project also includes an extended source catalogue (XSC). By using a time varying PSF as well as the $J-K_s$ and $H-K_s$ colour of the sources, Cutri et al. (2003) were able to separate the extended sources from the point sources. After this classification, the final 2MASS PSC contains only point sources with a reliability of over 98%.

2.2. Completeness of the 2MASS PSC

We are interested in regions in the Galactic Plane, where the completeness varies as a function of stellar density and can be as much as two magnitudes brighter than high latitude fields. The PSC can be compared quantitatively with model simulations only where the former is shown to be complete. As such, we must compute the completeness limit field by field.

The 2MASS definition of completeness is “the faintest magnitude bin which recovers 99% of the expected source counts”. However, for their atlas images, Cutri et al. (2003) suggest another method, described below, which we have adopted. Star count histograms are constructed for each field at 0.2 mag intervals for point sources with magnitudes between 9 and 18 mag and where a reliable estimate of the photometric error could be determined in the appropriate band. This latter condition excludes only a few percent of the total number of stars in a field except in high confusion fields, for example near the bulge or

in the Galactic plane, where as many as 20% of the stars in the 2MASS PSC may not have an associated photometric error. The completeness in a particular field is defined to be the bin that contains the highest star count. Stars detected by 2MASS but with photometry so poor that the error could not be determined are not used for the calculation of the limiting magnitude. This ensures that we do not overestimate the completeness of the observed stars which would introduce a large number of modelled stars with no observational counterpart.

2.3. 2MASS selection criteria

As stated, there are a number of flags for each star in the PSC in order to select them based on the quality of their photometry, or to reject them due to the risk that they are contaminated by nearby bright objects. However, if we are too severe with our selection we will reject valid stellar detections. We will be comparing the selected stars with the Besançon model; it thus follows that we must select all point sources from the PSC that correspond to actual stellar detections.

As we are interested in using the difference in observed and modelled $J-K_s$ colour, we require detections in these two bands in order to admit a star into our calculation. However, a point source that has been detected in the J and K_s bands without a corresponding detection in the H band is not likely a valid stellar detection. Therefore, we restrict our selection to stars that have been detected in all three bands (2MASS rd_flag $\neq 0$). Stars above the completeness limit in either the J , H or K_s bands are also rejected. We use the $J-K_s$ colour index as it is less sensitive to metallicity and gravity than the $H-K_s$ or $J-H$ colour indices.

This “full” catalogue includes all detected stars in the particular 2MASS field, even those with less accurate photometry. However, as they are real detections they must be included in our comparison with the Besançon model.

2.4. Missing fields in the PSC

The 2MASS catalogue contains a small number of “physical” or “effective” gaps, due either to unscanned areas of the sky or the removal of valid sources near tile boundaries, respectively. The total area of these gaps in our results amounts to less than 0.04 square degrees.

Other gaps in the 2MASS catalogue, which add up to a larger area in our results, include regions where bright stars have been removed, effectively creating a hole in the stellar density. All stars within the radius of the removed star are then excluded from the field of view; as these “missing” stars sample all stellar populations and distances, they do not introduce any bias or error into our extinction determination.

3. The Galactic model

3.1. Description of the model

The stellar population synthesis model of the Galaxy constructed in Besançon (Robin et al. 2003), hereafter called the Galactic model, is able to simulate the stellar content of the Galaxy by modelling four distinct stellar populations: the thin disc, the thick disc, the outer bulge and the spheroid. It also takes into account the dark halo and a diffuse component of the interstellar medium. It can be used to generate stellar catalogues for any given direction, and returns information on each star such as magnitude, colour, and distance as well as kinematics and other stellar parameters.

The approach of the Galactic model is semi-empirical as it is based on theoretical grounds (for example stellar evolution, galactic evolution and galactic dynamics) and is constrained by empirical observations (the local luminosity function for example). The Galactic potential is calculated in order to self-consistently constrain the disc scale height. In addition, the model includes observational errors and Poisson noise to make it ideal for direct comparison with observations.

The Galactic model has been developed to return results in the near-infrared and visible filters. It has been shown to reproduce the stellar content in the infrared to a high degree of accuracy (see Sect. 6.2), and is a powerful tool to extract the extinction information embedded in the 2MASS observations.

3.2. Model parameters

In this study, limited to the inner Galaxy, the bulge and thin disc are the dominant populations. Hence, the thick disc and spheroid model parameters will not be described here, but can be found in Robin et al. (2003).

3.2.1. Thin disc

The thin disc is described by an evolutionary scheme with a two-slopes initial mass function and a constant star formation rate over the past 10 Gyr. The thin disc is divided into 7 age components, the first of which is called the young disc (age < 0.15 Gyr). The other six components define the old disc.

The old thin disc density distribution is modelled using the Einasto (1979) law. The distribution of each old disc component is described by an axisymmetric ellipsoid with an axis ratio depending on the age; the density law is described by the subtraction of two ellipsoids:

$$\rho_d = \rho_{d0} \times [\text{disc} - \text{hole}] \quad (1)$$

where

$$\text{disc} = \exp \left(- \sqrt{0.25 + \left(\frac{R}{R_d} \right)^2 + \left(\frac{Z}{\epsilon \times R_d} \right)^2} \right)$$

$$\text{hole} = \exp \left(- \sqrt{0.25 + \left(\frac{R}{R_h} \right)^2 + \left(\frac{Z}{\epsilon \times R_d} \right)^2} \right)$$

and:

- R and Z are the cylindrical galactocentric coordinates;
- ϵ is the axis ratio of the ellipsoid. Recently revised axis ratios of the 6 age components of the old thin disc can be found in Robin et al. (2003);
- R_d is the scale length of the disc and is 2.510 kpc;
- R_h is the scale length of the hole and is 680 pc;
- the normalization ρ_{d0} is deduced from the local luminosity function (Jahreiß & Wielen 1997), assuming that the Sun is located at $R = 8.5$ kpc and $Z = 15$ pc.

The two values for R_d and R_h are recent results from the method described in Picaud & Robin (2004). The equation of the old disc differs from that found in Robin et al. (2003); the version presented here improves the modelling of the disc hole.

The young thin disc density distribution is:

$$\rho_d = \rho_{d0} \times \left[\exp \left(- \left(\frac{a}{R_d} \right)^2 \right) - \exp \left(- \left(\frac{a}{R_h} \right)^2 \right) \right] \quad (2)$$

where $a^2 = R^2 + \left(\frac{Z}{\epsilon}\right)^2$, R , Z and ϵ have the same significance as above and the scale lengths for the young disc are $R_d = 5$ kpc and $R_h = 3$ kpc.

The stars from the young disc represent approximately 0.5% of the stars in this study, thus the impact of this population in our method is negligible.

3.2.2. Outer Galactic bulge

An analysis of DENIS data in the region with Galactic coordinates $-8^\circ < l < 12^\circ$ and $|b| < 4^\circ$ allowed Picaud & Robin (2004) to constrain the shape of the triaxial bulge, as well as its age. The bulge is found to be boxy, prolate, with axis ratios 1:0.30:0.25, and oriented $10.6 \pm 3^\circ$ with respect to the Sun-centre direction. A full description of the parameter values of the bulge density law can be found in Picaud & Robin (2004).

3.2.3. Spiral structure and Galactic warp

The version of the Galactic model we use here does not include any spiral structure. The stars that we will be using for our method, mostly old K&M giants, are, according to the Galactic model, well over 1 Gyr old which corresponds to about 4 Galactic rotations. The effect of the spiral structure is thus assumed to be negligible for stars older than 1 Gyr.

The stellar warp is incorporated into the Galactic model as described in Robin et al. (2003). Here we give just the relevant values. The Galactic warp is modelled as a shift of the galactocentric coordinates perpendicular to the plane by a linear factor equal to 0.18 beyond a galactocentric distance of 8.4 kpc (Derrière & Robin 2001; Derrière 2001). This effect is maximum for an angle of 90° from the Sun Galactic centre direction.

3.3. Diffuse extinction

At the time of writing, the Galactic model available online (<http://www.obs-besancon.fr/modele/modele.html>) is able to simulate interstellar extinction as diffuse extinction and as individual clouds. For the former, it is approximated using a double exponential disc with an ad hoc local normalisation (usually 0.7 mag kpc^{-1} for high latitude lines of sight). For the latter, any number of clouds can be added along the line of sight, defined by their distance and extinction (A_V). A cloud covers the entire field of view and therefore affects *all* the stars at distances greater than it.

3.4. Photometric errors in the model

The 2MASS PSC supplies photometric errors for each band and for each star, where the conditions (atmospheric, crowding) permitted their determination. The Galactic model is able to simulate different photometric error laws to emulate the response of different detection methods (CCD, photographic plates, etc.). Photometric errors are included on each photometric band independently, the error being a function of the magnitude (as usually observed). An exponential function is able to reproduce typical CCD photometric errors very well.

The error law, as implemented in the model, is:

$$\sigma(m) = A + e^{(C \times m - B)} \quad (3)$$

where m is the magnitude in the band considered, and A , B and C are fitted to the set of data with which the model predictions are going to be compared. Figure 1 shows the 2MASS photometric

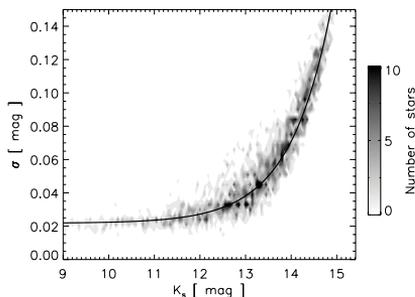


Fig. 1. Grey-scale representation of the photometric error as a function of the K_s magnitude for the 2MASS observations in the field $(l, b) = (50^\circ, 0^\circ)$. The solid line shows our best fit using Eq. (3).

errors for the K_s band in the field $(l, b) = (50^\circ, 0^\circ)$. The solid line is the best fit using Eq. (3).

The photometric errors in the 2MASS PSC are not constant across the entire sky, as they depend on local atmospheric conditions and stellar density. To perform the fit for a given field, we select the 2MASS stars in that field where a reliable estimate of the photometric error could be determined in the appropriate band. The parameters of Eq. (3) are then determined by fitting the error law to the selected 2MASS stars. This enables us to define an average error with respect to apparent magnitude, field by field, for the stars in the 2MASS PSC.

3.5. Limiting magnitudes in the model

In order to closely model the 2MASS stars, we cut the modelled stars at the 2MASS completeness and at a J , H and K_s magnitude of 9 as a lower limit. The faint limit ranges from $m_{K_s} \sim 10.5$ to ~ 14.4 , and $m_J \sim 12.0$ to ~ 15.8 , depending on the crowding of the field. As the magnitude increases, the reliability of the 2MASS catalogue in the *Galactic plane* decreases. Therefore, to ensure we have the highest reliability we fix the faint magnitude limit of the K_s band to a maximum of 12. The maximum magnitude used for the J band, however, is chosen to be the completeness limit of the 2MASS observations in order to detect sources with high extinction.

4. Extinction from 2MASS and the Galaxy model

Interstellar dust absorbs and scatters electromagnetic radiation, the effect being stronger for radiation at shorter wavelengths. This interstellar extinction results in observed stars appearing redder than they would in the absence of dust.

The Galactic model provides us with simulated, initially unreddened stars and the 2MASS PSC contains observed, reddened stars. If we assume that the Galactic model successfully predicts the average intrinsic colour and distance of stars in the Milky Way, then we may suppose that the difference between the modelled and observed stellar colour distributions is due solely to the effects of extinction.

The method that we detail in this section enables us to determine the extinction, as a function of distance and along any particular line of sight, which minimises the difference between the modelled and observed stellar colour distributions.

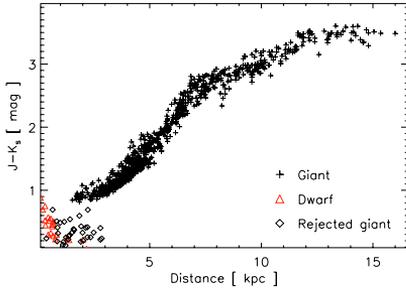


Fig. 2. Simulated colour-distance distribution towards $l = 330^\circ$ $b = 1.5^\circ$. Crosses are giants, triangles are dwarf stars and the diamonds denote rejected giants (Sect. 4.3). The group of stars in the lower left corner is dominated by dwarfs and sub-giants. There is a relation between colour and distance for the giants, first dominated by K&M stars, then, at larger distances by RGB/AGB stars.

4.1. Colour distance relation

In Fig. 2 we present an example field from the Galactic model towards $l = 330^\circ$, $b = 1.5^\circ$; the $J-K_s$ distribution is clearly a function of distance. The dwarf and sub-giant populations are conspicuous on the bottom left of Fig. 2 as they do not follow the same colour distance relation as the regular giant population. Dwarf stars are observed locally; they are too faint to be seen at large distances. As such they do not suffer much interstellar reddening, so the reddest (faintest) dwarfs detected will, contrary to the giants, be the closest. These dwarf stars are removed from our stellar selection as described in Sect. 4.3. Most of the sub-giants which are not on the same sequence as the giants are also removed in this process.

The colour distance relation for the giants holds due to the fact that in the Galactic Plane the stars that dominate the counts at $9 < K_s < 14$ are mostly K0 to K2 giants and RGB/AGB giants; the latter dominate at larger distances due to their high luminosities. Stars which are homogeneous in intrinsic $J-K_s$ colour and in absolute magnitude M_K would have the same colour in a region with no extinction, showing a narrow histogram of colour. As extinction is an increasing function of distance, the $J-K_s$ colour of these stars will naturally increase with distance.

In the following we show how we compute the extinction, and its distribution in distance along the line of sight, for a particular field. We use the Galactic model to simulate a variable proportion of K and M giants, as well as RGB/AGB stars, as a function of K magnitude along each line of sight, resulting in a realistic $J-K_s$ distribution. In this way, the colour distance property of giants can be used to translate the shape of a $J-K_s$ histogram of 2MASS stars in a given direction into a distribution of the extinction along the line of sight.

4.2. NIR colour excess

As mentioned above, interstellar dust has the effect of reddening starlight. Thus a difference in stellar colour (observed – intrinsic) can be used to deduce the amount of extinction the starlight has suffered. For a group of stars assumed to be at a similar distance, the difference between their mean intrinsic colour and their mean observed colour (the mean colour excess) yields the total mean

extinction at that distance. Using a reddening law (for example Mathis 1990), we may write:

$$\overline{A_{K_s}} = 0.67 \times \overline{E(J-K_s)} \quad (4)$$

where A_{K_s} is the extinction in the band K_s , $E(J-K_s)$ is the $J-K_s$ colour excess and the bar denotes that we have taken the mean for the group of stars.

Instead of using the intrinsic colour of the stars as reference, we use simulated stellar colours from the Galactic model and we compute the *difference* in extinction between observed and modelled stars:

$$\delta A_{K_s} = 0.67 \times \left[\overline{(J-K_s)_{\text{obs}}} - \overline{(J-K_s)_{\text{sim}}} \right] \quad (5)$$

where the obs and sim subscripts denote observed and simulated colours, respectively. In other words, with Eq. (5) we are calculating the extinction necessary to reduce, as much as possible, the difference in colour between simulated and observed colour histograms. This equation may be used if the simulated stars have been reddened or not, as it simply translates the difference in colour between simulated and observed stars into a difference in extinction.

In order to calculate the extinction distribution as a function of distance for a particular line of sight and field size, we proceed as follows. We start by applying a simple extinction distribution, as explained in Sect. 3.3, to the simulated stars. The local normalisation is chosen in order to minimise the difference in the $J-K_s$ colour distributions of the observed and simulated stars. The simulated, reddened stars are then cut at the faint magnitude limits for the field of the 2MASS observations. The dwarf stars, identified as explained below in Sect. 4.3, are removed from both the observations and the model.

Next, both the simulated and observed stars are sorted by increasing $J-K_s$ colour; due to the colour distance relation mentioned above, this means that we are effectively sorting the stars by increasing distance. We then bin the simulated stars by colour; the number of stars in a bin is chosen such that the median distance of the simulated stars in each successive bin increases.

The observed stars are put into the same number of bins as the simulated stars, each bin containing the same relative number of stars:

$$n_{\text{obs},i} = \frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{mod}}} n_{\text{mod},i} \quad (6)$$

where N_{obs} and N_{mod} are the total number of stars in the observations and model, respectively, and $n_{\text{obs},i}$ and $n_{\text{mod},i}$ denote the number of stars in a particular bin for the observations and the Galactic model, respectively. We may then obtain the magnitude of the extinction by applying Eq. (5), bin by bin, and assuming that the extinction calculated is at the median distance of the simulated stars in that bin. Using the relative number of stars makes the method less sensitive to a difference in the number of stars between the Galactic model and the observations, hence to the assumed large scale structure of the stellar populations (Sect. 6.2).

4.3. Removing the dwarf stars

In Fig. 3 the colour magnitude diagram of the Galactic model for the line of sight $(l, b) = (330, 1.5)$ is shown. The giant and dwarf populations occupy distinct regions in the diagram: the dwarf population is on the left hand side, the giants are on the right. The line running down the middle indicates the upper limit of dwarf

640

D. J. Marshall et al.: Modelling interstellar extinction

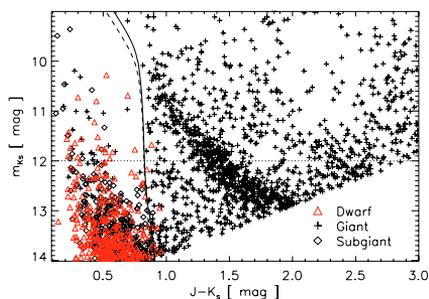


Fig. 3. Dwarf star removal for the field $(l, b) = (330, 1.5)$. The triangles are dwarf stars, the diamonds are sub-giants and the crosses are regular giants. The lines running from top to bottom near $J-K_s = 0.9$ are the cut-off for dwarf stars before (dashed) and after (solid) the first determination of the extinction. The dotted line at $m_{K_s} = 12$ shows our faint magnitude cutoff.

$J-K_s$ colour as a function of magnitude (described below). We select all stars redder than this upper limit; what will be left will be almost exclusively K & M giants and RGB/AGB giants.

For a given apparent magnitude, we are able to define a maximum $J-K_s$ colour for the dwarf stars as follows. If we suppose that, on average, the closest stars are at 100 pc, then we can assign this distance to the reddest dwarf stars as these will be the closest. The absolute magnitude of these dwarf stars at a given apparent magnitude can then be calculated, initially assuming that they do not suffer any extinction. Using the main sequence relation, we are able to convert this absolute magnitude to a $J-K_s$ colour index. This colour index thus defines the upper limit for the dwarf stars. However the dwarf stars do suffer some extinction; after an initial estimate of the extinction has been obtained using the giants (Sect. 4.2), we redden the upper limit used according to the extinction found at the distance of the dwarf stars. This gives us a new selection of giants with which we may recalculate the extinction. Figure 3 shows the $J-K_s$ cut-off before (dashed line) and after (solid line) the first extinction determination. As can be seen, this is not a large shift as the dwarf stars are indeed local.

4.4. Iterative method

After determining the extinction distribution as described above we apply this extinction to the stars from the Galactic model for the particular line of sight. To test the resulting distribution we construct a $J-K_s$ histogram of the adjusted model and the 2MASS observations (including the dwarf stars) – these can be compared by means of a χ^2 test.

We compute the χ^2 statistic for the two binned sets of data as detailed in Press et al. (1992):

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sqrt{N_{\text{obs}}/N_{\text{mod}}}n_{\text{mod},i} - \sqrt{N_{\text{mod}}/N_{\text{obs}}}n_{\text{obs},i})^2}{n_{\text{mod},i} + n_{\text{obs},i}} \quad (7)$$

where $n_{\text{obs},i}$ (N_{obs}) and $n_{\text{mod},i}$ (N_{mod}) are the number of stars in the i th bin of the $J-K_s$ histogram (total number of stars along the line of sight) of the observations and model, respectively. The term involving the total number of stars ensures that the

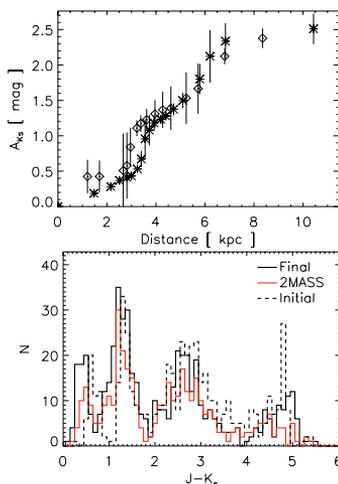


Fig. 4. Initial and final results of the extinction calculation for the field $(l, b) = (345, 0)$. *Top:* A_{K_s} as a function of distance. Each diamond represents a bin from the initial calculation, the asterisks represent the bins in the final result and the error bars represent the mean absolute deviation of the extinction in the bin. *Bottom:* $J-K_s$ colour distribution of 2MASS and adjusted Galactic model. The red solid line represents the 2MASS data, the bold solid line represents the final result and the broken line shows our initial calculation.

χ^2 statistic will be lowest when the shapes of the two histograms are the same, regardless of any difference in the total number of stars.

After having adjusted the extinction some stars will be beyond the completeness limit for the field whereas others, intrinsically bright, will be dim enough to be admitted into our selection. We therefore repeat the process using the adjusted stars and recompute the χ^2 statistic. We continue this iterative process until we find a minimum in the χ^2 statistic; the line of sight extinction giving rise to this value is then taken to be the best fit for the particular line of sight. This is usually accomplished in under 10 iterations.

This method supposes that the observed and simulated stars in a given bin are at similar distances. As we start with a simple distribution for the extinction this may not be the case, initially. However, each successive iteration improves the extinction estimation and decreases the difference between the observed and modelled colour distributions. Assuming that the spatial density of the giants is well modelled in the Galactic model, and that the extinction is uniform across the field (Sect. 6.3.2), the assumption that the modelled and observed colour bins represent stars at similar distances is justifiable.

As an example, the initial (after one iteration) and final results for a sample field are displayed in Fig. 4. The initial extinction (diamonds) is significantly different from the final extinction (asterisks), with nearly a 1 kpc difference in the location of the sharp rise in extinction at ~ 3 kpc. This difference results

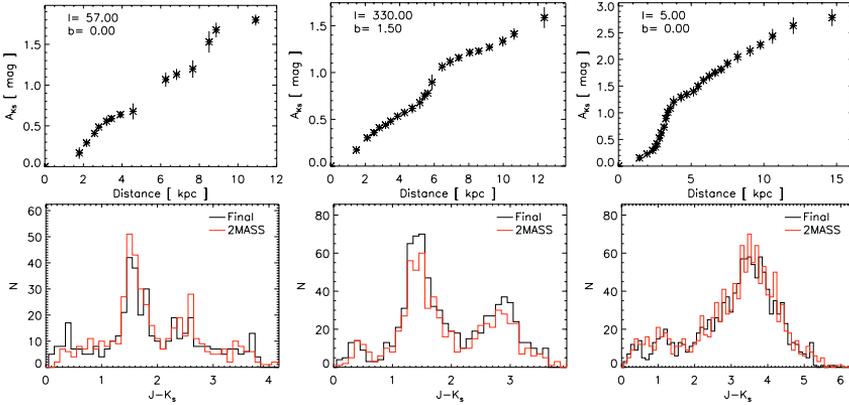


Fig. 5. Results for the three fields at galactic coordinates $(l, b) = (57, 0)$, $(330, 1.5)$ and $(5, 0)$. *Top:* A_{K_s} vs. distance. Each asterisk represents a bin from our method, and the error bars are the mean absolute deviation from the median extinction in the bin. *Bottom:* corresponding $J-K_s$ histogram of the model and the observations. The red line represents the 2MASS observations and the black line is the result of our method.

in a poorer fit to the observed colour distribution and therefore a large value for the χ^2 statistic (Eq. (7)).

We may summarise the various steps of the method as follows:

1. assume simple distribution for the extinction (Sect. 3.3), or apply extinction from last iteration;
2. remove dwarf stars and cut observations and model at magnitude limits;
3. sort both catalogues by increasing $J-K_s$ colour;
4. group simulated stars into colour bins such that the distance of each bin \geq distance of previous bin;
5. group observations into same number of bins as simulated star bins, each bin having the same relative number of stars;
6. compute extinction correction using Eq. (5), bin by bin;
7. compute $J-K_s$ histogram and χ^2 statistic;
8. continue until the χ^2 statistic reaches a minimum.

5. Results

The full results are listed in Table 1, only available in electronic form at the CDS. Each row of Table 1 contains the information for one line of sight: Galactic coordinates along with the measured quantities for each bin (A_{K_s} , distance and respective uncertainties). All rows also contain the corresponding χ^2 statistic to indicate the quality of the fit between the modelled and observed $J-K_s$ histograms.

5.1. Results for individual lines of sight

The results for three example lines of sight are presented in Fig. 5: $(l, b) = (57, 0)$, $(330, 1.5)$ and $(5, 0)$. The top row presents the distribution of extinction along the line of sight; each asterisk represents one bin from our results and the error bar is the absolute mean deviation of the A_{K_s} from the median of all the modelled stars in the bin. Each simulated star at a given distance is attributed an extinction by performing a linear interpolation

between the two neighbouring bins. In order to test the extinction law thus determined, we compare the $J-K_s$ histogram from the application of our extinction to the Galactic model. The histogram for each line of sight is presented in the bottom row of Fig. 5. As can be seen from these three examples, our method works very well in areas of high extinction.

5.2. Two dimensional extinction maps

By combining many lines of sight we are able to construct a three dimensional array of extinction values in the Galaxy. However, the values of A_{K_s} along each line of sight are not distributed uniformly. If we want to know the extinction along a plane at a certain heliocentric distance we must first interpolate in between the values in order to get a regular grid. In what follows we have used linear interpolation between successive bins.

5.2.1. Comparison with two dimensional extinction maps

Two dimensional extinction maps towards the Galactic centre were computed by Schultheis et al. (1999) ($|l| \leq 8^\circ$, $|b| \leq 1.5^\circ$) and Dutra et al. (2003) ($|l| \leq 5^\circ$, $|b| \leq 5^\circ$), hereafter S99 and D03 respectively. The method of S99 is based on the comparison of AGB isochrones to theoretical unreddened isochrones (Bertelli et al. 1994), using DENIS data, whereas D03 compute the extinction by fitting the upper giant branch of $(K_s, J-K_s)$ colour magnitude diagrams to a de-reddened upper giant branch mean locus of previously studied bulge fields.

Although they used near-infrared data as we have, our approach provides a different method for extracting the extinction information from the data.

In order to compare our map with theirs, we first smooth their maps to our resolution of $15' \times 15'$. The S99 method yields results in A_{K_s} but they were published in A_V ; we use the extinction law from Glass (1999), $A_{K_s} = 0.089A_V$, as they did to convert the A_V to A_{K_s} . The D03 map was published in A_K so we

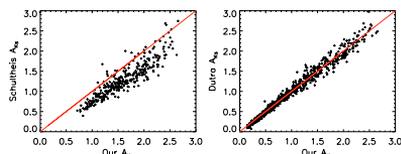


Fig. 6. Comparison between each pixel of our extinction map and that of Schultheis et al. (1999) (S99), for $|l| < 8^\circ$, $|b| < 1^\circ$, and Dutra et al. (2003) (D03), for $|l| \leq 5.0^\circ$, $|b| \leq 5.0^\circ$. *Left:* A_{K_s} of our map vs. that of S99. *Right:* A_{K_s} of our map vs. that of D03. For both figures, the straight line represents the identity function.

convert it to A_{K_s} using the conversion factor used in their article ($A_K = 0.95A_{K_s}$). Finally, we integrate our extinction to the centre of the Galaxy, assumed to be at 8.5 kpc from the Sun.

The results of this comparison are displayed in Fig. 6, which shows a comparison between our results and the S99 map (left) and D03 map (right) at each pixel.

Although the large scale structure of all three maps are very similar there is a systematic difference of $\sim 0.2\text{--}0.3 A_{K_s}$ between our map and that of S99. This is not surprising as they use the extinction law from Glass (1999), while we use the results of Mathis (1990), resulting in a different ratio for the K_s band to J band extinction (A_{K_s}/A_J). This ratio is used in the derivation of Eq. (5) and therefore has a direct impact on the extinction determination.

The extinction law in the infrared can differ significantly from one author to the next; the value we have adopted has been chosen so as to be consistent with the extinction law used for the Galactic model (Mathis 1990).

By combining the Mathis (1990) law, $A_K/A_J = 0.382$ with the relation $A_K = 0.95A_{K_s}$ (Dutra et al. 2002) we obtain $A_{K_s}/A_J = 0.402$, very close to the recent value ($A_{K_s}/A_J = 0.400$) from Indebetouw et al. (2005). However, this value is significantly different from Glass (1999) ($A_{K_s}/A_J = 0.347$), which is closer to the value recently measured by Nishiyama et al. (2006), $A_{K_s}/A_J = 0.331$, in their study of the Galactic bulge.

The application of the Mathis (1990) law to the S99 results effectively removes the systematic shift seen in Fig. 6. D03 already use the same value for A_{K_s}/A_J as we do; the correlation between our map and theirs is very good. The slight departure from the identity function at low extinction, comes from the poor sensitivity of the $J\text{--}K_s$ colour index at these relatively low extinctions (Sect. 6.4.1). These low extinctions do not exist in the S99 map as the area covered by their map does not rise much above $|b| \sim 1.5$; in addition to the more central regions of the Galaxy, the D03 map also probes higher latitude, lower extinction lines of sight.

5.3. Comparison with velocity integrated CO emission

Dame et al. (2001) have created a large scale CO survey of the entire Milky Way, using the rotational transition 1–0 of the CO molecule at 115 GHz, from new observations and existing CO surveys. By comparing the low velocity (local) CO emission with an optical panorama of the inner Galaxy, they conclude that there are few dark interstellar clouds where CO is not present or where the temperature is so cold that the CO molecule fails to radiate at 115 GHz. Galactic CO emission traces only dense regions of the ISM whereas our map also traces the diffuse

component. Nevertheless we expect that both maps should trace the large scale distribution of interstellar matter in our Galaxy.

Figure 7 shows the total extinction detected for each line of sight using our method as well as the distribution of CO as presented in Dame et al. (2001), where the two maps overlap. The resolution of the extinction map is $15' \times 15'$; the resolution of the CO map varies from $9'$ to $30'$, the region that we present here is mostly at the higher resolution of $9'$. The main structures that appear in both maps are indicated. The Musca Dark cloud, $(l, b) = (-59, -9)$, that appears in our map is not in the Dame et al. (2001) map as this region was not observed in their composite survey.

5.4. Three dimensional extinction

In order to visualize the distribution of extinction elements in three dimensions, we divide the extinction between subsequent bins by the distance between them. The resulting map, in units of $\delta A_K \text{ kpc}^{-1}$, gives us a better idea of the location of obscuring dust along the line of sight. We assume a constant $\delta A_K \text{ kpc}^{-1}$ in between bins, as we have no information on the distribution of dust between bins. This results in an overestimation of the line of sight length of clouds for lines of sight with large distances between bins.

These maps are presented in two forms: maps of the full area covered so far by our method at various distances (Fig. 8, and fully described in Sect. 5.4.1), as well as a view of the Galactic plane from above (Fig. 9, referred to in Sect. 5.4.2).

5.4.1. Distance slices

The three dimensional extinction towards the inner Galaxy is presented in Fig. 8. Each image shows the average local extinction at distance intervals of 1 kpc. The scale is the same for each image and runs from 0 to $0.3 A_{K_s} \text{ kpc}^{-1}$. The solid line superimposed at each distance shows the stellar warp as implemented in the Galactic model.

One obvious feature in the images is the geometrical effect of distance; high latitude extinction is mostly local so the disc is seen to shrink as we go further away from the Sun. In the first couple of slices, the local features mentioned earlier are visible: the Aquila Rift ($30^\circ, 4^\circ$) and the Local Arm towards Cygnus X ($80^\circ, 0^\circ$).

The giant molecular cloud (GMC), and supernova remnant, W44 is visible in the second and third slices (2 kpc & 3 kpc) at ($35^\circ, 0^\circ$). At distances between 3 and 5 kpc the tangent to the Carina arm can be seen at $\sim 78^\circ$.

After 6 kpc, a lack of absorbing material is noticeable towards the Galactic bulge, an effect noted by Glass et al. (1987) who found that the bulge has little dust compared to its CO emission. At these distances another feature of the disc which starts to appear is the Galactic warp. It becomes more pronounced at large absolute longitudes as we move farther out from the Sun.

Finally, the lack of line of sight resolution for certain fields is obvious at $(l, b) \sim (30, 5)$ and at distances greater than 3 kpc. Due to the fact that we use linear interpolation between successive bins and therefore do not assume any structure for the distribution of the dust in between bins, the large distance between successive bins creates an unrealistically long structure along certain lines of sight. The extinction estimation itself is still assumed to be correct, within error.

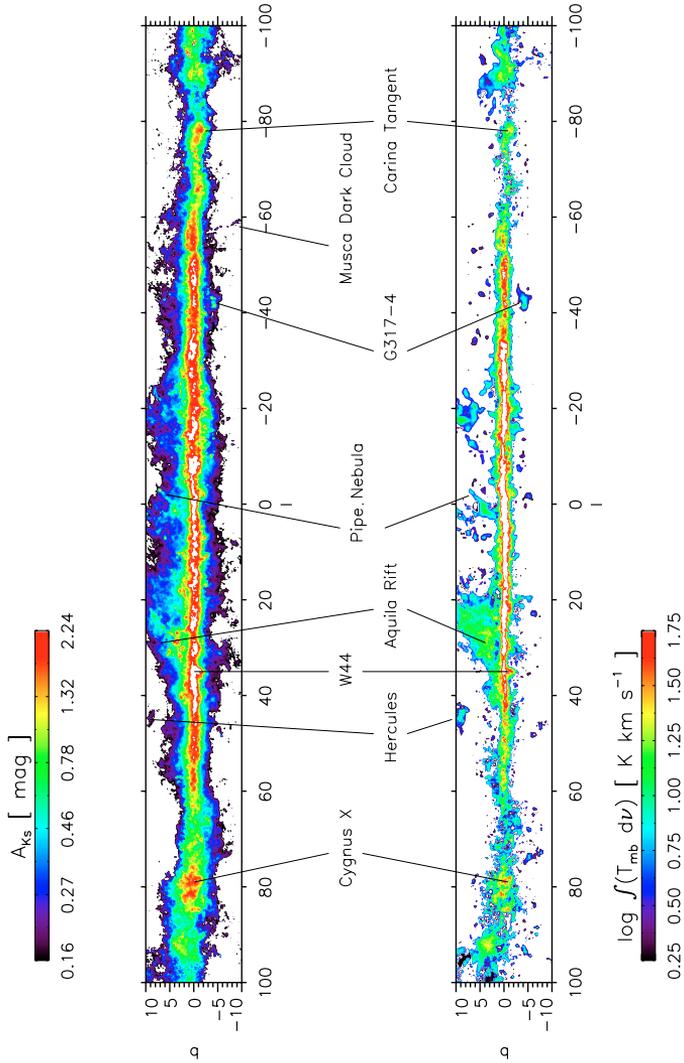


Fig. 7. *Top:* total extinction integrated along the line of sight. *Bottom:* CO velocity integrated spatial map by Dame et al. (2001). The units of the two maps are different; they are put here to compare their respective interpretation of the large scale structure of the Galaxy. The coordinates are expressed in degrees (l, b).

644

D. J. Marshall et al.: Modelling interstellar extinction

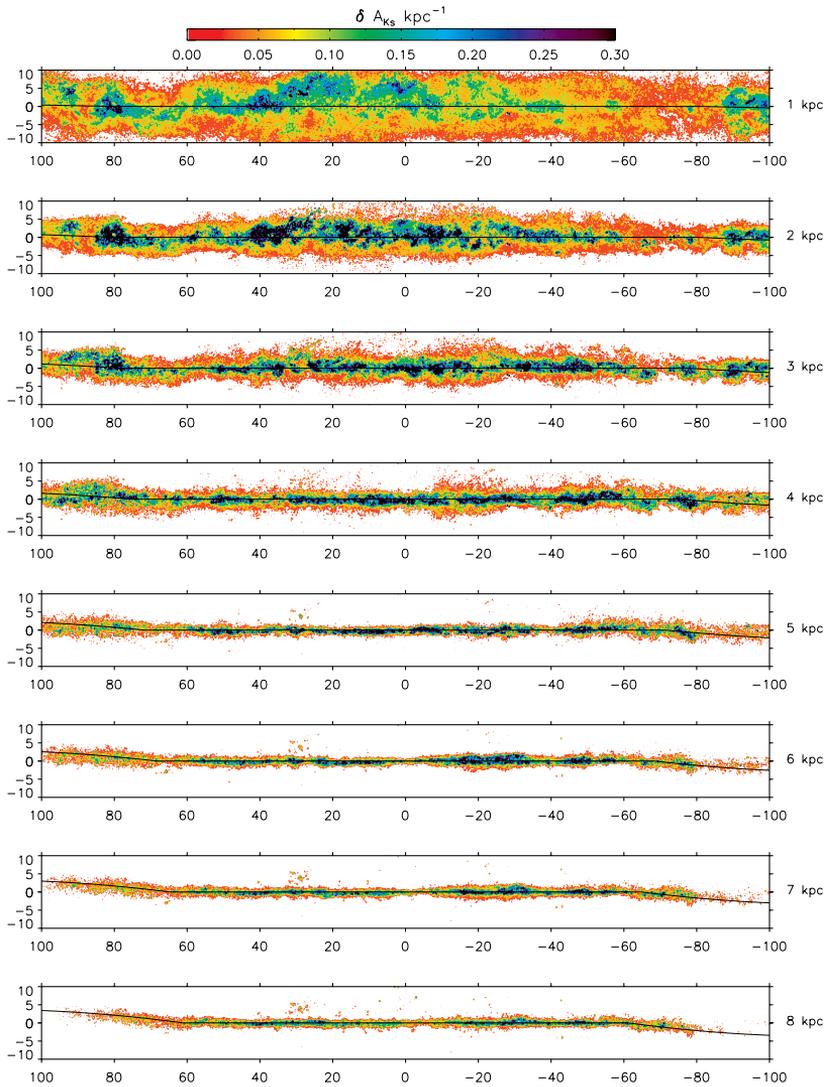


Fig. 8. The local extinction at 1 kpc intervals from the sun. The uppermost image is at 1 kpc, the bottom one is at 8 kpc. The x axis is in Galactic longitude, the y axis in Galactic latitude. The solid line indicates the mean position of the plane, as given by the stellar warp formula in the Galactic model. Different structures are identified in the text (Sect. 5.4.1).

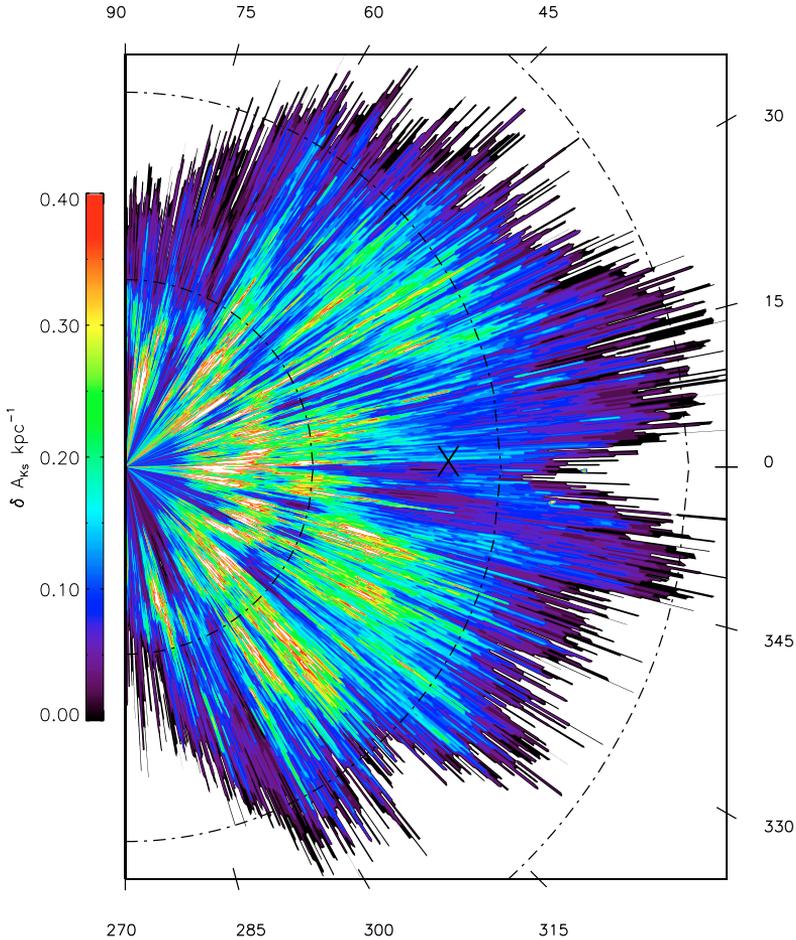


Fig. 9. Location of absorbing dust in the Galactic Plane ($|b| \leq 0.25$). The Galactic centre, assumed to be at 8.5 kpc from the Sun, is marked with an “X”; the Sun is located in the middle on the left side of the plot. The dotted lines are placed every 5 kpc from the Sun. Ticks on the border indicate Galactic longitude.

5.4.2. The Galactic plane

By creating a map showing the local extinction in $\delta A_{K_s} \text{ kpc}^{-1}$, we are able to visualise the location of absorbing matter in the inner Galaxy. A view “from above” is displayed in Fig. 9 which is the average δA_{K_s} for $|b| \leq 0.25$ towards the inner Galaxy. The Sun is located at the middle left of the graph, and the Galactic centre is marked by an “X”.

Many structures are visible in this figure, such as the local arm extending outwards from the Sun at $l \sim 80^\circ$. Two tangents to the Sagittarius-Carina arm are also visible, extending from the Sun in two directions at $l \sim 280^\circ$ and $l \sim 50^\circ$. The outer Perseus arm is above the top edge of the map and is therefore not readily identifiable. The inter-arm region between the Centaurus-Crux and Norma arms is visible at ~ 4.0 kpc from the Galactic Centre. After the Norma arm, centred on the Galactic centre is a large

646

D. J. Marshall et al.: Modelling interstellar extinction

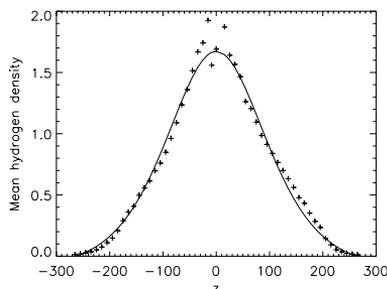


Fig. 10. Variation of the density of absorbing matter as a function of distance from the Galactic plane.

void of dust apart from an elongated structure which may well indicate the presence of dust in the Galactic bar, which we discuss below.

5.5. Galactic parameters

We concentrate on determining large scale characteristics of the 3D dust distribution from our 3D extinction map. The mean scale height, as well as the shape of the warp are measured. An estimate of the central dust bar orientation and size is also given.

5.5.1. ISM disc scale height

Our 3D extinction map allows us to calculate the scale height of the dust component of the ISM. The extinction between two successive bins was converted to a hydrogen column density using the results from Bohlin et al. (1978); this column density was then divided by the distance between the bins to obtain a hydrogen density per volume. This supposes that the metallicity is the same as in the solar neighbourhood; Chiappini et al. (2001) show that the abundance gradient in the Milky Way is relatively flat between 4 and 10 kpc from the Galactic centre but that it steepens sharply in the outer disc. To minimise the effect of any such gradient on our calculation, we avoid all areas within 4 kpc of the Galactic centre and beyond the solar circle. We then calculated the mean hydrogen density at every 10 pc from the Galactic plane.

In order to measure the scale length of the detected interstellar matter, we tested two profiles:

$$\rho = \rho_0 \text{sech}^2(z/h_z) \quad (8)$$

$$\rho = \rho_0 e^{(-|z|/h_z)} \quad (9)$$

where h_z is the scale height of the ISM and ρ_0 the hydrogen density in the Galactic plane. The use of the sech^2 profile results in a better fit and is shown in Fig. 10. The exponential gives $h_z = 134^{+44}_{-11}$ pc and $\rho_0 = 2.5 \pm 1.3$ atoms cm^{-3} , whereas the sech^2 profile yields $h_z = 125^{+17}_{-7}$ pc and $\rho_0 = 1.8 \pm 1.0$ atoms cm^{-3} . Both Malhotra (1995) and Nakanishi & Sofue (2003) find that the scale height of the HI disc in the Milky Way varies as a function of distance; for both the mean value between 4 and 8 kpc is of the order of ~ 160 pc. The dust model of Drimmel & Spergel (2001), adjusted to the FIR emission, includes a scale height of 134.4 ± 8.5 pc. We were not able to detect any significant flaring

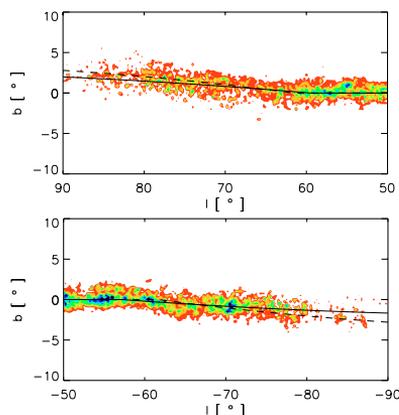


Fig. 11. Local extinction at 8 kpc from the Sun for positive longitudes (*top*) and negative longitudes (*bottom*). The stellar warp as modelled in the Galactic model is shown as a dashed line; the solid line shows the best fit to our extinction data (Sect. 5.5.2). The colour scale is the same as in Fig. 8.

of the interstellar matter disc within the Galactocentric radii were tested.

5.5.2. Galactic warp

The Galactic warp is obvious in Fig. 8, especially at large absolute longitudes and heliocentric distance. The magnitude of the warp in the Galactic model is calculated using Eq. (10):

$$z_{\text{warp}} = \gamma * (R - r_{\text{warp}}) * \cos(\theta - \theta_{\text{warp}}) \quad (10)$$

where z_{warp} is the perpendicular shift from the mean $b = 0^\circ$ plane, R , θ and z are Galactocentric coordinates, γ is the slope of the displacement of the mid plane with respect to the plane of symmetry, r_{warp} is the radius after which the warp starts and θ_{warp} is the angle of maximum warp. Using our results, we are able to locate the z with the highest density for each (r, θ) by calculating the best fit with Eq. (10). We find that the warp is not symmetrical; for positive longitudes we find $\gamma = 0.14$, $\theta_{\text{warp}} = 89^\circ$ and $r_{\text{warp}} = 8.7$ kpc and for negative longitudes we find $\gamma = 0.11$, $\theta_{\text{warp}} = 272^\circ$ and $r_{\text{warp}} = 7.8$ kpc. Figure 11 shows the local extinction per kpc at a heliocentric distance of 8 kpc, overlaid with the warp parameters of the Galactic model (dashed line) and with the above parameters (solid line). These values correspond to an absolute vertical shift of the plane at $R = 12$ kpc of 460 pc at both negative and positive longitudes, significantly smaller than the modelled stellar warp which predicts a vertical shift of ~ 650 pc at $R = 12$ kpc. These new values for the dust warp are slightly higher than those of Drimmel & Spergel (2001) ($\gamma = 0.0728$, $r_{\text{warp}} = 6.993$ kpc), who predict a maximum vertical shift of 364 pc at $R = 12$ kpc. This shift is different for the stellar warp, which they find to be higher. López-Corredoira et al. (2002) use a different formulation to model the warp and find the maximum vertical shift of the stellar warp at $R = 12$ kpc to be 547 pc, in good agreement with the gas warp found by Burton (1988).

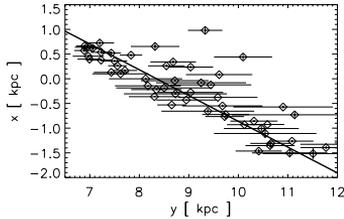


Fig. 12. Straight line fit that minimises the mean absolute deviation of the points of highest density along the Galactic bar.

Nakanishi & Sofue (2003) find that the Galactic HI disc is warped and asymmetric, with a larger shift at positive longitudes, as we do. They report that the warp is at a maximum for $\theta = 80^\circ$ and $\theta = 260^\circ$, and that the warp starts at $R = 12$ kpc, contrary to our values at around $R = 8$ kpc. At positive longitudes the warp continues to reach a maximum displacement from the $b = 0^\circ$ plane of 1.5 kpc at $R = 16$ kpc, resulting in a slope of 0.375. At negative longitudes they find that the warp is less severe, resulting in a shift of 1.0 kpc below the $b = 0^\circ$ plane at $R = 16$ kpc, a slope of 0.25. Their values for the gradient of the warp are significantly higher than ours, however our map does not have information out to these large galactocentric distances and so we are not able to constrain the large scale attributes of the interstellar warp in the outer Galaxy.

Most recently Levine et al. (2006) have shown that the outer HI warp can be described by a superposition of the three low mode ($m = 0, 1$ and 2) vertical harmonics of the disc, one of which ($m = 1$ corresponding to the integral-sign shape) dominates the warp for $R \lesssim 15$ kpc. It seems that it is this mode that we see in the dust from our study, which does not extend far enough into the external regions of the Galaxy to detect the other modes. They find that this mode is approximately linear for $10 \lesssim R \lesssim 15$ kpc and that it has a slope of 0.197, significantly higher than our value.

From these comparisons one sees that the warp is present in all galactic components (dust, gas and stars), all with the same node position and all asymmetric. However, the amplitude of the warp seems to depend slightly on the component one looks at: the dust warp (our study; Drimmel & Spergel 2001) seems to be less pronounced than the stellar warp (the Galactic model; López-Corredoira et al. 2002; Drimmel & Spergel 2001), itself less pronounced than the HI warp (Nakanishi & Sofue 2003; Levine et al. 2006). However, this conclusion has to be taken with caution because the error bars are still large and our study does not go far enough into the external Galaxy.

5.5.3. Dust bar

The visualisation of our extinction map in the plane Fig. 9 reveals an elongated structure passing through the Galactic centre. To determine its parameters, we fit the straight line to this bar that minimises the mean absolute deviation of the points of highest density along the bar (Fig. 12).

We find that the dust bar is at an angle of $\phi = 30 \pm 5^\circ$ relative to the Sun – Galactic centre direction. The structure thus defined has a length of 5.2 kpc. The angle found is higher than the modelled stellar bar (Sect. 3.2.2) and that found by Babusiaux & Gilmore (2005) ($\phi = 22.5 \pm 5.5^\circ$), but still within the uncertainty

of the latter. Furthermore it is compatible with the values cited in Gerhard (2001), who find that the angle may lie between $\phi = 15^\circ$ and $\phi = 35^\circ$, although the bar angles based on stellar studies are systematically lower than the value we have found. Bissantz & Gerhard (2002) find that COBE/DIRBE observations are compatible with an angle for the stellar bar between $\phi = 15^\circ$ and $\phi = 30^\circ$, but that the model with an angle of $\phi = 20^\circ$ fits the observations best. These results for the stellar bar suggest that the dust bar we have detected may in fact be dust lanes which precede the stellar bar at negative longitudes and trail it at positive longitudes, a feature of our Galaxy suggested by Calbet et al. (1996). However, we detect a difference in extinction between positive and negative longitudes of $\sim 0.1 A_{K_s}$, much smaller than their value of between 1 and $2.6 A_K$.

5.6. Comparison with other 3D methods

As detailed in Sect. 1, other methods have been developed to measure interstellar extinction along the line of sight. We now present our results alongside those of Neckel et al. (1980), López-Corredoira et al. (2002) and Drimmel et al. (2003).

The three methods are described briefly below; for further information, please refer to the corresponding article.

Neckel et al. (1980): extinction values and distances are given for over 11 000 O-F stars. The intrinsic colour and absolute magnitude of the stars are deduced from the MK spectral type and from the $H\beta$ index using the relationship between M_V and β .

López-Corredoira et al. (2002): this method is based on 2MASS observations of red clump giants, for which a value of the absolute magnitude and $J-K_s$ colour is assumed ($M_{K_s} = -1.65$ and $(J-K_s)_0 = 0.75$). $(J-K_s, M_{K_s})$ CMDs of the giants are built for $1^\circ \times 1^\circ$ fields and their displacement from an unreddened CMD, along with their absolute magnitude, are used to calculate the extinction and thus the distance to the extinction.

Drimmel et al. (2003): the three dimensional dust model by Drimmel & Spergel (2001) is used to calculate the three dimensional extinction. The dust model is adjusted using the far-infrared residuals between the DIRBE $240 \mu\text{m}$ data and the emission predicted from the model.

Results for various lines of sight are presented in Fig. 13. The Neckel et al. (1980) data is the one with the largest dispersion: young and hot OB stars are often surrounded by their parent cloud and are thus subject to possibly large and varying circumstellar extinction and therefore not representative of the whole field. Our results follow the López-Corredoira et al. (2002) results quite closely; this is to be expected as they are both based on the near infrared colour difference of giant stars. However significant differences do exist along certain lines of sight; this may be due to the fact that they do not use a model to determine the distance but instead use a unique absolute magnitude for all stars. Furthermore they do not use the same stellar populations as us, isolating the K giants from dwarfs and M giants using the “SKY” model (Wainscoat et al. 1992). In areas where this single population hypothesis doesn’t hold differences between our results would be expected.

Finally, we are not always in agreement with Drimmel et al. (2003). This is also to be expected given the region under study; anomalous dust temperatures, as well as lines of sight passing through spiral arm tangents or near the Galactic centre may introduce systematic errors in the Drimmel et al. (2003) extinction

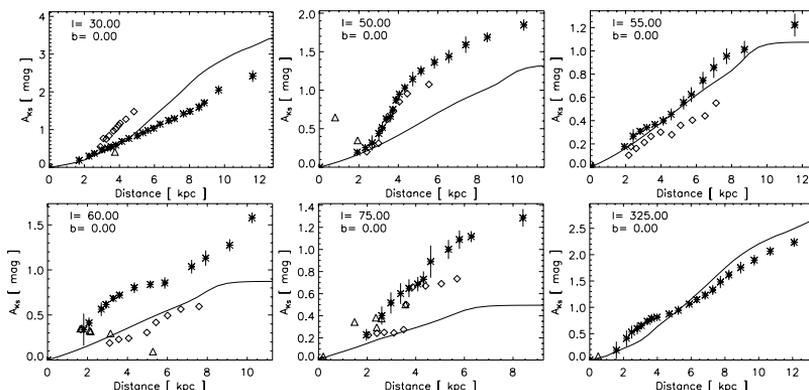


Fig. 13. The extinction, along the line of sight, in six different fields. For each field, we have compared our results (asterisks) with the results of Neckel et al. (1980) (triangles), Drimmel et al. (2003) (solid line) and López-Corredoira et al. (2002) (diamonds), where available.

map. Contrary to theirs, our map is not sensitive to dust temperature or to an assumed spiral structure but to the modelled K&M giant luminosity function (see Sect. 6.2.2).

6. Discussion

6.1. Use of the extinction maps

Our results are available in the form of an electronic three-dimensional map. The map is presented in A_{K_s} , as the extinction law in this wavelength range is nearly universal (Mathis 1990) and so does not depend on the ratio of total to selective extinction. By adopting a suitable extinction law (for example Mathis 1990; Rieke & Lebofsky 1985 or Glass 1999), one can convert this K_s band extinction to an extinction in the visible portion of the spectrum or any other.

It was not possible to apply our method to some lines of sight in the region we have studied ($|l| \leq 100^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$) either because there were an insufficient number of stars in the 2MASS observations for our pixel size or the extinction was below the sensitivity of our method (Sect. 6.4.1). In these cases we have substituted the results of our method with the diffuse extinction disc of the Galactic model (Sect. 3.3), with a local normalisation chosen to minimise the χ^2 test described in Sect. 4.4. This solution was also preferred in regions where our method could not improve on the extinction predicted by the default extinction of the Galactic model. To aid the user of our map, we have included the χ^2 statistic for each line of sight.

Our results are most reliable in fields with homogeneous extinction. As this is not always the case, special care should be taken when using fields with large values for the χ^2 statistic. In these cases, our method was not able to find a satisfactory solution for the line of sight extinction.

6.2. Effect of changing the model parameters

The determination of extinction using the Galactic model can be affected by changing the model parameters. The magnitude of the extinction that we calculate depends on the difference in

colour between observed and modelled stars; the distance to the modelled stars (and hence to the extinction) is mostly dependent on the assumed absolute magnitude of the dominant population.

This feature of our method means that the number of stars does not affect the extinction determination, so that if there are a number of stars in the model which are not present in the observations, we do not “invent” extinction in order to remove the excess stars from the model.

The performance of the Galactic model to reproduce observations in low extinction windows is a useful measure of the validity of the model. This comparison was done in Robin et al. (2003); star count predictions (stars per magnitude and per square degree) in the K_s band were in good agreement with observations from the DENIS survey and so we refer the interested reader to the aforementioned publication.

We now briefly describe the effect on the extinction determination of: the size of the hole in the modelled disc distribution (Sect. 6.2.1); changing the bulge luminosity function (Sect. 6.2.2); and changing the stellar density (Sect. 6.2.3) on the resulting extinction distribution.

6.2.1. Galactic disc hole

In Fig. 14 we show the median difference between each pixel of two extinction maps (map1 minus map2), at different heliocentric distances and for $|l| \leq 10^\circ$ and $|b| \leq 2.5^\circ$. The Galactic model used for map1 has a central hole in the disc population of 1360 pc ($R_h = 1360$ in Eq. (1)) and the model used for map2 includes a hole with a diameter of 680 pc. The scale in the figure runs from -0.1 to $0.1 A_{K_s}$; a positive difference indicating more extinction in the large hole model. As can be seen in Fig. 14, for distances closer than 6 kpc the large hole model predicts more extinction. We use the Galactic model to calculate the distance to the extinction: with fewer “distant” stars in the big hole model, we place the detected extinction closer than for the small hole model. The median difference is never large, however, and stays within the error of the method (Sect. 6.4.1).

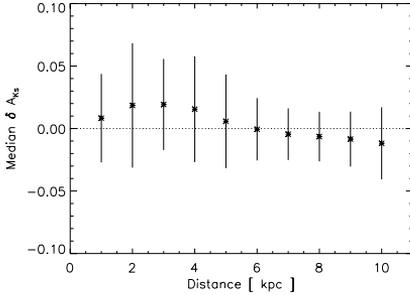


Fig. 14. Influence of the assumed disc density law near the Galactic centre. Median extinction difference, at different heliocentric distances and at $|l| \leq 10^\circ$ and $|b| \leq 2.5^\circ$, between two determinations of the extinction using models with different values for the disc hole scale length (R_h in Eq. (1)). The error bars represent the mean absolute deviation from the median. The difference is calculated per pixel, at each heliocentric distance. A positive difference shows that the model with the larger R_h predicts a larger value for the extinction.

6.2.2. Bulge luminosity function

The effect of changing the bulge luminosity function on the determination of the extinction has been tested. Three luminosity functions were used:

Padova 7.9 and 10.0 Gyr Deduced from theoretical isochrones by the Padova team (Girardi et al. 2002), of which we test two bulge ages: 7.9 Gyr, 10 Gyr;

Bruzual 10.0 Gyr taken from the evolutionary bulge synthesis models of Bruzual & Charlot (Bruzual et al. 1997). We test their 10 Gyr model.

all of them based on a Salpeter initial mass function ($\alpha = 2.35$) and assuming a single epoch of formation (starburst) as well as a mean solar metallicity ($Z \approx 0.02$).

Although these luminosity functions alter the distribution of extinction along certain lines of sight, the overall effect is minimal. The extinction resulting from the use of each luminosity function was compared at intervals of 0.5 kpc for various lines of sight towards the outer Galactic bulge and the maximum difference in A_{K_s} between the resulting extinction distributions at each distance point was recorded. The ensuing difference distribution has a mean of 0.021 A_{K_s} and a standard deviation of 0.018 A_{K_s} . As this value is comparable to the error of our method (Sect. 6.4.1), we choose to only use the default luminosity function for the Galactic model, namely that of Bruzual 10.0 Gyr.

6.2.3. Galactic scale length

When modelling the Galactic disc, the density is normalised at the solar position. Therefore, in the plane of the Galaxy, the stellar density of K&M giants is largely determined by the scale length of the old disc (Eq. (1)). As the scale length shortens, the number of stars towards the Galactic centre increases, while an increase in the scale length has the opposite effect.

In order to test the robustness of our method to a change in stellar density, we replace the 2MASS observations in our method with simulated observations with a known extinction distribution using the Galactic model. In the following, we vary

the Galactic scale length in the simulated observations. We then proceed as normal (Sect. 4), using the default model to determine the extinction. This simulates the impact on our method of choosing a value for the scale length of the Galaxy which is up to 25% different from the observations.

In Fig. 15 we show the effect of setting the scale length of the simulated observations to 2510 pc (the default value for the Galactic model), 2000 pc and 3000 pc. The top row of this figure shows the extinction distribution of the simulated observations (solid line) and the extinction distribution found using our model (asterisks with error bars). The simulated observations have been subjected to a diffuse extinction as described in Sect. 3.3 with a local normalisation of 0.7 mag kpc⁻¹ plus two clouds at 2 and 6 kpc. The bottom row shows the $J-K_s$ histogram of the simulated observations and of the default model with the calculated extinction distribution.

The calculated extinction is found to reproduce the simulated observations' extinction very well, and always within the error bars. At large distances a small systematic difference is seen: if we assume a value of 2510 pc for the scale length while setting it to 2000 pc in the simulated observations, we produce an underestimation of the extinction of $\leq 10\%$ at distances larger than 12 kpc. Underestimating the scale length (assuming 2510 pc when it is 3000 pc in the observations) results in a slight overestimation of the extinction at large distances; at shorter distances, the position of the first cloud is also displaced by 0.5 kpc.

6.3. Bias and uncertainty

6.3.1. Circumstellar dust

As we are using K&M giants as a tracer of interstellar extinction, our stellar selection will be contaminated by AGB stars with circumstellar dust, making them redder than can be accounted for by interstellar extinction alone. M giants with spectral type later than M5 also show signs of circumstellar dust, although the amount has been shown to be negligible (Glass & Schultheis 2003). In most parts of the Galaxy the ratio of AGB stars to RGB stars is small, of the order of a few %. Only in the inner parts of the Galactic bulge (at $|l| < 2$ and $|b| < 2$) does the fraction of AGB stars become significant (up to $\sim 20\%$). However, number densities of the different types of AGB stars such as semi-regular variables, Mira-type variables and the high luminosity OH/IR stars are still very poorly known (Habing 1996).

Jura & Kleinmann (1989) studied the number densities of mass-losing AGB stars in the solar neighbourhood and estimated their surface density at around ~ 25 kpc⁻². Le Berre et al. (2003) used the Japanese space experiment IRTS to investigate the spatial distribution of mass-losing AGB stars. They found that objects with high mass-loss in the order of $10^{-6} < M_{\odot}/\text{yr} < 10^{-3}$ dominate the replenishment of the ISM, however these sources constitute a minority of the total number of stars in our sample ($\sim 10\%$). These stars have a large near-IR excess in $J-K$ (> 0.5 mag).

We conclude that there is only a very small level of contamination by high-mass losing AGB stars in our selection, mainly in the region of the inner bulge. Our values for the extinction in this region may be slightly overestimated at large distances.

6.3.2. Cloud substructure

For each line of sight measurement, the extinction that we detect is assumed to cover the entire field at the given resolution. However, Faison & Goss (2001) have resolved structure in the

650

D. J. Marshall et al.: Modelling interstellar extinction

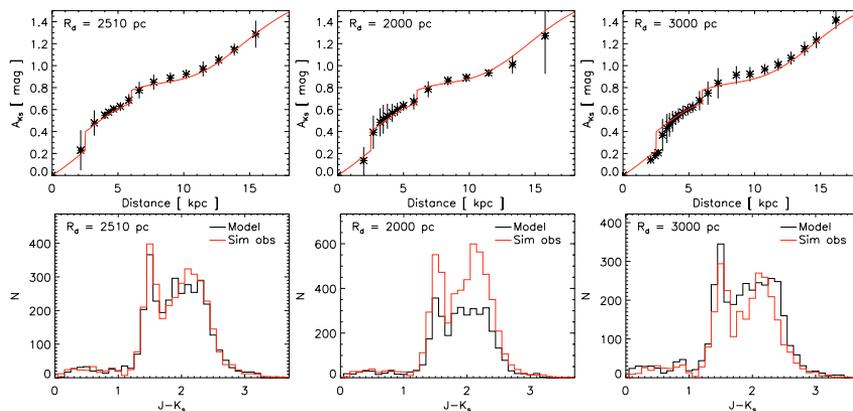


Fig. 15. Influence of the assumed disc scale length. Simulated observations are computed with a scale length of 2.51 kpc (first column), 2. kpc (2nd col.), and 3. kpc (3rd col.) while the scale length of the model used for computing the extinction is assumed to be 2.51 kpc in each case. *Top:* the distribution of extinction along the line of sight at $(l, b) = (10^\circ, 0^\circ)$. The solid line represents the known extinction law of the simulated observations and the asterisks are the results of our method. In each case the scale length used in the simulated observations is included in the graph. *Bottom:* the corresponding $J-K_s$ histograms with the extinction applied. It is noticeable that the fact that the model does not reproduce the number density of stars in the observations does not influence the determined extinction.

neutral interstellar medium using the Very Long Baseline Array at scales as small as 10 AU. The resolution of our map is $15''$; as we cannot resolve structure closer than ~ 1 kpc, we will not resolve any cloud smaller than ~ 5 pc across.

Nevertheless, as we are placing ourselves in the context of the large scale fluctuations in the ISM, the effects of these small clouds do not have a significant effect on our estimation. Clouds with an angular size much smaller than our pixel size will introduce anomalous reddening for a small fraction of the stars in a given field. Our use of the median as an estimator excludes these outlier points.

6.4. Limits

6.4.1. Maximum and minimum extinction detectable

At low A_{K_s} , stars that are detected in the K_s band are almost certainly detected in the J band. However, as column density increases and the reddening of the sources gets larger the chances of detecting a source in the K_s band without a corresponding detection in the J band increases.

No selection effect is introduced, however, as we reject the modelled stars in the same way as they are in the data (same limiting magnitude in the J and K_s bands). Instead, this will introduce a maximum A_{K_s} in the map as very red stars will not be detected.

This upper limit depends on the magnitude limit in the J band of the 2MASS observations. As we place a lower bound on the K_s magnitude of 9, the highest $J-K_s$ colour index observable along a particular line of sight would be $J_{\text{comp}} - K_{s(\text{min})}$ where the subscript comp signifies the completeness limit and min the brightest magnitude used due to our self imposed limit. The highest extinction observable along a line of sight will then be:

$$A_{K_s(\text{max})} = 0.67 \times [(J_{\text{comp}} - K_{s(\text{min})}) - (J - K_s)_0] \quad (11)$$

where $(J - K_s)_0$ is the intrinsic $J - K_s$ colour of a K or M giant. If we suppose that for a K2 Giant $(J - K_s)_0 = 0.75$ (Wainscoat et al. 1992), and knowing that in the 2MASS observations J_{comp} varies between $m_J \sim 12.0$ and 15.8 we can calculate that the $A_{K_s(\text{max})}$ varies between ~ 1.4 and ~ 3.75 . From equation Eq. (11), it is obvious that the highest extinction detectable will be limited by the completeness in the J band alone.

For a colour difference between 2MASS and the Galactic model to be significant, the difference must be greater than the uncertainty in the $(J - K_s)$ colour index in the observations. This sets a limit on the minimum extinction detectable. The photometric errors in the 2MASS observations depend on the Galactic region observed as well as on the local atmospheric conditions on the night the observations were made. An uncertainty of 0.05 mag for the $(J - K_s)$ colour index is a suitable guide, which corresponds to a minimum K_s band extinction of ~ 0.03 mag (Eq. (4)). This error becomes relatively small for areas of high extinction, which makes our method ideal for extinction studies in the Galactic Plane.

6.4.2. Maximum and minimum distances

In order to allocate a distance to a bin of stars from the 2MASS survey, we make use of the colour distance relation discussed in Sect. 4.1. To do this we need to exclude the dwarf stars from our pipeline. As these stars are local, we unfortunately lose most of the information on the first kiloparsec.

The maximum distance varies according to the J and K_s completeness and column density along the line of sight. Generally, we are able to detect the extinction to distances greater than 10 kpc, and for many lines of sight well beyond this, but for lines of sight with high column densities and low completeness (central regions, spiral arm tangents) we may only obtain information out to ~ 7 kpc. We also notice that lines of sight which contain small number of stars (large absolute longitudes)

contain extinction information to rather short distances. Deeper counts with more stars would be needed to complete those lines of sight.

7. Conclusion

We present the first results of our extinction model in the Galactic plane. The Galactic model provides an excellent tool for extracting the reddening information locked in the 2MASS data.

Our method does not give much information on the extinction in the first kiloparsec from the Sun but does give the large scale distribution of the extinction in our Galaxy. Furthermore, the $J-K_s$ index is not sensitive to very low extinction zones, such as high latitude lines of sight. However, the method can easily be modified to use other colour indices, which would allow us to adapt the sensitivity to a given region or set of observations. An additional restriction is the number of stars in the observations for our chosen pixel size. The map could thus be expanded to higher Galactic latitudes by lowering the spatial resolution.

Many structures have been identified in the resulting maps, including: several spiral arm tangents, dust in the Galactic bar, the molecular ring as well as local features such as the Aquila Rift. We have given quantitative results for three of these structures:

1. The dust distribution is found to be asymmetrically warped, in agreement with CO and HI observations of the ISM but not as pronounced: for positive longitudes the angle is 89° , it starts at 8.7 kpc from the Galactic center and grows with a slope of 0.14, while at negative longitudes, the angle of the maximum is at 272° , the starting radius 7.8 kpc and the slope 0.11. Hence we confirm that the warp is seen in all Galactic components, although the amplitudes appear to vary from one component to the other.
2. By converting our extinction map between 4 and 8.5 kpc to a map of hydrogen density, we are able to calculate the mean scale height for the interstellar matter in the inner Galaxy. We find the scale height of the disc to be 125^{+17}_{-17} pc in the region $4 < R < 8.5$ kpc. This value of the scale height is in agreement with Drimmel et al. (2003) who find a value of 134.4 ± 8.5 pc. However the dust scale height appears to be slightly smaller than the HI layer, as seen by Malhotra (1995) and Nakanishi & Sofue (2003) who find a mean value of ~ 160 pc for the same region.
3. The bulge region is found to contain little absorbing matter apart from an elongated structure 5.2 kpc long with an angle of $30 \pm 5^\circ$ relative to the Sun-Galactic centre direction. This dusty bar has a greater inclination than many measures of the angle for the stellar bar which may indicate the presence of dust lanes preceding the stellar bar at positive longitudes and trailing it at negative longitudes.

In the near future, this 3D map of the location of obscuring dust in the Milky Way will enable us to constrain dust parameters (temperature, size) by comparing the predicted far infrared emission with observations. In addition, this map of the Galactic ISM enables us to further constrain the Galactic structure parameters via the Galactic model. In particular, the spiral structure, the Galactic flare and warp, as well as the size and orientation of the bulge and stellar bar will be easier to model with this improved estimation of the three dimensional distribution of interstellar extinction.

Acknowledgements. We would like to thank the anonymous referee for the very helpful comments we received, which allowed us to improve the final version of this paper. Thanks also to Anthony Jones and François Boulanger at the Institut d'Astrophysique Spatiale for their comments and suggestions. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky

Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. The CDSCClient package, available from <http://cdsweb.u-strasbg.fr/doc/cdscClient.html>, was used for the remote querying of the 2MASS dataset. M. Schultheis was supported by an APART fellowship.

References

- Arce, H. G., & Goodman, A. A. 1999, *ApJ*, 512, 135
 Arenou, F., Grenon, M., & Gómez, A. 1992, *A&A*, 258, 104
 Babusiaux, C., & Gilmore, G. 2005, *MNRAS*, 358, 1309
 Berdnikov, L. N., Ibragimov, M. A., & Pavlovskaya, E. D. 1990, *Sov. Astron. Lett.*, 16, 308
 Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagotto, F., & Nasi, E. 1994, *A&AS*, 106, 275
 Bissantz, N., & Gerhard, O. 2002, *MNRAS*, 330, 591
 Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
 Bruzual, G., Barbuy, B., Ortolani, S., et al. 1997, *AJ*, 114, 1531
 Burton, W. B. 1988, *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, 2nd version (Springer-Verlag), 295
 Cambrésy, L. 1999a, *A&A*, 345, 965
 Cambrésy, L. 1999b, *Proceedings of Star Formation 1999*, held in Nagoya, Japan, June 21–25, 1999, ed. T. Nakamoto, Nobeyama Radio Observatory, 90
 Cambrésy, L., Jarrett, T. H., & Beichman, C. A. 2005, *A&A*, 435, 131
 Calbet, X., Mahoney, T., Hammersley, P. L., Garzón, F., & Lopez-Corredoira, M. 1996, *ApJ*, 457, L27
 Chiappini, C., Matteucci, F., & Romano, D. 2001, *ApJ*, 554, 1044
 Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *Explanatory Supplement to the 2MASS All Sky Data Release*
 Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
 Derrière, S., & Robin, A. C. 2001, *The New era of Wide Field Astronomy*, ASP Conf. Ser., 232, 229
 Derrière, S. 2001, *Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg*
 Drimmel, R., & Spergel, D. N. 2001, *ApJ*, 556, 181
 Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A., & López-Corredoira, M. 2003, *A&A*, 409, 205
 Dutra, C. M., Santiago, B. X., Bica, E. L. D., & Barbuy, B. 2003, *MNRAS*, 338, 253
 Dutra, C. M., Santiago, B. X., & Bica, E. 2002, *A&A*, 381, 219
 Einasto, J. 1979, *The Large Scale Characteristics of the Galaxy*, ed. W. B. Burton, IAU Symp., 84, 451
 Faison, M. D., & Goss, W. M. 2001, *AJ*, 121, 2706
 Fitzgerald, M., & Pini 1968, *AJ*, 73, 983
 Froebrich, D., Ray, T. P., Murphy, G. C., & Scholz, A. 2005, *A&A*, 432, L67
 Gerhard, O. E., 2001, *Galaxy Disks and Disk Galaxies*, ASP Conf. Ser., 230, 21
 Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A., et al. 2002, *A&A*, 391, 195
 Glass, I. S. 1999, *Handbook of infrared astronomy, Highlights in Astronomy* (Cambridge University Press)
 Glass, I. S., & Schultheis, M. 2003, *MNRAS*, 345, 39
 Glass, I. S., Gathpole, R. M., & Whittlock, P. A. 1987, *MNRAS*, 227, 373
 Habing, H. J. 1996, *A&A Rev.*, 7, 97
 Hakkila, J., Myers, J. M., Stidham, B. J., & Hartmann, D. H. 1997, *AJ*, 114, 2043
 Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., et al. 2005, *ApJ*, 619, 931
 Jahreiß, H., & Wielen, R. 1997, *ESA SP-402: Hipparcos – Venice '97*, 675
 Jones, T. J., Hyland, A. R., & Bailey, J. 1984, *ApJ*, 282, 675
 Jura, M., & Kleinmann, S. G. 1989, *ApJ*, 341, 359
 Lada, C. J., Lada, E. A., Clemens, D. P., & Bally, J. 1994, *ApJ*, 429, 694
 Le Bertre, T., Tanaka, M., Yamamura, I., & Murakami, H. 2003, *A&A*, 403, 943
 Levine, E., Blitz, L., & Heiles, C. 2006, *ApJ*, accepted
 López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., & Hammersley, P. L. 2002, *A&A*, 394, 883
 Malhotra, S. 1995, *ApJ*, 448, 138
 Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
 Nakanishi, H., & Sofue, Y. 2003, *PASJ*, 55, 191
 Nishiyama, Nagata, T., Kusakabe, N., et al. 2006, *ApJ*, 638, 839
 Neckel, Th., & Klare, G. 1980, *A&AS*, 42, 251
 Press, W., Teukolsky, S., Vetterling, W., & Flannery, B. 1992, *Numerical recipes in Fortran 77: the art of scientific computing*, 2nd ed., 616
 Picaud, S., & Robin, A. C. 2004, *A&A*, 428, 891
 Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
 Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523. *Erratum* 2004, *A&A*, 416, 157
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
 Schultheis, M., Ganesch, S., Simon, G., et al. 1999, *A&A*, 349, L69
 Sumi, T. 2004, *MNRAS*, 349, 193
 Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H. J., & Schwartz, D. E. 1992, *ApJS*, 83, 111

Table des figures

1.1	Comparaison des filtres Johnson-Cousins UBVRJHK et spectres stellaires.	5
1.2	Diagramme couleur magnitude de Hipparcos.	7
1.3	Efficacité d'extinction, d'absorption et de diffusion pour des grains silicatés, en fonction de la taille des grains.	10
1.4	Courbe d'extinction pour différentes valeurs de R_V selon Cardelli et al. (1989)	12
1.5	Cycle de vie de la poussière dans le milieu interstellaire	13
1.6	Spectre du champ de rayonnement interstellaire (ISRF). Source : B.Stepnik, Mémoire de thèse, 2003	16
2.1	Le ciel vu par 2MASS	22
2.2	Magnitude apparente limite dans la bande K_s où la complétude de 2MASS est atteinte	26
2.3	Amélioration de la photométrie par la sélection en magnitude apparente.	28
2.4	Comparaison entre le filtre de la bande I de OGLE, et celui de Landolt (1992)	29
2.5	Erreurs photométriques dans OGLE-II	30
2.6	Erreur photométrique en fonction de la magnitude apparente m_{K_s} pour les observations 2MASS	36
3.1	Diagramme couleur magnitude pour la direction ($l, b=330^\circ, 1.5^\circ$), selon le modèle	38
3.2	Extinction en fonction de la distance aux étoiles simulées dans la direction $l=330^\circ, b=1.5^\circ$	39
3.3	Résultats initiaux et finaux de l'extinction pour la ligne de visée ($l, b = 345^\circ, 0^\circ$)	44
3.4	Test de la méthode en utilisant des données simulées, générées avec le modèle de Besançon	46
3.5	Création d'une carte à maillage adaptatif	48
3.6	Influence de l'échelle de longueur supposée dans le modèle sur la détermination de l'extinction.	50
3.7	Comparaison entre les isochrones de Bruzual et al. (1997) et Girardi et al. (2002).	51
3.8	Influence de la densité du disque vers le centre galactique	53
3.9	Détection d'un nuage plus petit que la taille d'un pixel	54

3.10 Taille des nuages détectables en fonction de la distance pour trois résolutions	55
4.1 Extinction en fonction de distance pour trois différentes lignes de visée dans la Galaxie	59
4.2 Relation couleur distance pour deux lignes de visée différentes.	60
4.3 L'extinction, sur la ligne de visée, pour six champs différents	61
4.4 Extinction totale pour $ b \leq 30^\circ$	63
4.5 Comparaison des résultats vers le Bulbe entre la méthode Marshall et celle de Schultheis et al. (1999)	65
4.6 Comparaison des résultats vers le Bulbe entre la méthode Marshall et celle de Dutra et al. (2003b)	66
4.7 Comparaison entre les valeurs de l'extinction de Marshall et al. (2006) et SFD98 pour $ l \leq 100^\circ$, $ b \leq 10^\circ$	68
4.8 Extinction différentielle pour quatre coupes en distance vers le centre galactique	70
4.9 Extinction vers le complexe des nuages LDN 559 / LDN 586 / LDN 587	71
4.10 Densité de matière tracée par l'extinction différentielle (δA_{K_S}) pour $ z \leq 150$ pc	72
4.11 Mise en évidence d'une asymétrie de l'extinction entre les hémisphères nord et sud galactiques	73
4.12 Extinction totale (A_V) dans les 14 champs de OGLE-II listé dans Tab.4.4	76
4.13 Extinction différentielle δA_V pour 3 coupes en distance vers le centre galactique	77
5.1 Diagramme longitude vitesse pour $ l < 80^\circ$ de Dame et al. (2001).	80
5.2 Barre de la poussière en supposant un angle de 11.6° pour la barre stellaire modélisée	82
5.3 NGC1300 (Images HST : http://www.hubblesite.org). Des dustlanes sont très visibles autour de la barre dans cette galaxie.	82
5.4 Pente de la barre de poussière	84
5.5 Dustlanes tracées par le CO du modèle de Fux (1999) (communication privée)	84
5.6 Barre de la poussière en supposant un angle de 11.6° pour la barre stellaire modélisée	85
5.7 Rapport du nombre d'étoiles dans 2MASS sur le nombre d'étoiles dans le modèle de Besançon en fonction de la longitude galactique	86
5.8 La galaxie du "Whirlpool" (M51, NGC 5194)	88
5.9 Structure spirale de la poussière	89
5.10 Transformation des coordonnées du point P entre le référentiel héliocentrique (l, b, d) et galactocentrique (r, θ, z)	90
5.11 Échelle de hauteur et évasement du disque de poussière galactique	92
5.12 Gauchissement galactique vue en extinction	94
5.13 Comparaison entre le gauchissement trouvé dans la poussière et le gauchissement stellaire dans le modèle	95
6.1 La courbe d'extinction dans le milieu interstellaire diffus, issue du modèle Désert et al. (1990)	101

Table des figures

6.2	Émission de la poussière dans le modèle de Désert et al. (1990)	102
6.3	Réponse relative de 2MASS dans la bande K_S	104
6.4	Température des gros grains en fonction de l'intensité du champ de rayonnement, χ , selon le modèle de Désert et al. (1990).	106
6.5	Réponse relative des quatre filtres d'IRAS à 12, 25, 60 et 100 μm	107
6.6	Émissions modélisée et observée à 100 μm , en unités de MJy Sr^{-1}	108
6.7	Comparaison entre émission modélisée et observée à 60 μm et 100 μm	109
6.8	Observations de la variation de la température et des propriétés des grains en utilisant IRAS et COBE/DIRBE pour la région $ l \leq 60^\circ$, $ b \leq 10^\circ$. Des effets instrumentaux sont visibles dans l'image d'IRAS	110
6.9	Extinction vers l'Aquila Rift. Les contours sont à 0.5, 1.0 et 1.5 A_{K_S}	111
6.10	Résultats de l'étude sur l'évolution des grains de poussière de Stepnik et al. (2003)	112
6.11	Comparaison entre émission modélisée et celle observée par IRAS à 100 μm	114
7.1	Exemples de IRDCs du catalogue de Simon et al. (2006a)	118
7.2	Exemple de détection d'IRDC en utilisant l'extinction sur la ligne de visée	119
7.3	Comparaison entre les caractéristiques des IRDCs calculées et celles déterminées par Rathborne et al. (2006).	121
7.4	Distribution des IRDCs dans le plan Galactique.	122
7.5	Spectre de masse des IRDCs	123
7.6	Les bandes G et G_s de Gaia (Jordi et al., 2006)	125
7.7	Plan focal du satellite Gaia.	126
7.8	Densité d'étoiles du bulbe à $G < 20$ magnitudes	128
7.9	Densité d'étoiles du bulbe à $G < 17$ et $G < 15$	129
7.10	Magnitude absolue (M_V) des étoiles du bulbe observables par Gaia	130
7.11	Magnitude apparente des étoiles selon la densité d'étoiles.	131
B.1	Comparaison entre le modèle de Besançon et les observations de 2MASS140	

Liste des tableaux

1.1	Résumé de certains paramètres galactiques	2
1.2	Densité des étoiles par type spectral dans un volume de 10^4pc^3 dans la Voie Lactée	5
1.3	Couleur moyenne des étoiles selon leur type spectral	6
1.4	Caractéristiques des différentes phases du milieu interstellaire selon Dopita & Sutherland (2003).	8
2.1	Définition des indicateurs de la qualité de la photométrie avec 2MASS	25
2.2	Paramètres utilisés pour le bulbe dans le modèle galactique	33
2.3	Caractéristiques du disque mince dans le modèle galactique	34
4.1	Différences entre la technique pour déterminer l'extinction de López-Corredoira et al. (2002) et celle de Marshall et al. (2006)	60
4.2	Loi d'extinction dans l'infrarouge selon différents auteurs.	67
4.3	Différences systématiques entre l'extinction trouvée par Schlegel et al. (1998) et celle trouvée par d'autres auteurs	67
4.4	Coordonnées des 14 fenêtres utilisées pour la génération des cartes d'extinction présentées dans les figures 4.12 et 4.13.	74
4.5	Estimations de l'extinction dans la direction de la fenêtre de Baade ($l, b \sim 0.9, -3.9$).	75
5.1	Angle de la barre stellaire selon plusieurs auteurs	83
5.2	Angle 'pitch' des bras spiraux galactiques selon différents auteurs	89
5.3	Paramètres pour les bras spiraux vus en extinction.	90
6.1	Caractéristiques des filtres IRAS	98
6.2	Paramètres des grains dans le modèle de Désert et al. (1990)	103
6.3	Définition des anneaux utilisés par Sodroski et al. (1997) pour la décomposition de l'émission infrarouge galactique	105
7.1	Comparaison des valeurs attribuées aux IRDCs par la méthode de l'extinction et celle de Rathborne et al. (2006)	121

Bibliographie

- Abergel, A., Boulanger, F., Delouis, J. M., Dudziak, G., & Steindling, S. *Local correlations of the fluctuations at different scales of the 60 and 100 μ m emissions of a high galactic latitude complex.*, May 1996, A&A, **309**, 245–257.
- Allen, C. W. 1973, *Astrophysical quantities*. London : University of London, Athlone Press |c1973, 3rd ed.
- Alves, J., Lada, C. J., Lada, E. A., Kenyon, S. J., & Phelps, R. *Dust extinction and molecular cloud structure : L977*, October 1998, ApJ, **506**, 292–305.
- Andriessse, C. D. *Platt particles in m 17*, May 1978, A&A, **66**, 169–173.
- Arce, H. G. & Goodman, A. A. *Measuring galactic extinction : A test*, February 1999, ApJ, **512**, L135–L138.
- Arenou, F., Grenon, M., & Gomez, A. *A tridimensional model of the galactic interstellar extinction*, May 1992, A&A, **258**, 104–111.
- Athanassoula, E. *The existence and shapes of dust lanes in galactic bars*, November 1992, MNRAS, **259**, 345–364.
- Athanassoula, E. *On the nature of bulges in general and of box/peanut bulges in particular : input from n-body simulations*, April 2005, MNRAS, **358**, 1477–1488.
- Baade, W. & Gaposchkin, C. H. P. 1963, *Evolution of stars and galaxies*. Cambridge, Harvard University Press, 1963.
- Babusiaux, C. & Gilmore, G. *The structure of the galactic bar*, April 2005, MNRAS, **358**, 1309–1319.
- Barnard, E. E. January 1919, *On the dark markings of the sky, with a catalogue of 182 such objects.*, volume 49. .
- Bellazzini, M., Ibata, R., Monaco, L., et al. *Detection of the canis major galaxy at $(l,b) = (244^\circ, 8^\circ)$ and in the background of galactic open clusters*, November 2004, MNRAS, **354**, 1263–1278.
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. *Glimpse. i. an sirtf legacy project to map the inner galaxy*, August 2003, PASP, **115**, 953–964.

- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. *First glimpse results on the stellar structure of the galaxy*, September 2005, ApJ, **630**, L149–L152.
- Bernstein, R. A., Freedman, W. L., & Madore, B. F. *The first detections of the extra-galactic background light at 3000, 5500, and 8000 Å. iii. cosmological implications*, May 2002, ApJ, **571**, 107–128.
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagotto, F., & Nasi, E. *Theoretical isochrones from models with new radiative opacities*, August 1994, A&AS, **106**, 275–302.
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., & Tan, J. C. *The formation of massive stars*, February 2006, ArXiv Astrophysics e-prints.
- Bienayme, O., Robin, A. C., & Creze, M. *The mass density in our galaxy*, June 1987, A&A, **180**, 94–110.
- Binney, J. & Merrifield, M. 1998, *Galactic astronomy*. Galactic astronomy / James Binney and Michael Merrifield. Princeton, NJ : Princeton University Press, 1998. (Princeton series in astrophysics) QB857 .B522 1998 (\$35.00).
- Binney, J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., Bally, J., & Uchida, K. I. *Understanding the kinematics of galactic centre gas*, September 1991, MNRAS, **252**, 210–218.
- Bissantz, N. & Gerhard, O. *Spiral arms, bar shape and bulge microlensing in the milky way*, March 2002, MNRAS, **330**, 591–608.
- Bissantz, N., Englmaier, P., & Gerhard, O. *Gas dynamics in the milky way : second pattern speed and large-scale morphology*, April 2003, MNRAS, **340**, 949–968.
- Boulanger, F. & Perault, M. *Diffuse infrared emission from the galaxy. i - solar neighborhood*, July 1988, ApJ, **330**, 964–985.
- Bruzual, G., Barbuy, B., Ortolani, S., et al. *Matching stellar population models to bulge globular clusters.*, October 1997, AJ, **114**, 1531–+.
- Burton, W. B. 1988, *The structure of our Galaxy derived from observations of neutral hydrogen*. Galactic and Extragalactic Radio Astronomy.
- Calbet, X., Mahoney, T., Hammersley, P. L., Garzon, F., & Lopez-Corredoira, M. *A dust lane leading the galactic bar at negative galactic longitudes*, January 1996, ApJ, **457**, L27+.
- Cambrésy, L., Boulanger, F., Lagache, G., & Stepnik, B. *Far-infrared dust opacity and visible extinction in the polaris flare*, September 2001, A&A, **375**, 999–1007.
- Cambrésy, L., Beichman, C. A., Jarrett, T. H., & Cutri, R. M. *Extinction with 2mass : Star counts and reddening toward the north america and pelican nebulae*, May 2002, AJ, **123**, 2559–2573.
- Cambrésy, L., Jarrett, T. H., & Beichman, C. A. *Large-scale variations of the dust optical properties in the galaxy*, May 2005, A&A, **435**, 131–139.

Bibliographie

- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, October 1989, ApJ, **345**, 245–256.
- Chen, B., Figueras, F., Torra, J., et al. *Constraining galactic structure parameters from a new extinction model and four star count samples*, December 1999, A&A, **352**, 459–468.
- Combes, F. *Distribution of CO in the Milky Way*, 1991, ARA&A, **29**, 195–237.
- Cox, D. P. *The three-phase interstellar medium revisited*, September 2005, ARA&A, **43**, 337–385.
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. *2MASS all-sky catalog of point sources (cutri+ 2003)*, June 2003, VizieR Online Data Catalog, **2246**, 0–+.
- Dame, T. M. & Thaddeus, P. *A wide-latitude CO survey of molecular clouds in the northern Milky Way*, October 1985, ApJ, **297**, 751–765.
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. *The Milky Way in molecular clouds : A new complete CO survey*, February 2001, ApJ, **547**, 792–813.
- De Simone, R., Wu, X., & Tremaine, S. *The stellar velocity distribution in the solar neighbourhood*, May 2004, MNRAS, **350**, 627–643.
- Delaunay, B. *Sur la sphère vide*, 1934, Bulletin de L'Académie des Sciences de L'URSS, Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles, **7**, 793–800.
- Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. *Interstellar dust models for extinction and emission*, October 1990, A&A, **237**, 215–236.
- Dobashi, K., Uehara, H., Kandori, R., et al. *Atlas and catalog of dark clouds based on digitized sky survey I*, February 2005, PASJ, **57**, 1–+.
- Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. 2003, *Astrophysics of the diffuse universe*. Astrophysics of the diffuse universe, Berlin, New York : Springer, 2003. Astronomy and astrophysics library, ISBN 3540433627.
- Draine, B. T. & Lee, H. M. *Optical properties of interstellar graphite and silicate grains*, October 1984, ApJ, **285**, 89–108.
- Draine, B. T. & Li, A. *Infrared emission from interstellar dust. I. stochastic heating of small grains*, April 2001, ApJ, **551**, 807–824.
- Draine, B. T. *Interstellar dust grains*, 2003, ARA&A, **41**, 241–289.
- Drimmel, R. & Spergel, D. N. *Three-dimensional structure of the Milky Way disk : The distribution of stars and dust beyond 0.35 r_{solar}* , July 2001, ApJ, **556**, 181 – 202.
- Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A., & López-Corredoira, M. *A three-dimensional galactic extinction model*, October 2003, A&A, **409**, 205–215.
- Dutra, C. M., Santiago, B. X., & Bica, E. *Low-extinction windows in the inner galactic bulge*, January 2002, A&A, **381**, 219–226.

- Dutra, C. M., Ahumada, A. V., Clariá, J. J., Bica, E., & Barbuy, B. *On the calibration of the coBE/IRAS dust emission reddening maps*, September 2003a, A&A, **408**, 287–295.
- Dutra, C. M., Santiago, B. X., Bica, E. L. D., & Barbuy, B. *Extinction within 10° of the galactic centre using 2mass*, January 2003b, MNRAS, **338**, 253–262.
- Dwek, E., Arendt, R. G., Hauser, M. G., et al. *Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the galactic bulge from COBE DIRBE observations*, June 1995, ApJ, **445**, 716–730.
- Edelsohn, D. J. & Elmegreen, B. G. *Corrugations in galactic discs generated by Magellanic-type perturbers*, June 1997, MNRAS, **287**, 947–954.
- Einasto, J. *Galactic mass modeling*, 1979, pages 451–458.
- Faison, M. D. & Goss, W. M. *The structure of the cold neutral interstellar medium on 10–100 au scales*, May 2001, AJ, **121**, 2706–2722.
- Feitzinger, J. V. & Stuewe, J. A. *Catalogue of dark nebulae and globules for galactic longitudes 240 to 360 degrees*, November 1984, A&AS, **58**, 365–369.
- Fitzgerald, M. P. *The distribution of interstellar reddening material*, December 1968, AJ, **73**, 983–+.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. *An analysis on the shapes of ultraviolet extinction curves. i - the 2175 Å bump*, August 1986, ApJ, **307**, 286–294.
- Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. *An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. ii - the far-UV extinction*, May 1988, ApJ, **328**, 734–746.
- Freudenreich, H. T. *A COBE model of the galactic bar and disk*, January 1998, ApJ, **492**, 495–+.
- Froebrich, D. & del Burgo, C. *Extinction techniques and impact on dust property determination*, July 2006, MNRAS, **369**, 1901–1910.
- Froebrich, D., Ray, T. P., Murphy, G. C., & Scholz, A. *A galactic plane relative extinction map from 2mass*, March 2005, A&A, **432**, L67–L70.
- Fux, R. *3d self-consistent n-body barred models of the Milky Way. i. stellar dynamics*, November 1997, A&A, **327**, 983–1003.
- Fux, R. *3d self-consistent n-body barred models of the Milky Way. ii. gas dynamics*, May 1999, A&A, **345**, 787–812.
- Garzon, F., Hammersley, P. L., Mahoney, T., et al. *A two-micron galactic survey*, October 1993, MNRAS, **264**, 773–+.
- Georgelin, Y. M. & Georgelin, Y. P. *The spiral structure of our galaxy determined from H II regions*, May 1976, A&A, **49**, 57–79.

Bibliographie

- Gerhard, O. E. *Structure and mass distribution of the milky way bulge and disk*, Dans Funes, J. G. & Corsini, E. M., éditeurs, *ASP Conf. Ser. 230 : Galaxy Disks and Disk Galaxies*, pages 21–30, 2001.
- Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A., et al. *Theoretical isochrones in several photometric systems. i. johnson-cousins-glass, hst/wfpc2, hst/nicmos, washington, and eso imaging survey filter sets*, August 2002, *A&A*, **391**, 195–212.
- Glass, I. S. & Schultheis, M. *Period-magnitude relations for m giants in baade's window ngc 6522*, October 2003, *MNRAS*, **345**, 39–48.
- Glass, I. S., Catchpole, R. M., & Whitelock, P. A. *J, h and k maps of the galactic centre region. ii - qualitative aspects of the interstellar absorption*, July 1987, *MNRAS*, **227**, 373–379.
- Glass, I. S. August 1999, *Handbook of Infrared Astronomy*.
- Gomez, A. E., Grenier, S., Udry, S., et al. *Kinematics of disk stars in the solar neighbourhood*, Dans *ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97*, pages 621–624, 1997.
- Gordon, K. D., Bailin, J., Engelbracht, C. W., et al. *Spitzer mips infrared imaging of m31 : Further evidence for a spiral-ring composite structure*, February 2006, *ApJ*, **638**, L87–L92.
- Habing, H. J. *Circumstellar envelopes and asymptotic giant branch stars*, 1996, *A&A Rev.*, **7**, 97–207.
- Hakkila, J., Myers, J. M., Stidham, B. J., & Hartmann, D. H. *A computerized model of large-scale visual interstellar extinction*, November 1997, *AJ*, **114**, 2043–+.
- Hammersley, P. L., Cohen, M., Garzón, F., Mahoney, T., & López-Corredoira, M. *Structure in the first quadrant of the galaxy : an analysis of tmgs star counts using the sky model*, September 1999, *MNRAS*, **308**, 333–363.
- Hammersley, P. L., Garzón, F., Mahoney, T. J., López-Corredoira, M., & Torres, M. A. P. *Detection of the old stellar component of the major galactic bar*, September 2000, *MNRAS*, **317**, L45–L49.
- Haywood, M., Robin, A. C., & Creze, M. *The evolution of the milky way disc. ii. constraints from star counts at the galactic poles.*, April 1997, *A&A*, **320**, 440–459.
- Heiles, C. & Troland, T. H. *The millennium arecibo 21 centimeter absorption-line survey. ii. properties of the warm and cold neutral media*, April 2003, *ApJ*, **586**, 1067–1093.
- Hennebelle, P., Pérault, M., Teyssier, D., & Ganesh, S. *Infrared dark clouds from the isogal survey. constraints on the interstellar extinction curve*, January 2001, *A&A*, **365**, 598–611.
- Hubble, E. P. *Extragalactic nebulae.*, December 1926, *ApJ*, **64**, 321–369.
- Ibata, R. A., Gilmore, G., & Irwin, M. J. *A dwarf satellite galaxy in sagittarius*, July 1994, *Nature*, **370**, 194–+.

- Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., et al. *The wavelength dependence of interstellar extinction from 1.25 to 8.0 μm using glimpse data*, February 2005, *ApJ*, **619**, 931–938.
- Izenman, A. J. *Recent developments in nonparametric density estimation*, 1991, *Journal of the American Statistical Association*, **Vol. 86, No. 143**, 205–224.
- Jahreiß, H. & Wielen, R. *The impact of hipparcos on the catalogue of nearby stars. the stellar luminosity function and local kinematics*, Dans *ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97*, pages 675–680, 1997.
- Jenkins, A. & Binney, J. *Spiral heating of galactic discs*, July 1990, *MNRAS*, **245**, 305–317.
- Jones, A. P., Duley, W. W., & Williams, D. A. *The structure and evolution of hydrogenated amorphous carbon grains and mantles in the interstellar medium*, December 1990, *QJRAS*, **31**, 567–582.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. *Grain destruction in shocks in the interstellar medium*, October 1994, *ApJ*, **433**, 797–810.
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. *Grain shattering in shocks : The interstellar grain size distribution*, October 1996, *ApJ*, **469**, 740–+.
- Jones, A. P. *Dust destruction processes*, Dans Witt, A. N., Clayton, G. C., & Draine, B. T., editeurs, *ASP Conf. Ser. 309 : Astrophysics of Dust*, pages 347–+, March 2004.
- Jordi, C., Høg, E., Brown, A. G. A., et al. *The design and performance of the gaia photometric system*, March 2006, *MNRAS*, **367**, 290–314.
- Jura, M. & Kleinmann, S. G. *Dust-enshrouded asymptotic giant branch stars in the solar neighborhood*, June 1989, *ApJ*, **341**, 359–366.
- Kapteyn, J. C. *First attempt at a theory of the arrangement and motion of the sidereal system*, May 1922, *ApJ*, **55**, 302–+.
- Kennicutt, Jr., R. C., Armus, L., Bendo, G., et al. *Sings : The sirtf nearby galaxies survey*, August 2003, *PASP*, **115**, 928–952.
- Kennicutt, Jr., R. C. *Stellar structure of the galaxy : Overview*, Dans Woodward, C. E., Bica, M. D., & Shull, J. M., editeurs, *ASP Conf. Ser. 231 : Teton 4 : Galactic Structure, Stars and the Interstellar Medium*, pages 2–+, 2001.
- Lada, C. J., Lada, E. A., Clemens, D. P., & Bally, J. *Dust extinction and molecular gas in the dark cloud ic 5146*, July 1994, *ApJ*, **429**, 694–709.
- Landolt, A. U. *Ubvri photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator*, July 1992, *AJ*, **104**, 340–371.
- Le Bertre, T., Tanaka, M., Yamamura, I., & Murakami, H. *Galactic mass-losing agb stars probed with the irts. ii.*, June 2003, *A&A*, **403**, 943–954.

Bibliographie

- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. *Standard stellar library for evolutionary synthesis. i. calibration of theoretical spectra*, October 1997, A&AS, **125**, 229–246.
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. *A standard stellar library for evolutionary synthesis. ii. the m dwarf extension*, May 1998, A&AS, **130**, 65–75.
- Lequeux, J. 2002, *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences/CNRS Editions.
- Levine, E. S., Blitz, L., & Heiles, C. *The vertical structure of the outer milky way h i disk*, June 2006, ApJ, **643**, 881–896.
- Li, A. & Draine, B. T. *Infrared emission from interstellar dust. ii. the diffuse interstellar medium*, June 2001, ApJ, **554**, 778–802.
- Li, A. & Greenberg, J. M. *A unified model of interstellar dust.*, July 1997, A&A, **323**, 566–584.
- Li, A. & Greenberg, J. M. *In dust we trust : an overview of observations and theories of interstellar dust*, Dans Pirronello, V., Krelowski, J., & Manicò, G., editeurs, *Solid State Astrochemistry*, pages 37–84, 2003.
- Li, A. *Interstellar grainsthe 75th anniversary*, January 2005, Journal of Physics Conference Series, **6**, 229–248.
- Liszt, H. S. & Burton, W. B. *The gas distribution in the central region of the galaxy. iii - a barlike model of the inner-galaxy gas based on improved h i data*, March 1980, ApJ, **236**, 779–797.
- Lombardi, M. & Alves, J. *Mapping the interstellar dust with near-infrared observations : An optimized multi-band technique*, October 2001, A&A, **377**, 1023–1034.
- Lombardi, M., Alves, J., & Lada, C. J. *2mass wide field extinction maps. i. the pipe nebula*, August 2006, A&A, **454**, 781–796.
- López-Corredoira, M., Hammersley, P. L., Garzón, F., et al. *Searching for the in-plane galactic bar and ring in denis*, July 2001, A&A, **373**, 139–152.
- López-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., & Hammersley, P. L. *Old stellar galactic disc in near-plane regions according to 2mass : Scales, cut-off, flare and warp*, November 2002, A&A, **394**, 883–899.
- Lopez-Corredoira, M., Cabrera-Lavers, A., Mahoney, T. J., et al. *The long bar in the milky way. corroboration of an old hypothesis*, August 2006, Exploiting Large Surveys for Galactic Astronomy, 26th meeting of the IAU, Joint Discussion 13, 22-23 August 2006, Prague, Czech Republic, JD13, #22, 13.
- Low, F. J., Young, E., Beintema, D. A., et al. *Infrared cirrus - new components of the extended infrared emission*, March 1984, ApJ, **278**, L19–L22.
- Lynds, B. T. *Catalogue of dark nebulae.*, May 1962, ApJS, **7**, 1–+.
- Malhotra, S. *The vertical distribution and kinematics of h i and mass models of the galactic disk*, July 1995, ApJ, **448**, 138–+.

- Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., & Picaud, S. *Modelling the galactic interstellar extinction distribution in three dimensions*, July 2006, A&A, **453**, 635–651.
- Martin, P. G. & Whittet, D. C. B. *Interstellar extinction and polarization in the infrared*, July 1990, ApJ, **357**, 113–124.
- Mathis, J. S. & Whiffen, G. *Composite interstellar grains*, June 1989, ApJ, **341**, 808–822.
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. *The size distribution of interstellar grains*, October 1977, ApJ, **217**, 425–433.
- Mathis, J. S., Mezger, P. G., & Panagia, N. *Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds*, November 1983, A&A, **128**, 212–229.
- Mathis, J. S. *Interstellar dust and extinction*, 1990, ARA&A, **28**, 37–70.
- Mathis, J. S. *Dust models with tight abundance constraints*, December 1996, ApJ, **472**, 643–+.
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. *A theory of the interstellar medium - three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate*, November 1977, ApJ, **218**, 148–169.
- Miville-Deschênes, M. & Lagache, G. *Iris : A new generation of iras maps*, April 2005, ApJS, **157**, 302–323.
- Momany, Y., Zaggia, S. R., Bonifacio, P., et al. *Probing the canis major stellar overdensity as due to the galactic warp*, July 2004, A&A, **421**, L29–L32.
- Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. *The usno-b catalog*, February 2003, AJ, **125**, 984–993.
- Morgan, W. W., Keenan, P. C., & Kellman, E. 1943, *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification*. Chicago, Ill., The University of Chicago press [1943].
- Nakanishi, H. & Sofue, Y. *Three-dimensional distribution of the ism in the milky way galaxy : I. the h i disk*, February 2003, PASJ, **55**, 191–202.
- Neckel, T., Klare, G., & Sarcander, M. *The spatial distribution of the interstellar extinction*, November 1980, A&AS, **42**, 251–281.
- Neugebauer, G. & Leighton, R. B. 1969, *Two-micron sky survey. A preliminary catalogue*. NASA SP, Washington : NASA, 1969.
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. *The infrared astronomical satellite (iras) mission*, March 1984, ApJ, **278**, L1–L6.
- Ng, Y. K. & Bertelli, G. *On the extinction towards baade's window.*, November 1996, A&A, **315**, 116–124.

Bibliographie

- Ng, Y. K., Bertelli, G., Chiosi, C., & Bressan, A. *The galactic structure towards the galactic centre. iii. a study of baade's window : discovery of the bar population ?*, June 1996, A&A, **310**, 771–796.
- Nishiyama, S., Nagata, T., Kusakabe, N., et al. *Interstellar extinction law in the j, h, and k_s bands toward the galactic center*, February 2006, ApJ, **638**, 839–846.
- Paladini, R., Davies, R. D., & DeZotti, G. *Spatial distribution of galactic hii regions*, January 2004, MNRAS, **347**, 237–245.
- Perault, M., Omont, A., Simon, G., et al. *First isocam images of the milky way.*, November 1996, A&A, **315**, L165–L168.
- Peters, III, W. L. *Models for the inner regions of the galaxy. i*, February 1975, ApJ, **195**, 617–629.
- Picaud, S. & Robin, A. C. *3d outer bulge structure from near infrared star counts*, December 2004, A&A, **428**, 891–903.
- Picaud, S., Cabrera-Lavers, A., & Garzón, F. *Stellar density distribution in the nir on the galactic plane at longitudes 15-27 deg. clues for the galactic bar ?*, September 2003, A&A, **408**, 141–151.
- Popowski, P., Cook, K. H., & Becker, A. C. *The large-scale extinction map of the galactic bulge from the macho project photometry*, December 2003, AJ, **126**, 2910–2921.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. Cambridge : University Press, [c1992, 2nd ed.
- Price, S. D. *Infrared astronomy on the midcourse space experiment*, November 1995, Space Science Reviews, **74**, 81–87.
- Puget, J. L. & Leger, A. *A new component of the interstellar matter - small grains and large aromatic molecules*, 1989, ARA&A, **27**, 161–198.
- Rathborne, J. M., Jackson, J. M., & Simon, R. *Infrared dark clouds : Precursors to star clusters*, April 2006, ApJ, **641**, 389–405.
- Reylé, C. & Robin, A. C. *Early galaxy evolution from deep wide field star counts. ii. first estimate of the thick disc mass function*, July 2001, A&A, **373**, 886–894.
- Reynolds, R. J. *The column density and scale height of free electrons in the galactic disk*, April 1989, ApJ, **339**, L29–L32.
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. *The interstellar extinction law from 1 to 13 microns*, January 1985, ApJ, **288**, 618–621.
- Robin, A. & Creze, M. *Stellar populations in the milky way - a synthetic model*, March 1986, A&A, **157**, 71–90.
- Robin, A. C., Reylé, C., & Crézé, M. *Early galaxy evolution from deep wide field star counts. i. the spheroid density law and mass function*, July 2000, A&A, **359**, 103–112.

- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. *A synthetic view on structure and evolution of the milky way*, October 2003, A&A, **409**, 523–540.
- Robin, A. C., Reylé, C., Picaud, S., & Schultheis, M. *The visibility of the galactic bulge in optical surveys. application to the gaia mission*, January 2005, A&A, **430**, 129–135.
- Rosolowsky, E. *The mass spectra of giant molecular clouds in the local group*, December 2005, PASP, **117**, 1403–1410.
- Rots, A. H. & Shane, W. W. *Distribution and kinematics of neutral hydrogen in the spiral galaxy m 81. i - observations*, December 1975, A&A, **45**, 25–42.
- Russeil, D. *Star-forming complexes and the spiral structure of our galaxy*, January 2003, A&A, **397**, 133–146.
- Sanders, D. B., Solomon, P. M., & Scoville, N. Z. *Giant molecular clouds in the galaxy. i - the axisymmetric distribution of h2*, January 1984, ApJ, **276**, 182–203.
- Savage, B. D. & Mathis, J. S. *Observed properties of interstellar dust*, 1979, ARA&A, **17**, 73–111.
- Scalo, J. M. *The stellar initial mass function*, May 1986, Fundamentals of Cosmic Physics, **11**, 1–278.
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. *Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds*, June 1998, ApJ, **500**, 525–+.
- Schultheis, M., Ganesh, S., Simon, G., et al. *Interstellar extinction towards the inner galactic bulge*, September 1999, A&A, **349**, L69–L72.
- Sellgren, K. *The near-infrared continuum emission of visual reflection nebulae*, February 1984, ApJ, **277**, 623–633.
- Simon, R., Jackson, J. M., Clemens, D. P., Bania, T. M., & Heyer, M. H. *The structure of four molecular cloud complexes in the bu-fcrao milky way galactic ring survey*, April 2001, ApJ, **551**, 747–763.
- Simon, R., Shah, R. Y., Rathborne, J., et al. *Msx infrared dark clouds in the bu-fcrao galactic ring survey : A galactic ring population*, Dans Clemens, D., Shah, R., & Brainerd, T., éditeurs, *ASP Conf. Ser. 317 : Milky Way Surveys : The Structure and Evolution of our Galaxy*, pages 159–+, June 2004.
- Simon, R., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., & Chambers, E. T. *A catalog of midcourse space experiment infrared dark cloud candidates*, March 2006a, ApJ, **639**, 227–236.
- Simon, R., Rathborne, J. M., Shah, R. Y., Jackson, J. M., & Chambers, E. T. 2006b, ApJ, soumis.
- Snow, T. P. & Witt, A. N. *Interstellar depletions updated : Where all the atoms went*, September 1996, ApJ, **468**, L65+.

Bibliographie

- Sodroski, T. J., Odegard, N., Arendt, R. G., et al. *A three-dimensional decomposition of the infrared emission from dust in the milky way*, May 1997, ApJ, **480**, 173–+.
- Sofia, U. J. & Meyer, D. M. *Interstellar abundance standards revisited*, June 2001, ApJ, **554**, L221–L224.
- Sofia, U. J., Cardelli, J. A., & Savage, B. D. *The abundant elements in interstellar dust*, August 1994, ApJ, **430**, 650–666.
- Stanek, K. Z., Udalski, A., Szymanski, M., et al. *Modeling the galactic bar using red clump giants*, March 1997, ApJ, **477**, 163–+.
- Stanek, K. Z. *Extinction map of baade's window*, March 1996, ApJ, **460**, L37+.
- Stepnik, B., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. *Evolution of dust properties in an interstellar filament*, February 2003, A&A, **398**, 551–563.
- Straizys, V., Černis, K., & Bartašiūtė, S. *Interstellar extinction in the direction of the aquila rift*, July 2003, A&A, **405**, 585–590.
- Stromgren, B. *An investigation of the relations between age, chemical composition and parameters of velocity distribution based on uvby-beta photometry of f stars within 100 parsec*, Dans Gilmore, G. & Carswell, B., editeurs, *NATO ASIC Proc. 207 : The Galaxy*, pages 229–246, 1987.
- Sumi, T. *Extinction map of the galactic centre : Ogle-ii galactic bulge fields*, March 2004, MNRAS, **349**, 193–204.
- Tan, J. C. *Massive star and star cluster formation*, October 2006, ArXiv Astrophysics e-prints.
- Taylor, A. R., Gibson, S. J., Peracaula, M., et al. *The canadian galactic plane survey*, June 2003, AJ, **125**, 3145–3164.
- Trumpler, R. J. *Absorption of light in the galactic system*, August 1930, PASP, **42**, 214–+.
- Twarog, B. A. *The chemical evolution of the solar neighborhood. i - a bias-free reduction technique and data sample*, September 1980, ApJS, **44**, 1–29.
- Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., & Mateo, M. *The optical gravitational lensing experiment - color-magnitude diagrams of the galactic bulge*, 1993, Acta Astronomica, **43**, 69–90.
- Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M., et al. *The optical gravitational lensing experiment. bvi maps of dense stellar regions. iii. the galactic bulge*, September 2002, Acta Astronomica, **52**, 217–240.
- Udalski, A. *The optical gravitational lensing experiment : Red clump stars as a distance indicator*, March 2000, ApJ, **531**, L25–L28.
- Valée, J. P. *The milky way's spiral arms traced by magnetic fields, dust, gas, and stars*, November 1995, ApJ, **454**, 119–+.

- Vallée, J. P. *Metastudy of the spiral structure of our home galaxy*, February 2002, ApJ, **566**, 261–266.
- Vallée, J. P. *Pulsar-based galactic magnetic map : A large-scale clockwise magnetic field with an anticlockwise annulus*, January 2005a, ApJ, **619**, 297–305.
- Vallée, J. P. *The spiral arms and interarm separation of the milky way : An updated statistical study*, August 2005b, AJ, **130**, 569–575.
- van de Hulst, H. C. *Optics of spherical particles*, 1946, Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht, **11**, 1–+.
- van de Hulst, H. C. 1957, *Light Scattering by Small Particles*. Light Scattering by Small Particles, New York : John Wiley Sons, 1957.
- Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., et al. *The aromatic infrared bands as seen by iso-sws : Probing the pah model*, June 2001, A&A, **372**, 981–997.
- Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H. J., & Schwartz, D. E. *A model of the 8-25 micron point source infrared sky*, November 1992, ApJS, **83**, 111–146.
- Watson, C., Araya, E., Sewilo, M., et al. *Resolution of distance ambiguities of inner galaxy massive star formation regions. i.*, April 2003, ApJ, **587**, 714–726.
- Weingartner, J. C. & Draine, B. T. *Dust grain-size distributions and extinction in the milky way, large magellanic cloud, and small magellanic cloud*, February 2001, ApJ, **548**, 296–309.
- Wheelock, S., Gautier III, T. N., Chillemi, J., et al. Issa explanatory supplement. Technical report, IPAC, 1993.
- Willner, S. P., Ashby, M. L. N., Barmby, P., et al. *Infrared array camera (irac) observations of m81*, September 2004, ApJS, **154**, 222–228.
- Witt, A. N. *Overview of grain models*, Dans Minh, Y. C. & van Dishoeck, E. F., editeurs, *Astrochemistry : From Molecular Clouds to Planetary*, pages 317–+, 2000.
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. *Neutral atomic phases of the interstellar medium in the galaxy*, April 2003, ApJ, **587**, 278–311.
- Wyse, R. F. G., Gilmore, G., Norris, J. E., et al. *Further evidence of a merger origin for the thick disk : Galactic stars along lines of sight to dwarf spheroidal galaxies*, March 2006, ApJ, **639**, L13–L16.
- Yang, J., Jiang, Z., Wang, M., Ju, B., & Wang, H. *A large-scale molecular line survey for cold iras sources in the galaxy. i. the co (j = 1-0) data*, July 2002, ApJS, **141**, 157–185.
- Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. *Interstellar dust models consistent with extinction, emission, and abundance constraints*, June 2004, ApJS, **152**, 211–249.