



HAL
open science

Etude des structures du disque mince Galactique

Chloé Fourtune-Ravard

► **To cite this version:**

Chloé Fourtune-Ravard. Etude des structures du disque mince Galactique. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2014. Français. NNT: . tel-02095160

HAL Id: tel-02095160

<https://hal.science/tel-02095160>

Submitted on 10 Apr 2019

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.

OBSERVATOIRE DE PARIS
ECOLE DOCTORALE 127
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Astronomie et Astrophysique

de l'Observatoire de Paris

Présentée et soutenue par

Chloé FOURTUNE-RAVARD



Étude des structures du disque mince Galactique

Thèse dirigée par :
Carine BABUSIAUX et Ana GÓMEZ
et préparée au GEPI, Observatoire de Paris
soutenue le 25 septembre 2014

Jury :

Président : Annie ROBIN
Rapporteurs : Mathias SCHULTHEIS
Jorge TORRA ROCA
Directrice : Carine BABUSIAUX
Co-directrice : Ana GÓMEZ

Table des matières

Table des matières	iv
Résumé	v
Abstract	vi
1 Contexte	1
1.1 La Voie lactée	4
1.1.1 Structure et composition	4
1.2 Enjeux de la connaissance de la Voie lactée	9
1.3 Différents traceurs de distance	10
1.3.1 Étoiles du <i>Red Clump</i> comme indicateurs de distance	10
1.3.2 Nécessité d'une cartographie de l'extinction interstellaire	10
1.4 Objectifs de la thèse	13
2 Données	15
2.1 <i>Two Micron All Sky Survey</i> (2MASS)	17
2.2 <i>UKIRT Infrared Deep Sky Survey</i> (UKIDSS)	18
2.3 Complétude des catalogues	20
3 Simulation d'un CMD	24
3.1 Simulation de référence	26
3.1.1 Simulation d'une étoile selon ses propriétés intrinsèques	26
3.1.2 Simulation d'une population observée	27
3.2 Variation des ingrédients	32
4 Cartographie DTRC	34
4.1 Description de la méthode (DTRC)	36
4.2 Études des différents paramètres de la méthode	41
4.2.1 Choix des axes	41
4.2.2 Choix de l'ajustement de l'isochrone	42
4.2.3 Largeur maximale du découpage	45
4.2.4 Écart maximal entre les points détectés en J_{H-K} et K_{J-K}	46
4.3 Modélisation : régression et projection dans le plan (X;Y)	46
4.3.1 Cartographie de l'extinction cumulative	46
4.3.2 Cartographie de l'extinction non-cumulative (3D)	47
4.4 Validité et robustesse de la méthode	48
4.5 Résultats et comparaison à la littérature	50

4.5.1	Modèles d’extinction basés sur le modèle de Besançon	53
4.5.2	Méta-analyses	58
4.5.3	Étoiles massives	63
4.5.4	Masers	63
5	Recherche d’une méthode probabiliste	68
5.1	Formalisation du problème	70
5.2	Méthode Calcul Bayésien Approché (ABC)	72
5.3	Algorithme de Gibbs	72
5.3.1	Description de l’algorithme	72
5.3.2	Mise en œuvre	73
5.3.3	Inconvénients de la méthode	74
5.4	<i>Bayesian Approach for the Deconvolution of the D-Av SolutionS</i> (BADDASS)	75
5.4.1	Description théorique	75
5.4.2	Mise en œuvre	76
5.4.3	Optimisations	82
5.5	Étude de la variation des valeurs initiales des <i>a priori</i> de la déconvolution	83
5.5.1	Distribution en distance $P_0(D)$	83
5.5.2	Relation distance-extinction $P_0(A_0 D)$	83
5.6	Étude de la variation des <i>a priori</i> sur la population étudiée	86
5.6.1	Prise en compte du disque épais	87
5.6.2	Ajout d’une relation âge-métallicité	87
5.6.3	Une IMF selon une fonction puissance	88
5.6.4	Prise en compte d’un taux de formation stellaire non constant	88
5.7	Résultats	89
5.7.1	Étude du champ $l = 36.88^\circ$	89
5.7.2	Étude du champ $l = 48.96^\circ$	92
	Conclusion et perspectives	99
	Table des figures	105
	Liste des tableaux	106
	Bibliographie	107

Résumé

Depuis plus de quarante ans, nous savons que notre Galaxie est de type spirale barrée. Cependant, sa structure reste très mal connue à ce jour. En particulier, le nombre et la forme de ses bras atout comme la longueur et l'orientation de la barre sont encore l'objet de vifs débats.

La difficulté majeure de l'étude de notre Galaxie vient du fait que nous sommes en son sein et qu'il nous est (actuellement) impossible d'en avoir une vue extérieure. Une des techniques à notre disposition pour étudier notre Galaxie est la photométrie, c'est-à-dire la mesure de la lumière émise par les astres. Mais cette lumière est altérée par le milieu interstellaire traversé entre le point d'émission et le point d'observation. On appelle cet effet l'extinction interstellaire. Il varie en fonction des propriétés du milieu traversé, c'est pourquoi il est essentiel de disposer de cartographies détaillées de l'extinction interstellaire.

Peu de cartographies 3D (position / valeur non-cumulative) existent à ce jour et elles reposent pour la plupart sur un modèle de population stellaire Galactique. Le but de ma thèse a été d'établir de nouvelles techniques de cartographie 3D de l'extinction, indépendantes de toute modélisation de la Galaxie.

Pour cela, j'ai développé dans un premier temps un algorithme permettant de retrouver l'extinction interstellaire dans une direction d'observation en exploitant les propriétés des étoiles du Red Clump. Il est uniquement basé sur des observations en proche-infrarouge provenant des relevés 2MASS et UKIDSS. En présence d'extinction, ces étoiles forment une traînée dans les diagramme couleur-magnitude. En arrivant à détecter la position de cette traînée, on peut ainsi réussir à déduire la relation distance-extinction dans le champ étudié. En appliquant massivement ce procédé, il nous a été possible d'établir une carte 3D de l'extinction interstellaire dans le premier quadrant.

Dans un deuxième temps, j'ai utilisé des procédés d'inférence bayésienne pour mettre en place une méthode permettant d'établir une cartographie de l'extinction interstellaire qui sera par la suite adaptable pour obtenir une cartographie 3D de la densité d'étoiles.

L'interprétation et la comparaison à la bibliographie actuelle des résultats de ces méthodes permettent d'étoffer nos connaissances sur la structure Galactique.

Abstract

Our Galaxy has been known to be a barred spiral for more than forty years. Nevertheless, its detailed structure is still unknown. In particular, there is ongoing debate on the number and shape of its spiral arms and bar orientation.

The main difficulty in studying our Galaxy comes from our position within it and it is impossible to see it from outside. One of the main tools that has been developed to study our Galaxy is photometry which is the study of stellar light. However, this light is affected by the instellar medium through which it passes between the emission point and the observation point. This effect is called interstellar extinction, and how it affects the light depends on the properties of the environment through which it passes. That is why it is important to have detailed maps of interstellar extinction.

Few 3D (position - non cumulative values) extinction maps exist today, and most of them rely on Galactic stellar population models. The goal of my PhD research was to establish new techniques to map the extinction in 3D, independantly of any model.

Initialy, I developed an algorithm to find the interstellar extinction in a line of sight, by taking advantage of the properties of Red Clump Stars. I used stars taken from near-infrared observations from the 2MASS and UKIDSS surveys. In the presence of extinction, Red Clump stars form a tail in colour-magnitude diagrams. If one can detect the position of the tail, one can deduce the distance-extinction relation for this field. By generalising this process to all our data, we build up a 3D map of the insterstellar extinction in the first quadrant.

Because of the limitation of the above method, I subsequently used Bayesian statistical inference to develop a method to determine interstellar extinction. The principal benefit of this method is that it is versatile enough that one can also recover the stellar density.

Comparison of the results of these methods with state of the art observations will allow us to increase our understanding of Galactic structure.

1 Contexte

Sommaire

1.1	La Voie lactée	4
1.1.1	Structure et composition	4
1.2	Enjeux de la connaissance de la Voie lactée	9
1.3	Différents traceurs de distance	10
1.3.1	Étoiles du <i>Red Clump</i> comme indicateurs de distance	10
1.3.2	Nécessité d'une cartographie de l'extinction interstellaire	10
1.4	Objectifs de la thèse	13

Les premières tentatives d'interprétation de la structure de ce que l'on appelle maintenant la « Voie lactée » remontent à des millénaires, à travers de nombreux récits mythologiques.

Une des premières études scientifiques dont on ait gardé une trace est celle d'Aristote (*Ἀριστοτέλης*; 384 - 322 av. J.-C.) dans son traité *Du ciel* (*Περὶ οὐρανοῦ*). Il y décrit la Voie lactée comme composée d'étoiles distinctes dans la partie supérieure de l'atmosphère (le monde sublunaire).

Pendant l'âge d'or islamique (VIIIe - XIIIe siècles), une avancée majeure sur la connaissance de notre Galaxie a été faite par le scientifique perse Khawaja Muhammad ibn Muhammad ibn Hasan Tūsī (plus connu sous le nom de Nasīr al-Dīn Tūsī ou simplement Tusi; 1201 - 1274) qui écrivit dans son *Mémoire sur l'Astronomie* (*al-Tadhkira fi cilm al-hay'a*) : « La Voie lactée, c'est-à-dire la Galaxie, est constituée d'un très grand nombre de petites étoiles très fortement agglomérées, qui, de par leur concentration et leur petitesse, semblent être des tâches diffuses. A cause de cela, sa couleur est semblable à celle du lait. »

Cette vision sera confirmée quatre siècles plus tard, en 1610, par Galilée (Galileo Galilei; 1564 - 1642), qui observa le ciel à travers sa lunette astronomique. Il publiera ses observations dans *Le messager des étoiles* (*Sidereus Nienclus*). Il y reporte que la Voie lactée est constituée de très nombreuses étoiles dont l'apparence dans la lunette varie peu par rapport à celle observée à l'œil nu, au contraire des planètes qui y apparaissent telles des disques.

William Herschel (né Friedrich Wilhelm Herschel; 1738 - 1822) et sa sœur Caroline (1750 - 1848) étudient la distribution des étoiles dans la Galaxie et proposent une des premières cartes de notre Galaxie à travers leur coupe de la Voie lactée (figure 1.1).

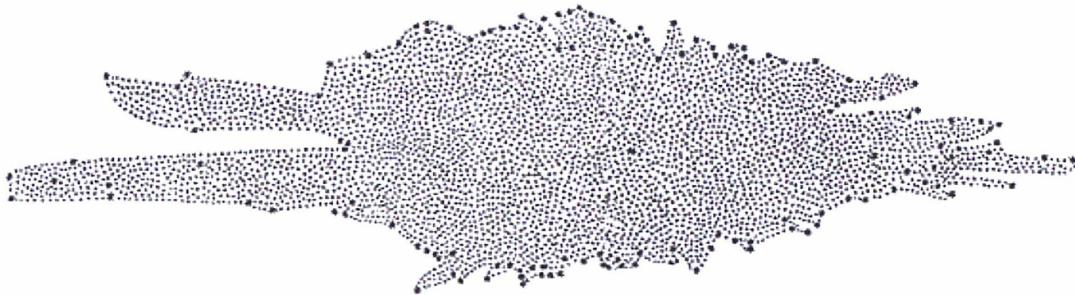


FIGURE 1.1 – Coupe transversale de la Voie lactée établie par Herschel (1785, figure 4).

Ce fut Friedrich Bessel (1784 - 1846) qui ouvrit la voie de la mesure de la distance des étoiles en réussissant à déterminer la parallaxe de 61 Cygni (Bessel, 1838).

Avec l'avancée des techniques, il a été possible de caractériser les étoiles qui composent notre Galaxie et de mesurer leur distance, permettant d'obtenir des cartographies de la Voie lactée ainsi que des informations sur sa composition de plus en plus précises.

1.1 La Voie lactée

1.1.1 Structure et composition

Comme le montre la séquence de Hubble (figure 1.2), les morphologies des galaxies sont très diverses. La plus difficile à étudier est peut-être la nôtre. N'ayant qu'un point de vue interne, il est difficile de connaître sa distribution de matière et ses caractéristiques.

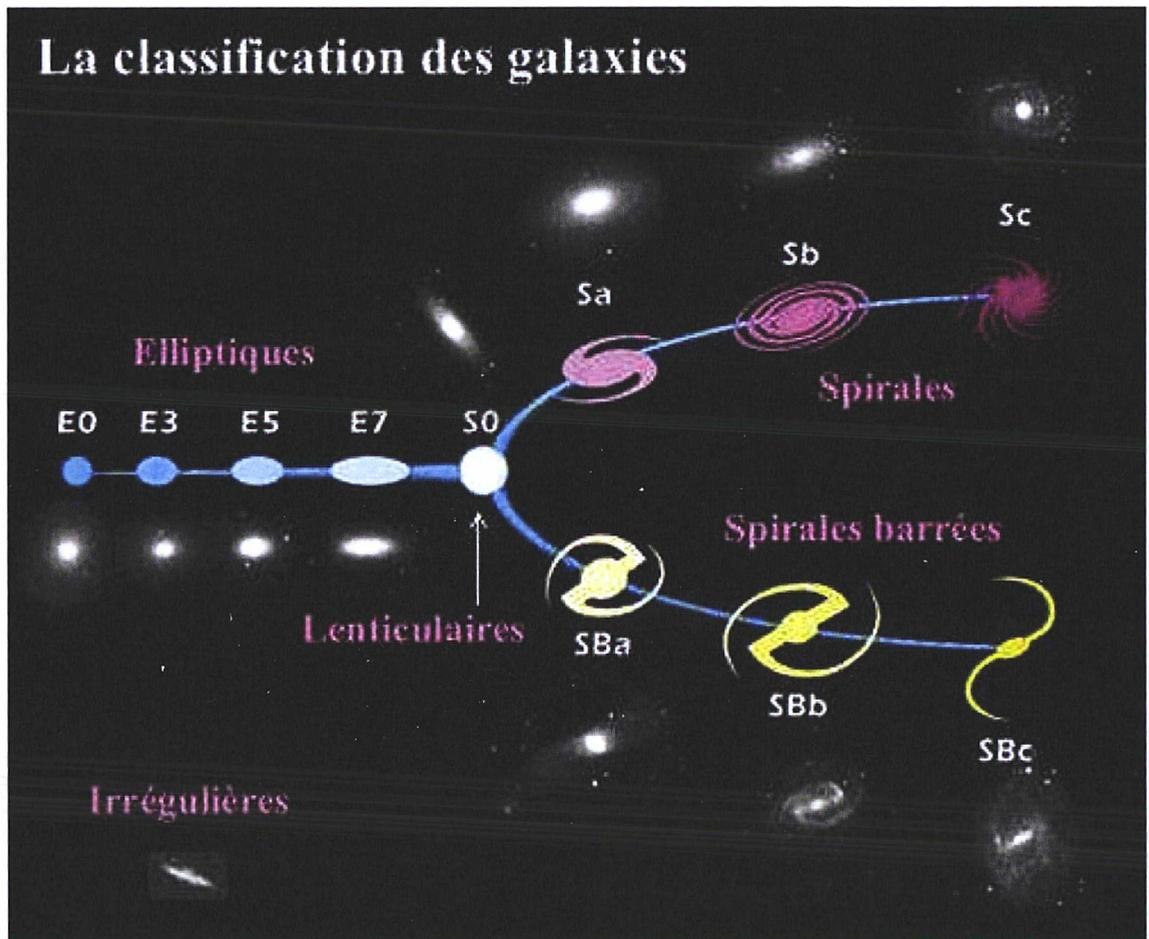


FIGURE 1.2 – Séquence de Hubble illustrant la classification des galaxies. De gauche à droite : galaxies elliptiques (de type E0 à E7) ; à l'intersection des branches, les galaxies lenticulaires ou S0 ; sur la branche supérieure, les galaxies spirales dites normales et sur la branche inférieure, les galaxies spirales barrées. La séquence de Hubble n'est pas une séquence dans le temps (contrairement à ce qu'on a pu penser autrefois), les galaxies spirales n'étant ainsi pas l'évolution des galaxies elliptiques.

Il est actuellement admis que la Voie lactée est une galaxie de type spirale barrée. Elle est composée d'un bulbe central, d'un disque d'environ 25 kiloparsecs (kpc) de diamètre ainsi que d'un halo d'environ 100 kpc de diamètre (Brown et al., 2010), comme illustré sur la figure 1.3.

Le disque Galactique contient des amas ouverts, des régions HII (pouponnières d'étoiles) ainsi que du gaz et des poussières. En absorbant la lumière qui provient des étoiles, ces

derniers l'atténuent et la rougissent car l'effet est plus intense dans le bleu que dans le rouge.

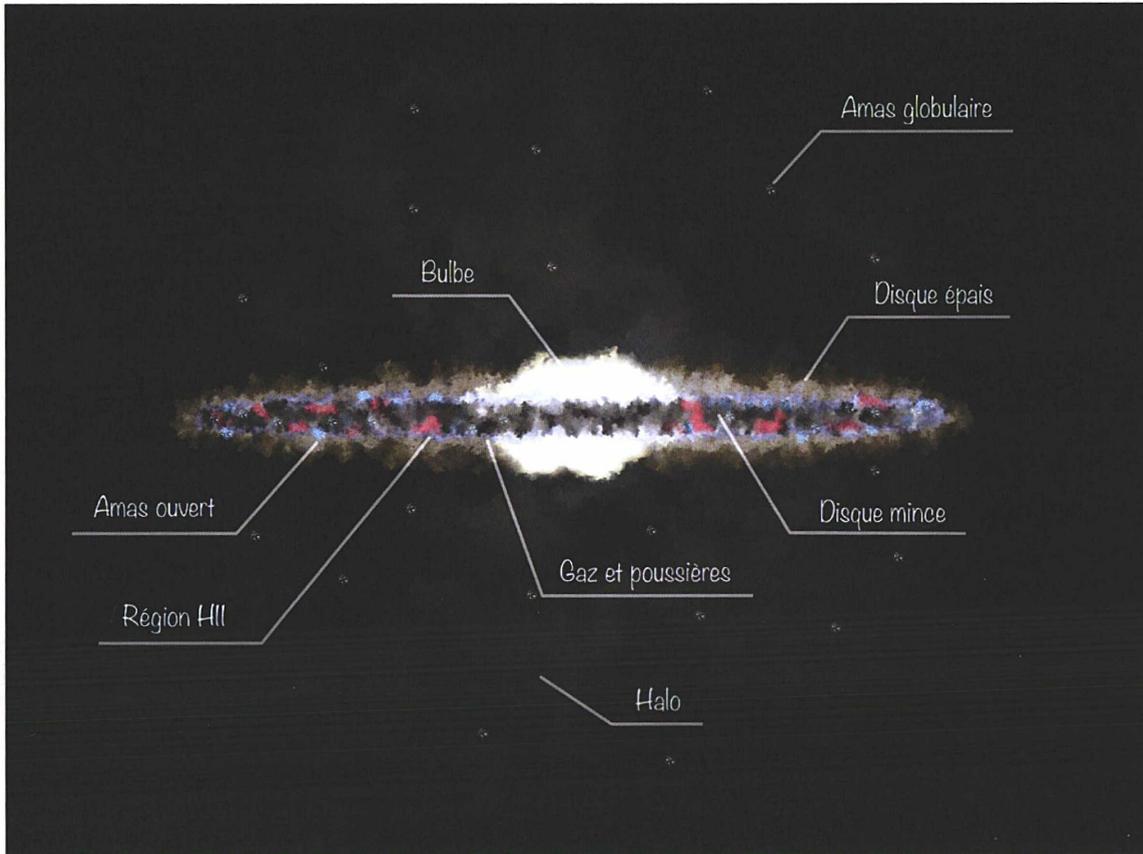


FIGURE 1.3 – Vue de profil de la Voie lactée (vue d'artiste). Le bulbe est situé au centre du disque dans lequel est contenu le Soleil. Le halo, qui est le composant le plus diffus, délimite l'étendue de notre Galaxie. Crédits : Yannick Boissel.

Halo

Le halo est constitué des étoiles les plus anciennes de notre Galaxie, avec un âge moyen autour de 13 milliards d'années (Ga). C'est le composant le moins dense de notre Galaxie.

Le halo serait subdivisé en deux populations caractérisées par leur métallicité moyenne (Searle et Zinn, 1978; Carollo et al., 2007; Nissen et Schuster, 2010; de Jong et al., 2010). Selon Carollo et al. (2007), le halo interne dominerait pour des distances Galactocentriques jusqu'à 10-15 kpc. Ils décrivent les étoiles qui le composent comme ayant des orbites très excentrées, avec une distribution spatiale plutôt plate et une métallicité moyenne de $\langle [Fe/H] \rangle \sim -1.6$ dex. Les étoiles du halo externe (à une distance Galactocentrique au-delà de 15 kpc) ont des excentricités plus faibles, une distribution spatiale plus sphérique, une rotation rétrograde et la métallicité moyenne du halo externe est estimée à $\langle [Fe/H] \rangle \sim -2.2$ dex (Carollo et al., 2007, 2010).

Disque

Gilmore et Reid (1983) ont été les premiers à proposer de décrire le disque Galactique

à l'aide de deux populations dont les densités stellaires peuvent être modélisées par des exponentielles (Gilmore et Reid, 1983, figure 6).

La première, dont l'échelle de hauteur¹ est d'environ 300 pc, est associée au disque mince. Ses étoiles ont généralement moins de 10 Ga et une métallicité moyenne d'environ 0 dex (Karataş et Klement, 2012). Robin et al. (2003) ont estimé qu'approximativement 93% des étoiles du disque appartiennent au disque mince.

La seconde est associée au disque épais dont l'échelle de hauteur est d'environ 1.35 kpc. Ses étoiles sont plus âgées que celles du disque mince, avec une métallicité plus faible ($< [\text{Fe}/\text{H}] > \sim -0.6$ dex ; Lee et al., 2011). Ces étoiles tournent plus lentement que celles du disque mince (elles ont un retard à la rotation d'environ 50 km.s⁻¹ ; Chiba et Beers, 2000) et ont une dispersion des vitesses radiales plus élevée dans toutes les directions (Soubiran et al., 2003).

Les échelles de longueur des deux composantes du disque sont très similaires : entre 2 et 4 kpc pour le disque mince et entre 2 et 4.5 kpc pour le disque épais. Cependant, des travaux récents (Bensby et al., 2011; Bovy et al., 2012a; Haywood et al., 2013) suggèrent une échelle de longueur du disque épais courte, de l'ordre de 2 kpc.

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer l'appartenance d'une étoile à l'un ou l'autre des disques. Cela reste malgré tout une étude difficile et les propriétés déduites par la suite pour les deux disques peuvent varier selon la méthode de séparation des populations utilisée. Un des critères le plus courant consiste à déterminer la cinématique de l'étoile observée (Bensby et al., 2003, 2005). La détermination du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$, tout comme celle de l'excentricité sont également utilisés.

Dernièrement, la séparation en deux populations a été remise en cause, certains auteurs ayant trouvé des étoiles non-compatibles avec le modèle de deux sous-populations. L'existence même du disque épais a été particulièrement attaquée par Bovy et al. (2012c,b,a). Dans ces articles, ils expliquent leurs observations par une structure spatiale unique et la décrivent par une exponentielle à la fois dans la direction verticale et radiale. Ils proposent de considérer une multitude de populations à mono-abondance en lieu et place de la séparation binaire classique.

Le disque de notre Galaxie n'est plan que dans ses régions internes. A ses bords, il se gauchit et prend ainsi une forme de S quand on l'observe par la tranche (Freudenreich et al., 1994). Ce gauchissement est visible autant dans le gaz neutre HI que dans le disque stellaire.

Structure spirale

La structure spirale de la Galaxie a été proposée pour la première fois par de Vaucouleurs (1964) pour expliquer la distribution des vitesses dans des observations de la raie à 21 cm de l'hydrogène en direction du centre Galactique (CG) qui coïncide avec celle que l'on obtiendrait à partir d'une structure Galactique de type spirale barrée. Depuis cette structure spirale est communément admise mais les détails en restent encore flous.

Cette même année, la théorie des ondes de densité a été appliquée aux galaxies spirales par Lin et Shu (1964). Selon cette théorie, les bras spiraux seraient des régions où la matière est temporairement plus concentrée et qui se propagent dans la Galaxie, tout comme une onde sonore se déplace dans l'air.

1. L'échelle de hauteur, habituellement notée H , est la distance nécessaire pour que la densité ait diminuée d'un facteur e , c'est-à-dire $\rho \propto \exp(-z/H)$, avec z la hauteur.

La difficulté majeure de l'étude de notre Galaxie vient justement du fait que nous en faisons partie et qu'il nous est (pour le moment du moins) impossible d'en avoir une vue extérieure. Plusieurs méthodes existent pour établir une cartographie de la Voie lactée et en particulier pour réussir à positionner les bras spiraux. Les principales utilisent le comptage d'étoiles (Cabrera-Lavers et al., 2007, 2008; Churchwell et al., 2009), les observations de nuages moléculaires, de l'hydrogène neutre ou encore des régions HII (Hou et al., 2009). Une interrogation demeure toujours autour du nombre de bras que comporte notre Galaxie, leurs formes et leur répartition spatiale. Une majorité de travaux tendent à montrer qu'elle en possède quatre que l'on peut décrire par une fonction logarithmique comme le montre les études successives de Vallée (1995, 2002, 2008, 2013). Dans ces articles, Vallée a fait la synthèse des études sur la structure de notre Galaxie, ce qui lui a permis d'établir une cartographie des bras spiraux prenant en compte les différents traceurs utilisés jusqu'à présent (figure 1.4).

Cependant, certaines études privilégient des structures à deux bras (Francis et Anderson, 2012; Pohl et al., 2008; Jackson et al., 2008; Dame et Thaddeus, 2011; Mel'Nik et Rautiainen, 2011) ou encore à plus de bras, comme par exemple Hou et al. (2009), qui proposent plusieurs structures spirales pour expliquer leurs observations, dont une structure décrite par un polynôme de logarithmes.

Malgré ce relatif accord sur une structure à quatre bras logarithmiques qui se dégage de la littérature récente, d'énormes désaccords subsistent entre les différentes études sur la valeur du degré de rotation des bras et sur la distance séparant les bras, que l'on évalue par la distance entre les bras de Persée et celui du Sagittaire au voisinage du Soleil (Vallée, 2013).

De plus, on associe classiquement la majorité des nuages moléculaires de CO à une structure appelée « anneau moléculaire » situé à environ 4.5 kpc du centre Galactique (Stecker et al., 1975; Cohen et Thaddeus, 1977; Roman-Duval et al., 2010). Dobbs et Burkert (2012) ainsi que Khoperskov et al. (2013) remettent en doute l'existence de cet anneau et montrent que les observations de CO lui correspondant peuvent s'expliquer par la structure spirale de notre Galaxie combinée à la présence de sa barre centrale.

Bulbe

Le bulbe de notre Galaxie a une structure de « boîte » (*boxy shape* en anglais) et comporte une barre dont la forme tri-dimensionnelle en X a été démontrée par de nombreuses études (McWilliam et Zoccali, 2010; Zoccali, 2010; Nataf et al., 2010; Saito et al., 2011). Comme exposé précédemment, notre Galaxie a une forme de spirale barrée. Sa barre est située dans le plan du disque mince Galactique et incluse dans le bulbe tri-dimensionnel. Le bulbe s'étend jusqu'à un rayon de 2 à 3 kpc avec un axe incliné de $\alpha \sim 20 - 30^\circ$ par rapport à la direction Soleil-CG (Wegg et Gerhard, 2013; Cao et al., 2013).

Jusque dans les années 2000, il été communément admis que le bulbe et la barre ont leur axe incliné d'un angle $\alpha \sim 15 - 30^\circ$ (Gerhard, 2002). Le centre de notre Galaxie est une région riche en gaz moléculaire et en pouponnières d'étoiles. Cette zone très confinée est appelée la « zone moléculaire centrale » (Morris et Serabyn, 1996). Alard (2001) en a établi une carte basée sur le comptage d'étoiles qui présente un excès dans les quatre degrés internes, mettant à jour la présence d'une deuxième barre, plus petite que la première, appelée barre nucléaire. La présence d'une barre interne, plus petite que la barre

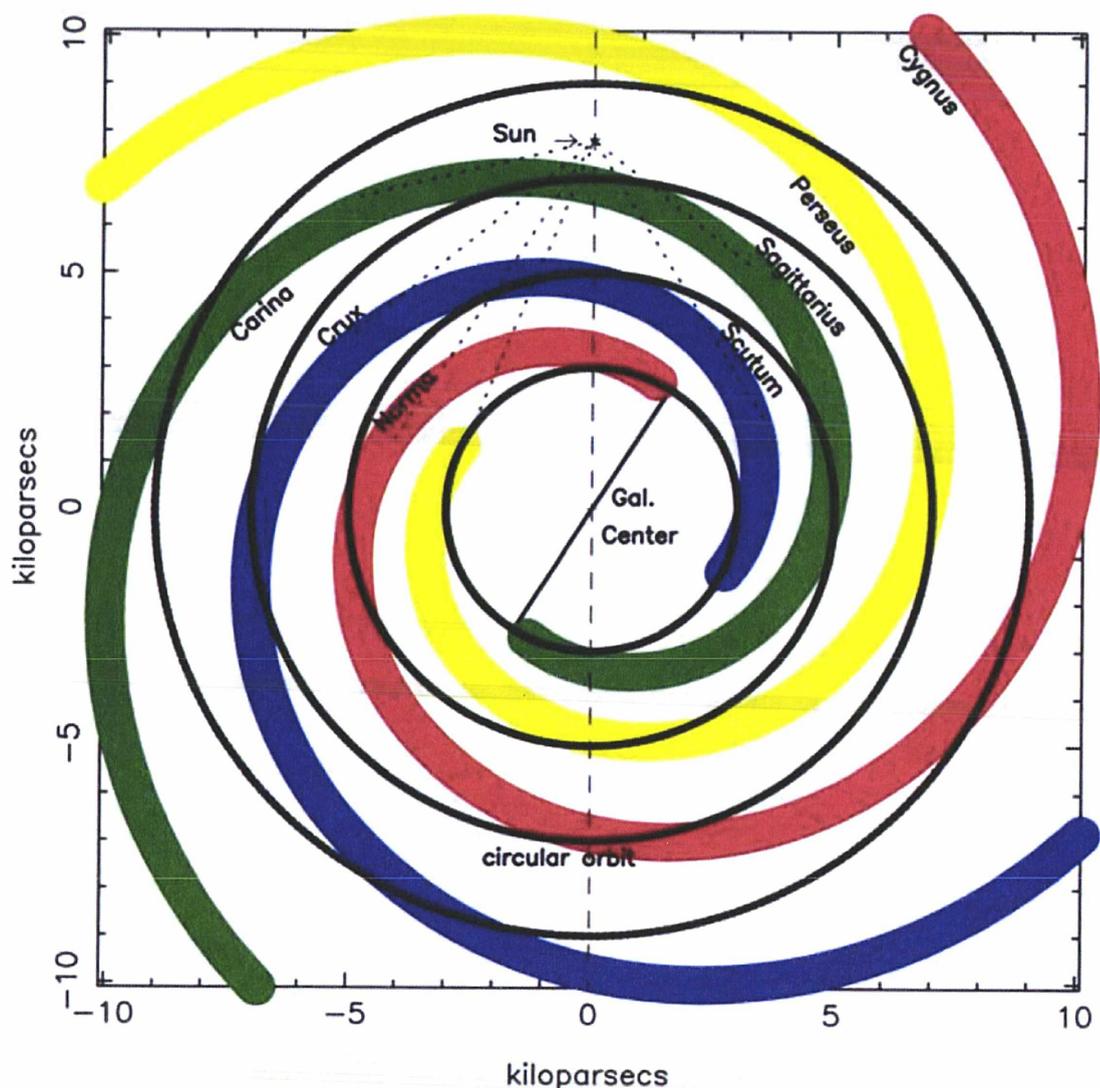


FIGURE 1.4 – Figure 2 de Vallée (2013). Cartographie idéalisée des bras Galactiques selon la méta-analyse de Vallée (2013) (lignes colorées). Les lignes en pointillés sont les tangentes aux bras, les orbites circulaires autour du CG sont représentées par les traits noirs continus. Le Soleil est placé en (0, 7.8).

principale, semble être assez courante chez les galaxies spirales. Mais la longueur et le nombre de barre(s) est actuellement un sujet controversé. En 2000, Hammersley et al. ont observé une seconde barre qui serait plus longue que la première et inclinée de $\alpha \sim 43^\circ$. Elle s'étendrait de la longitude $l \simeq 27^\circ$ à $l \simeq 10^\circ$. De ce fait, les deux barres coexisteraient dans certaines régions. Cette analyse, tout comme celles la confirmant (Benjamin et al., 2005; Cabrera-Lavers et al., 2007, 2008; Churchwell et al., 2009), sont basées sur des méthodes de comptage d'étoiles.

Ces résultats sont remis en question par notre compréhension actuelle de la dynamique des barres galactiques, comme l'expliquent Martinez-Valpuesta et Gerhard (2011). En effet, selon celle-ci, deux barres doivent s'aligner l'une sur l'autre après seulement quelques rotations autour du CG. De plus, Martinez-Valpuesta et Gerhard (2011) remettent égale-

ment en question la méthode d'interprétation des données. Ayant produit une simulation de notre Galaxie dans un précédent article (Martinez-Valpuesta et al., 2006), ils lui appliquent ici la méthode de comptage d'étoiles développée dans les articles précédemment cités. Cette simulation ne comporte qu'une seule barre et un bulbe en forme de boî mais deux barres sont détectées, la seconde étant plus fine et plus longue que la première, ce qui correspond aux résultats précédemment évoqués. Ils démontrent ainsi que l'observation de la seconde barre est un artefact de la méthode utilisée par Benjamin et al. (2005); Cabrera-Lavers et al. (2007, 2008); Churchwell et al. (2009).

D'après Zoccali (2010), l'âge des étoiles composant le bulbe serait compris entre 10 et 12 Ga. Leur distribution en métallicité qui s'étend de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.5$ à $\sim +0.5$ dex avec un pic à 0 dex est asymétrique. Babusiaux et al. (2010) et Hill et al. (2011) ont montré la présence de deux sous-populations le long de l'axe mineur du bulbe. Ces deux sous-populations se différencient à la fois par leur cinématique et par leur métallicité, l'une des sous-populations étant riche en métaux et l'autre plus pauvre, tout en étant enrichie en éléments α .

Deux scénarios de formation du bulbe sont classiquement proposés. Comme le suggère Babusiaux et al. (2010), ils ne sont pas mutuellement exclusifs. La sous-population riche en métaux serait le résultat de l'évolution séculaire du disque, entraînant la formation d'une barre et d'un bulbe en forme de boîte. La seconde serait issue d'une structure plus primordiale, comme par exemple un effondrement gravitationnel du gaz sur lui-même ou une fusion majeure de galaxies.

1.2 Enjeux de la connaissance de la Voie lactée

Comme on a pu le deviner à travers les paragraphes précédents, l'étude de notre Galaxie est peu aisée. Nous ne pouvons en avoir une vue externe, ce qui complique l'étude de la Voie lactée dans sa globalité. Plusieurs scénarios de formation de la Voie lactée ont été proposés mais il est encore difficile à ce jour de les départager. La connaissance précise de la structure actuelle de notre Galaxie permet d'ajouter des contraintes sur ses possibilités de formation et d'évolution. A travers l'étude de sa structure actuelle, on peut ainsi mieux entrapercevoir son histoire.

Notre Galaxie, comme un bon nombre de ses congénères, est une galaxie spirale barrée. De part notre position interne à la Voie lactée, nous pouvons cependant obtenir plus d'informations sur ses composantes que sur celles de ses voisines. En éliminant des scénarios de formation et d'évolution de la Voie lactée grâce aux données *in situ* que l'on peut collecter, on les élimine de fait pour ses jumelles. L'étude et la connaissance en profondeur de la structure Galactique est ainsi essentielle pour notre compréhension de la formation des différents stades d'évolution des galaxies.

L'étude de la structure Galactique peut également aider la physique stellaire. La connaissance de la position de zones particulières (telles que les zones de formation stellaire) ou de la position des bras spiraux peut permettre d'estimer la distance des étoiles (et donc leur luminosité intrinsèque). Cela permet d'ajouter une contrainte lors de la détermination des paramètres stellaires et ainsi de mieux connaître le contenu de ces dernières.

1.3 Différents traceurs de distance

Il existe deux grandes classes de méthodes pour déterminer la distance d'un objet :

- les méthodes basées sur la mécanique céleste. Par exemple, la parallaxe annuelle Π , qui est l'angle sous lequel le demi-grand axe de l'orbite terrestre est visible depuis l'objet, est inversement proportionnelle à la distance de l'objet comme définit dans l'équation (1.1) .

$$D(pc) = \frac{1}{\Pi(")} \quad (1.1)$$

En observant l'objet à six mois d'intervalle, on peut déduire la parallaxe de la configuration des étoiles d'arrière-plan.

- les chandelles standards qui estiment la distance de l'objet à partir de la photométrie. On utilise pour cela l'équation (1.2), qui permet d'obtenir la distance de l'objet à travers sa magnitude observée m_λ en supposant sa magnitude absolue M_λ et son extinction A_λ connue.

$$5 \log_{10}(D) = m_\lambda - M_\lambda - A_\lambda + 5 \quad (1.2)$$

Les étoiles variables (RRLyrae, céphéides), les novæ et supernovæ, les amas globulaires, les étoiles de la branche horizontale du diagramme de Hertzsprung-Russell (diagramme HR) et en particulier les étoiles du *Red Clump* font partie de cette classe d'estimateurs de distance.

1.3.1 Étoiles du *Red Clump* comme indicateurs de distance

Les étoiles du *Red Clump* (RC) sont des étoiles de masses intermédiaires (0.5 à 2 M_\odot) de la branche horizontale des géantes, dans la phase de combustion de l'Hélium dans leur cœur. Elles ont pour la première fois été proposées comme des chandelles standard par Stanek et al. (1997). La particularité de ces étoiles est d'avoir une magnitude absolue M_K et une couleur intrinsèque $(J - K)_0$ bien établies avec une dispersion intrinsèque de $\Delta M_K = 0.03$ mag (Alves, 2000, valeur dérivée des données Hipparcos). La magnitude absolue de ces étoiles dépend cependant légèrement de leur métallicité comme on peut le voir sur la figure 4.6 du chapitre 4.

Sur les diagrammes de Hertzsprung-Russell (diagrammes HR) ces étoiles sont facilement identifiables car elles forment une sur-densité au niveau de la branche des géantes. Cette particularité est très visible sur le diagramme HR des données Hipparcos (figure 1.5).

Sur les diagrammes observationnels (diagrammes couleur-magnitude, CMD), cette sur-densité est moins visible à cause de l'extinction. En effet, les étoiles du RC sont à des distances différentes de nous, et donc subissent une extinction différente le long de la même ligne de visée. La surdensité bien localisée des diagramme HR se répartit donc en une « traînée » d'étoiles dans les CMD, comme cela est visible sur la figure 1.6.

Connaissant leur magnitude absolue, on peut ainsi réussir à obtenir leur distance grâce à l'équation (1.2), à condition de connaître l'extinction le long de la ligne de visée A_λ .

1.3.2 Nécessité d'une cartographie de l'extinction interstellaire

Comme il a été mentionné dans le paragraphe précédent (§1.3.1), il est impossible d'utiliser les étoiles du RC comme indicateur de distance sans une valeur précise de l'extinction

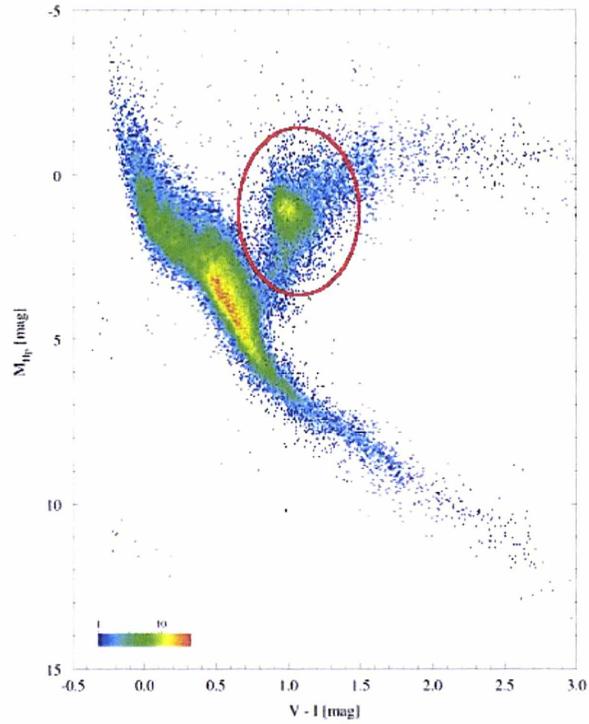


FIGURE 1.5 – Diagramme HR basé sur les données Hipparcos en utilisant 41 453 étoiles du catalogue Hipparcos. L'échelle en couleur indique le nombre d'étoiles dans une cellule de 0.01 mag en abscisse et 0.05 mag en ordonnée. Les étoiles du RC sont entourées en rouge. Crédits : ESA.

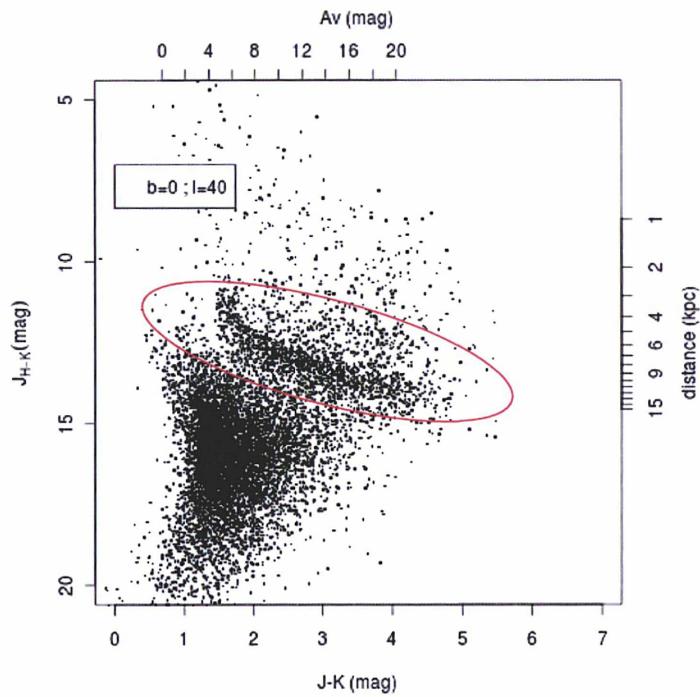


FIGURE 1.6 – CMD des données UKIDSS pour le champ $b = 0^\circ$; $l = 40^\circ$. Les étoiles du RC sont entourées en rouge.

interstellaire A_λ sur cette ligne de visée. De plus, l’extinction interstellaire étant liée à la présence de poussière dans le milieu interstellaire, la cartographie revient donc à établir la distribution de la poussière dans notre Galaxie. Il est donc nécessaire de construire des méthodes permettant de connaître précisément l’extinction différentielle en tout point.

Jusqu’à récemment, les seules cartes obtenues étaient en deux dimensions. L’extinction moyenne ou totale était calculée pour les lignes de visée ciblées mais aucune information sur sa répartition le long de ces lignes n’était disponible. Les premières cartes en trois dimensions qui ont été produites l’ont été à partir des données Hipparcos, en se limitant donc à l’échelle locale (Arenou et al., 1992). La première carte à grande échelle en trois dimensions (3D), c’est-à-dire (plan Galactique; extinction/kpc)=($X; Y; A_V/kpc$), a été produite par Drimmel et Spergel (2001); Drimmel et al. (2003). Ils ont construit un modèle de distribution de la poussière dans la Galaxie qui est constitué de bras spiraux, d’un segment du bras local d’Orion-Cygnus et d’un disque gauchi avec un gradient de température. L’extinction dans une direction donnée est calculée en intégrant le modèle de distribution de la poussière jusqu’à l’endroit souhaité. L’inconvénient majeur de cette méthode est qu’elle est de fait fortement dépendante de la température de la poussière. Lors des comparaisons aux résultats obtenus avec les méthodes décrites ci-dessous, il est flagrant qu’elle surestime fortement l’extinction (Chen et al., 2013, figure 18).

Marshall et al. (2006) ont développé une nouvelle méthode pour établir une cartographie de l’extinction interstellaire Galactique. Ils ont comparé le modèle de population Galactique développé à Besançon (Robin et al., 2003) et les données 2MASS (voir §2.1 pour une description du relevé) obtenues pour le disque Galactique dans la direction du centre Galactique ($|b| < 0.25^\circ; |l| < 90^\circ$). La différence de couleur entre les observations et la modélisation est attribuée à l’extinction interstellaire. On obtient ainsi une relation distance-extinction pour chaque ligne de visée étudiée. Chen et al. (2013) et Schultheis et al. (2014a) ont basé leur cartographie de l’extinction interstellaire sur la même méthode que Marshall et al. (2006). Ils ont pour leur part utilisé des données 2MASS, VVV et GLIMPSE-II ainsi qu’une version plus récente du modèle de Besançon (Robin et al., 2012) en incluant l’intégralité des informations données par les CMD (c’est-à-dire en incluant aussi les naines M) contrairement à Marshall et al. (2006). Leurs résultats sont cohérents avec ceux de Marshall et al. (2006) pour les champs à faible extinction mais assez différents pour ceux à plus haute extinction comme par exemple en direction du centre Galactique. Les auteurs attribuent cette différence à la limite de complétude assez basse des données 2MASS utilisées par Marshall et al. (2006).

L’infrarouge n’est pas le seul domaine de longueurs d’ondes qui permette l’étude de l’extinction interstellaire. Sale et al. (2009) ont mis au point un algorithme (appelé MEAD) pour cartographier l’extinction à partir des données optiques du relevé IPHAS. MEAD leur permet de déterminer simultanément la couleur ($r' - i'$) intrinsèque de l’objet étudié, sa distance et son extinction en comparant les observations à des étoiles synthétiques (leur figure 9). La très grande quantité d’objets contenus dans le catalogue IPHAS (~ 200 millions) permet une cartographie 3D précise jusqu’à 10 kpc de la moitié nord du plan Galactique.

Les algorithmes utilisant l’inférence bayésienne pour déduire les paramètres recherchés sont de plus en plus utilisés à mesure que les volumes de données à exploiter augmentent. C’est ce qu’ont choisi d’utiliser Sale (2012); Sale et al. (2014); Green et al. (2014); Hanson et Bailer-Jones (2014) pour établir une nouvelle cartographie 3D de l’extinction. Ils utilisent respectivement les données IPHAS, PanStarrs et SDSS/UKIDSS. Sale (2012) traite la

cartographie de l’extinction comme un problème hiérarchique : les étoiles d’un champ tracent la relation distance-extinction de la ligne de visée correspondante. On peut prendre en compte la nature hiérarchique du problème pour affiner les résultats : l’algorithme utilise l’information contenue par l’intégralité du champ (la relation distance-extinction) pour contraindre les paramètres propres des étoiles (c’est-à-dire leur distance et leur extinction) qui vont à leur tour aider à préciser cette même relation distance-extinction. Sale (2012) a ainsi construit un algorithme (H-MEAD) qui décrit la relation entre les observations dans un champ, les paramètres des étoiles observées et la relation distance-extinction qu’elles suivent. En remontant à la distribution *a posteriori*, il est possible d’estimer les paramètres de toutes les étoiles et la relation distance-extinction.

Ces études à grande échelle peuvent être complétées par des études plus localisée sur certaines lignes de visée en utilisant la spectroscopie (Babusiaux et al., 2014; Schultheis et al., 2014b; Puspitarini et al., 2014, liste non exhaustive,).

1.4 Objectifs de la thèse

Cette thèse a pour but d’approfondir notre connaissance de la structure Galactique, et en particulier celle du disque mince. Même si notre Galaxie a été identifiée depuis plus de quarante ans comme une galaxie de type spirale barrée, de nombreuses interrogations sur sa structure fine demeurent. Combien notre galaxie possède-t-elle de bras ? Combien de barre(s) existe-t-il à l’intérieur de son bulbe ? Comment les bras sont-ils reliés au bulbe ? Et entre eux ?

Pendant ma thèse, l’étude du disque mince Galactique s’est faite à travers celle de l’extinction interstellaire. Cette extinction est due au milieu interstellaire, lui-même composé de gaz et de poussières. J’ai choisi d’utiliser des données infrarouge pour établir une cartographie de l’extinction interstellaire, pour la première fois indépendante de tout modèle de population stellaire Galactique en explorant deux méthodes :

1. l’étude de la traînée du RC dans les CMD ;
2. la déconvolution statistique de la relation distance-extinction.

Au début de ma thèse, je me suis concentrée sur l’exploitation d’une particularité des étoiles du RC : dans les CMD, les étoiles du RC forment une traînée qui est uniquement due à l’extinction interstellaire. Réussir à détecter la position de cette traînée permet, sous certaines conditions détaillées dans le chapitre 4, de retrouver la relation distance-extinction du champ étudié.

Par la suite, j’ai décidé d’aborder le problème à travers un point de vue plus global. J’ai utilisé une méthode de déconvolution statistique, présentée dans le chapitre 5, pour mettre à jour la relation distance-extinction d’un champ. Cet algorithme pourra être adapté par la suite à la détermination de la densité d’étoiles, contrairement à la première méthode. On pourra ainsi avoir des résultats homogènes lors de la cartographie de la densité stellaire et de l’extinction interstellaire.

2 Données

Sommaire

2.1	<i>Two Micron All Sky Survey (2MASS)</i>	17
2.2	<i>UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS)</i>	18
2.3	Complétude des catalogues	20

Depuis la Terre, les observations en direction du centre Galactique sont rendues difficiles par des nuages de poussières qui le masque comme on peut le voir sur la figure 2.1. Les longueurs d'onde de l'infrarouge sont les moins sensibles à l'absorption par les poussières interstellaires, ce qui nous permet d'obtenir des informations sur ce qui est caché par les nuages dans les autres longueurs d'onde.



FIGURE 2.1 – Images de la Voie Lactée à différentes longueurs d'onde : en haut, en proche-infrarouge ; en bas, dans le visible. On voit que le disque Galactique est le plus obstrué par la matière interstellaire dans l'optique alors qu'il est visible dans son intégralité en proche-infrarouge. Il est donc plus facilement observable dans le domaine du proche-infrarouge. Crédit : NASA ¹.

2.1 *Two Micron All Sky Survey* (2MASS)

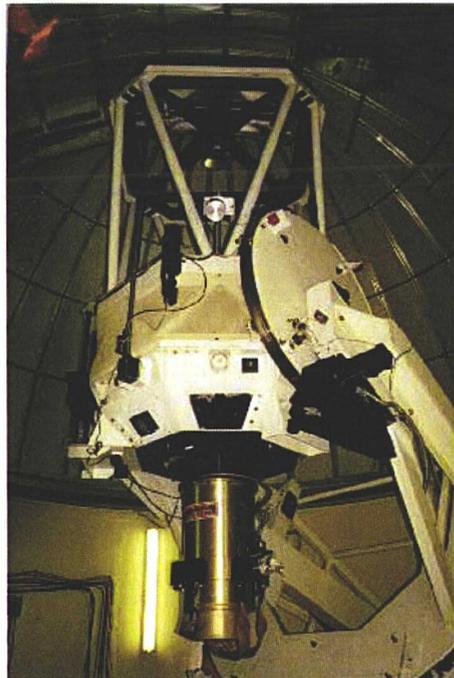


FIGURE 2.2 – Télescope et caméra utilisés au *Mount Hopkins* pour le relevé 2MASS. Crédits : 2MASS.

Two Micron All Sky Survey (2MASS) est un relevé à grande échelle du ciel en proche-infrarouge. Les observations du relevé 2MASS ont été réalisées à partir de deux télescopes de 1.3 mètre de diamètre qui lui ont été dédiés entre juin 1997 et février 2001. Le premier

1. <http://mwmw.gsfc.nasa.gov>

est situé au *Whipple Observatory* au sommet du *Mount Hopkins*, en Arizona (USA). On peut en voir la photo dans la figure 2.2. Pour permettre une couverture presque complète (environ 99.9998%), le second télescope est situé dans l'hémisphère sud, au *Cerro Tololo Inter-American Observatory*, au sommet du *Cerro Tololo*, situé au Chili.

Les télescopes utilisés pour ce relevé étant basés au sol, le choix des bandes en longueurs d'onde observables a été déterminé en fonction des caractéristiques de la Terre, tant au niveau de son émission de chaleur qu'à travers l'absorption atmosphérique. La bande dont la longueur d'onde est la plus élevée tout en correspondant aux contraintes citées précédemment est la bande *K*, centrée sur $2.2 \mu\text{m}$. Il a été choisi d'utiliser la bande *K_S* qui porte sur un domaine spectral plus réduit plutôt que la bande *K* pour le relevé 2MASS. Les deux bandes consécutives à la bande *K_S*, les bandes *H* et *J*, centrées respectivement sur 1.6 et $1.2 \mu\text{m}$, ont été choisies pour compléter ce relevé. Les limites de sensibilité sont respectivement de 15.8 , 15.1 et 14.3 mag pour les bandes *J*, *H* et *K_S*.

Ce relevé comporte trois composantes : un catalogue appelé *Point Source Catalog* (PSC) de 470 992 970 sources ponctuelles, un catalogue nommé *Extended Source Catalog* (ESC) de 1 647 599 sources étendues et 4 121 439 images FITS. Plus de précisions sur les caractéristiques du relevé 2MASS sont disponibles dans Skrutskie et al. (2006).

Dans le cadre de ce travail, les données 2MASS étudiées sont uniquement issues du catalogue 2MASS PSC. Les observations ont été sélectionnées dans des champs de 0.24° de rayon et situées dans le plan Galactique ($|b| \leq 0.5^\circ$). Ces différents champs sont espacés de 0.24° , permettant ainsi une couverture continue du ciel. Les données ont été téléchargées en utilisant l'outil *Starlink Tables Infrastructure Library Tool Set* (STILTS)².

2.2 UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS)

UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS) est un ensemble de cinq relevés du ciel à grande échelle dans les bandes photométriques *Z*, *Y*, *J*, *H*, *K* et *H₂* décrites dans la table 2.1. Les observations ont été réalisées à partir du *United Kingdom Infrared Telescope* (UKIRT) de 3.8 m de diamètre, situé à *Manau Kea, Hawaï* (USA). On peut voir une photo du télescope dans la figure 2.3. Un des relevés constituant UKIDSS est dédié à l'étude du plan Galactique : UKIDSS *Galactic Plane Survey* (GPS). C'est de ce dernier que proviennent les observations utilisées dans le cadre de ce travail. L'ensemble des sources disponibles pour ce relevé est contraint par les coordonnées suivantes :

$$\begin{aligned} 141^\circ < l < 250^\circ ; |b| < 5^\circ \\ 15^\circ < l < 107^\circ ; |b| < 5^\circ \\ -2^\circ < l < 15^\circ ; |b| < 2^\circ \end{aligned}$$

Les observations ont été sélectionnées dans des champs de 0.08° de rayon, à une faible latitude ($|b| \leq 0.5^\circ$) et à une longitude comprise entre 4° et 107° et proviennent de la version 7 du catalogue (DR7). Ces champs sont espacés les uns des autres par 0.08° . Les données ont été téléchargées en utilisant l'outil STILTS³.

2. L'adresse utilisée pour les données 2MASS PSC est : http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Oasis/CatSearch/nph-catsearch?CAT=fp_psc&

3. L'adresse utilisée pour les données UKIDSS GPS est : http://wfaudata.roe.ac.uk/ukidssDR7-dsa/DirectCone?DSACAT=UKIDSS_DR7&DSATAB=gpsSource&



FIGURE 2.3 – Télescope UKIRT du *Manau Kea*, Hawaï. Crédits : UKIRT.

Bande	$\lambda_{\text{eff}}(\mu\text{m})$	Bande passante (μm)	Largeur (μm)
<i>Z</i>	0.8817	0.836–0.929	0.093
<i>Y</i>	1.0305	0.979–1.081	0.102
<i>J</i>	1.2483	1.169–1.328	0.159
<i>H</i>	1.6313	1.492–1.784	0.292
<i>K</i>	2.2010	2.029–2.380	0.351

TABLE 2.1 – WFCAM bandes passantes utilisées pour UKIDSS (Lawrence et al., 2007).

Les limites de sensibilité d’UKIDSS GPS sont respectivement de 19.5, 18.5 et 18.0 mag pour les bandes *J*, *H* et *K*. Cette valeur est nettement plus élevée que celle de 2MASS PSC qui se situait entre 14.3 et 15.8 mag selon les longueurs d’ondes. UKIDSS GPS a donc accès à des étoiles que 2MASS PSC ne pouvait pas observer. En combinant les deux relevés dans cette étude, il est possible d’avoir accès à la fois à une large couverture du ciel et à un catalogue très complet des étoiles observées.

Comme l’expliquent Lucas et al. (2008), les erreurs photométriques des données UKIDSS ont été sous-estimées. Les erreurs fournies dans le catalogue sont basées sur le comptage du nombre de sources dans l’ouverture, la largeur à mi-hauteur (FWHM) de l’image de la source et la déviation standard du flux d’arrière-plan de l’image. A cause de la capacité interpixel du détecteur qui implique une corrélation interpixel du comptage dans la mesure de la déviation standard, l’estimation du bruit obtenue à travers celle-ci est sous-estimée d’un facteur d’environ 1.2. De plus, il est nécessaire de rajouter 0.02 mag aux erreurs fournies pour obtenir des valeurs prenant en compte les erreurs de calibration de l’instrument :

$$\sigma_{\lambda}^c = \sqrt{(\tilde{\sigma}_{\lambda} \times 1.2)^2 + 0.02^2} \quad (2.1)$$

2.3 Complétude des catalogues

La complétude peut être définie comme la valeur de la magnitude apparente jusqu'à laquelle on peut considérer que les étoiles du champ observé sont toutes visibles.

La complétude est calculée grâce aux histogrammes du nombre d'étoiles aux différentes magnitudes. On effectue une estimation par noyau gaussien des magnitudes du champ étudié⁴. La limite de complétude de ce champ est donnée par l'abscisse du maximum de cette estimation, comme présenté dans la figure 2.4 pour le champ UKIDSS $l = 20^\circ; b = 0^\circ; R = 0.08^\circ$.

Cette limite varie selon les champs et les bandes photométriques considérées comme on peut le voir dans le cas des données UKIDSS sur la figure 2.5 et elle a donc été calculée pour chaque champ étudié.

4. On utilise pour cela la fonction `density` de R.

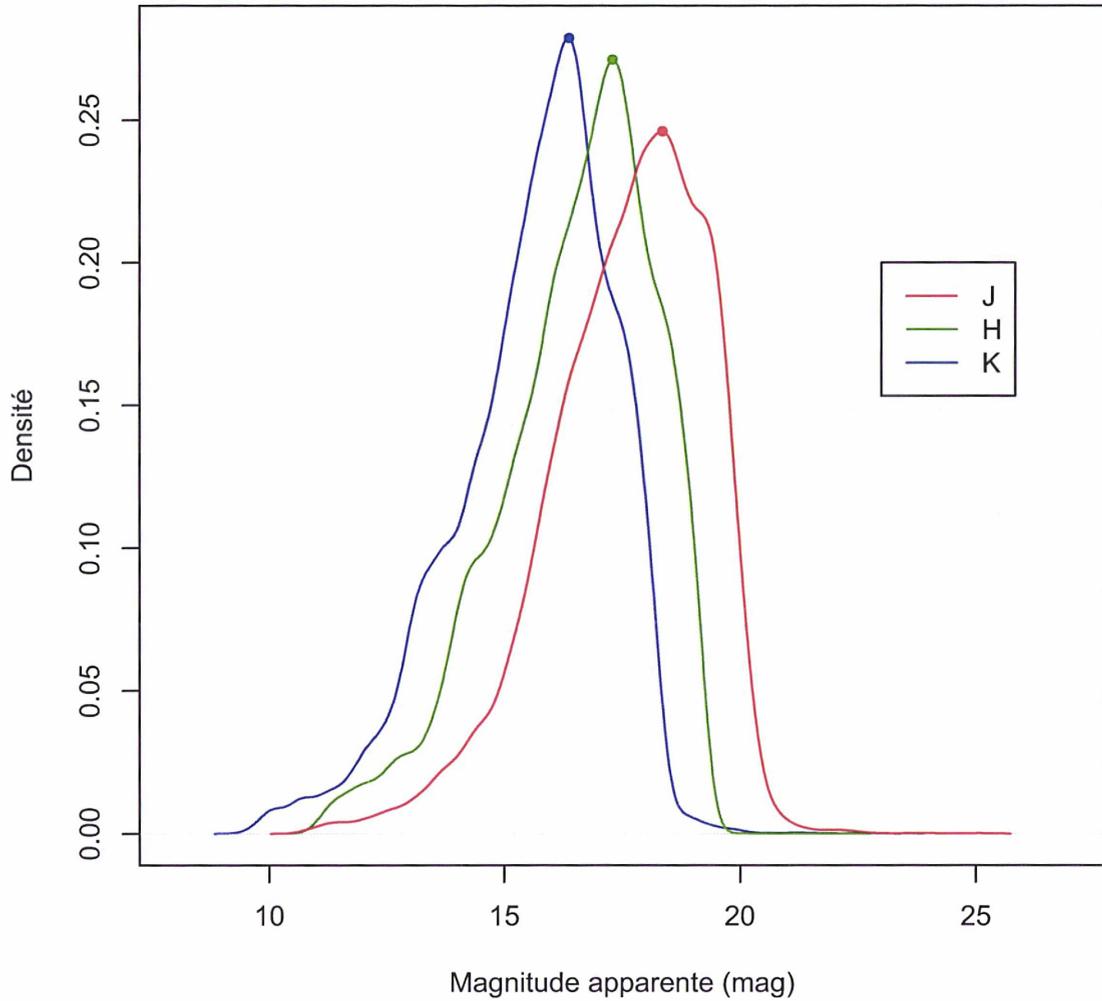


FIGURE 2.4 – Estimation par noyau des données UKIDSS pour le champ $(l, b, R) = (20, 0, 0.08)^\circ$. Le maximum des histogrammes est mis en valeur par un point. L'abscisse de ces points représente la complétude du catalogue dans ce champ pour la longueur d'onde considérée.

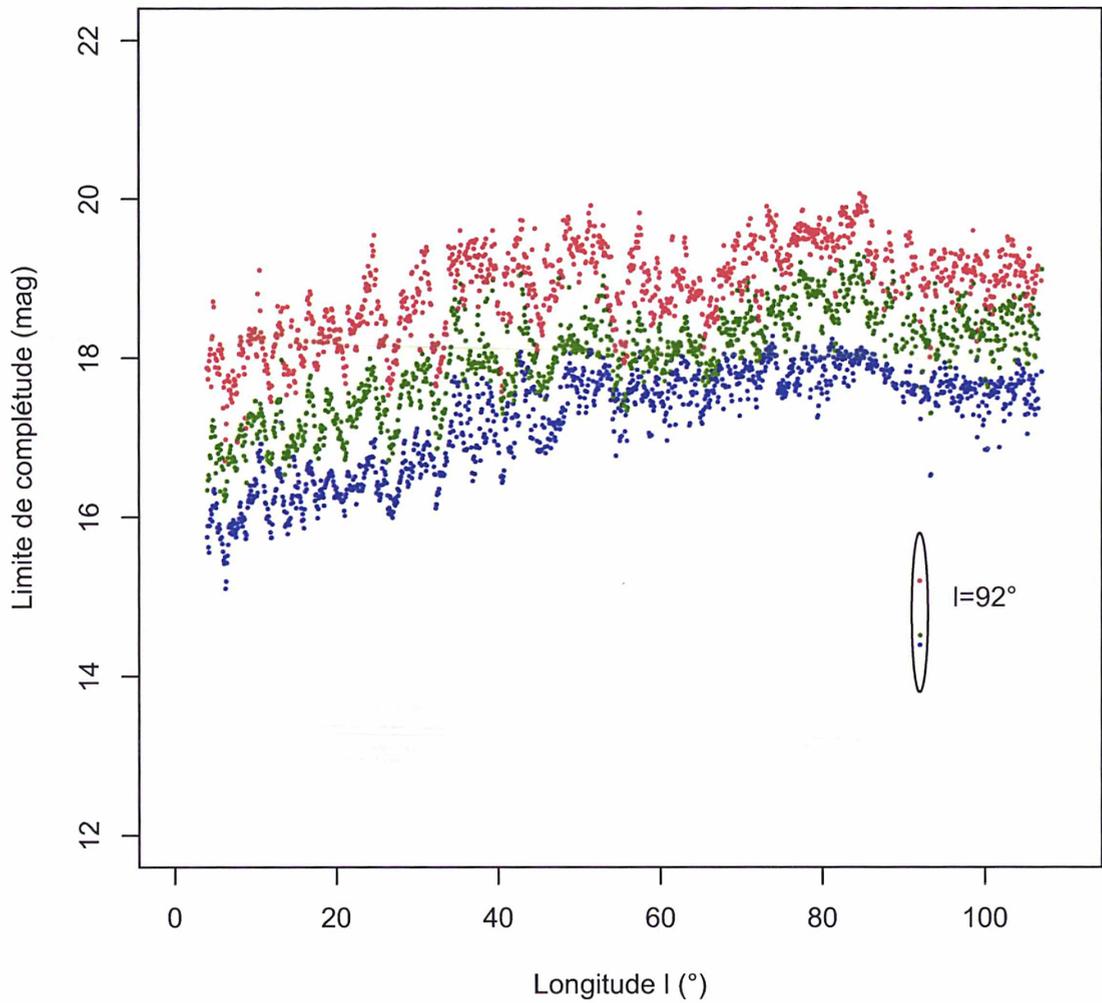


FIGURE 2.5 – Étude de la variation de la complétude en fonction de la longitude Galactique pour les données UKIDSS. On remarque que le champ $l = 92^\circ$ a une limite de complétude plus basse que les autres champs. Cela s’explique par le très faible nombre d’étoiles présentes dans ce champ.

Simulation d'un diagramme couleur-magnitude

Sommaire

3.1	Simulation de référence	26
3.1.1	Simulation d'une étoile selon ses propriétés intrinsèques	26
3.1.2	Simulation d'une population observée	27
3.2	Variation des ingrédients	32

Pour évaluer la validité des méthodes de détermination de l’extinction interstellaire, il est nécessaire de simuler des données qui correspondent aux données réelles qui sont étudiées.

Les données étudiées proviennent de l’ensemble de la Galaxie. Nous allons supposer que l’on rencontre la même population stellaire à toutes les distances et dans l’ensemble des champs observés. Cette population est supposée similaire à celle du voisinage solaire.

3.1 Simulation de référence

Dans le plan Galactique, le disque mince est prédominant. Différentes études ont montré que la proportion d’étoiles du disque épais dans le voisinage solaire n’excédait pas 18%, une majorité la plaçant autour de 10% (Cabrera-Lavers et al., 2005; de Jong et al., 2010; Carollo et al., 2010; Kordopatis et al., 2011; Bensby, 2013). Dans notre simulation de référence, nous n’incluons que le disque mince.

Les données simulées sont constituées à partir des isochrones de Padoue (Marigo et al., 2008; Girardi et al., 2010; Bressan et al., 2012). Une isochrone regroupe l’ensemble des différents stades d’évolution d’une étoile pour un âge et une métallicité donnée. Chaque point d’une isochrone représente une étoile de même âge et métallicité mais d’une masse différente. Les isochrones sélectionnées présentent une métallicité telle que $[M/H] \in \{-1.5 \text{ à } 0.5, \text{ par pas de } 0.05\}$ dex et un âge tel que $\log_{10}(\tau) \in \{6.6 \text{ à } 10.1, \text{ par pas de } 0.05\}$. Girardi et Salaris (2001) présentent la procédure et les ingrédients nécessaires pour simuler le RC présent dans les données Hipparcos. Nous utilisons les mêmes isochrones (dans leur version actualisée) mais nous avons choisi de varier légèrement les autres paramètres selon ce qui est décrit ci-dessous.

3.1.1 Simulation d’une étoile selon ses propriétés intrinsèques

Pour pouvoir simuler un catalogue d’étoiles, il faut disposer d’une distribution pour chacun des différents paramètres qui définissent une population stellaire (la métallicité, l’âge, la relation âge-métallicité (AMR), la masse et la densité d’étoiles) et de la relation distance-extinction. Les contraintes sur la population d’étoiles permettent de simuler une population d’étoiles théoriques et la relation distance-extinction permet de prendre en compte le milieu interstellaire qui l’entoure.

Dans le but de reproduire le plus fidèlement possible le voisinage solaire, nous avons choisi les distributions des paramètres de population stellaire suivantes :

- Une distribution en métallicité (MDF) qui s’inspire de celle de Casagrande et al. (2011), c’est-à-dire $\mathcal{N}(-0.05, 0.17)$. Casagrande et al. (2011) ont obtenu cette distribution grâce à une étude des données du *Geneva Copenhagen Survey* (GCS) qui est bien adapté à la détermination de la distribution en métallicité dans le voisinage solaire d’après Nordström et al. (2004); Holmberg et al. (2007).
- Nous avons choisi une relation âge-métallicité (AMR) constante car Holmberg et al. (2007) et Casagrande et al. (2011) concluent qu’il n’existe pas de corrélation significative entre l’âge et la métallicité dans le voisinage solaire.

- Une distribution en âges constante, c'est-à-dire un taux de formation stellaire $\lambda(\tau)$ (SFR) constant. On limite l'âge des étoiles à l'âge (supposé) de l'Univers, ainsi $\log_{10}(\tau) \in \{6.6 \text{ à } 10.1, \text{ par pas de } 0.05\}$. Les isochrones qui sont utilisées ici ont un pas constant selon $\log_{10}(\tau)$, il faut effectuer un changement de variable pour obtenir la probabilité de chaque point des isochrones :

$$\zeta = \log_{10}(\tau) \Rightarrow d\zeta = \frac{1}{\ln(10)} \frac{d\tau}{\tau} \quad (3.1)$$

Comme la distribution selon l'âge est constante, on a $\lambda(\tau) = 1$, d'où :

$$\lambda(\tau)d\tau = d\tau = \ln(10)\tau d\zeta = \ln(10)10^\zeta d\zeta \quad (3.2)$$

Après normalisation, on obtient :

$$\lambda(\zeta) = \frac{\ln(10)10^\zeta}{10^{10.1} - 10^{6.6}} \quad (3.3)$$

qui donne la distribution selon un pas constant en $\log_{10}(\tau)$.

- Une distribution de masse initiale (IMF) issue de Chabrier (2001). La forme classique

$$\xi(\log_{10} \mathcal{M}) \propto \mathcal{M}^{-1.35}$$

de Salpeter (1955) est basée sur la fonction de luminosité ($L \propto \mathcal{M}^3$) des étoiles de la séquence principale. Chabrier (2001) a mis au point son IMF en incluant une fonction de masse actuelle (PDMF) et une forme d'IMF différente, permettant ainsi de discriminer l'IMF entre le disque, le bulbe et le halo. Pour le disque, on a :

$$\xi(\log_{10}(\mathcal{M})) = A \exp\left(-\frac{\log_{10}(\mathcal{M}) - \log_{10}(\mathcal{M}_0)}{2\sigma^2}\right) \quad (3.4)$$

avec $A = 0.141 \text{ pc}^{-1}$, $\mathcal{M}_0 = 0.1 \mathcal{M}_\odot$ et $\sigma = 0.627$.

Une probabilité peut ainsi être associée à chaque étoile théorique, c'est-à-dire chaque point d'isochrone i . Cette probabilité est le produit de la probabilité de chacun des paramètres de l'étoile :

$$P(i) = P([M/H]_i, \tau_i, \mathcal{M}_i) = \Phi([M/H]_i | \tau_i) \times \xi(\mathcal{M}_i) \times \lambda(\zeta_i) \quad (3.5)$$

La population théorique est générée en tirant aléatoirement le nombre d'étoiles voulues selon la loi de probabilité donnée par les $P(i)$.

3.1.2 Simulation d'une population observée

On disperse les étoiles dans la Galaxie en attribuant aléatoirement à chaque étoile une distance selon une loi de densité d'étoiles. L'effet du milieu interstellaire est retranscrit à travers une relation distance-extinction. Grâce à la distance et à la relation distance-extinction que l'on a choisi d'implémenter, on peut simuler les observations de la population théorique à travers la magnitude apparente issue du module de distance $m_\lambda = M_\lambda + 5 \log_{10}(d) - 5 + A_\lambda$. Pour représenter les étoiles du disque Galactique, nous avons utilisé :

- Une densité d'étoiles suivant la modélisation 3D à N-corps de notre Galaxie de Fux (1999). Cette modélisation est une des seules à inclure la dynamique du gaz interstellaire. Elle évolue spontanément vers une répartition spatiale des particules avec une barre compatible avec les données NIR de COBE/DIRBE. C'est sa valeur pour $l = 10^\circ$ et $b = 0^\circ$ qui a été utilisée ici.
- Une relation distance-extinction qui correspond à la relation typique du plan Galactique, soit $A_0 = 0.7 \times D$ avec une dispersion log-normale d'écart-type de 0.05 autour de cette loi nominale. A_0 est l'absorption à 550 nm, ce qui correspond grossièrement à A_V (Bailer-Jones, 2011) et D la distance de l'étoile. Il a été mis en évidence la nécessité de prendre en compte la non-linéarité des coefficients d'extinction k_λ ($A_\lambda = k_\lambda \times A_0$). L'extinction dans différentes bandes photométriques A_m s'exprime :

$$A_m = m - m^0 = -2.5 \log_{10}\left(\frac{F}{F^0}\right) = -2.5 \log_{10}\left(\frac{\int F_\lambda T_\lambda E_\lambda^{A_0} d\lambda}{\int F_\lambda T_\lambda d\lambda}\right) \quad (3.6)$$

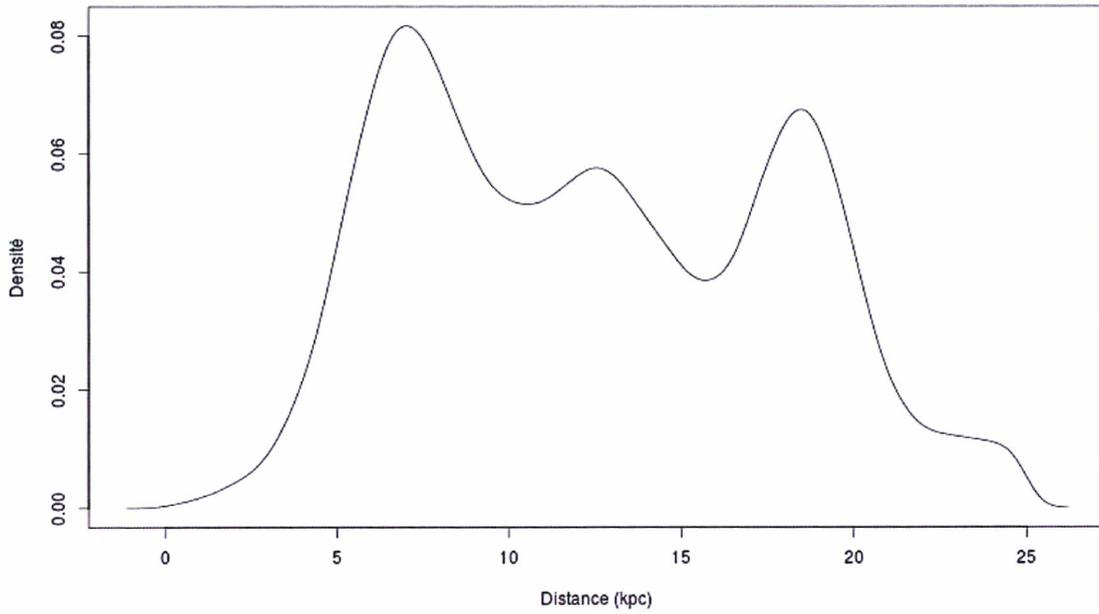
avec $E_\lambda = 10^{-0.4k_\lambda}$ la loi d'extinction d'après Fitzpatrick et Massa (2007), F_λ la densité spectrale d'énergie (SED) à la longueur d'onde λ et T_λ la transmission photométrique totale de l'instrument à la longueur d'onde λ . On est donc en présence d'une double non-linéarité (celle de la SED et celle de la relation entre A_m et A_0) qui n'est pas totalement négligeable, même si son effet est plus faible que l'incertitude de la loi d'extinction elle-même. Pour chaque étoile, on calcule son A_0 à travers la relation distance-extinction choisie. Cette valeur est alors utilisée pour obtenir $A_{J,H,K}$ par une interpolation linéaire sur un tableau de A_0 et leurs $A_{J,H,K}$ correspondant précédemment généré par ASPOS (Sartoretti et al., in prep) tel que $A_0 \in \{0 \text{ à } 10, \text{ par pas de } 0.1\}$.

Pour approcher au plus près des conditions réelles, nous avons introduit une probabilité de détection telle que :

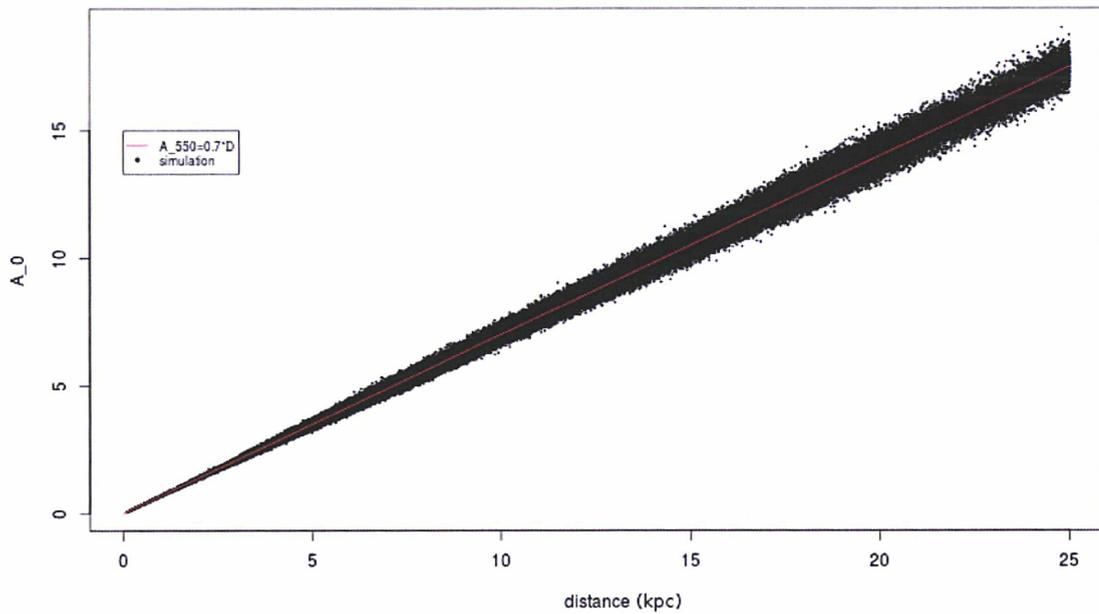
$$P_{\text{détection}}(m_\star) = \prod_\lambda \begin{cases} 1 - \exp\left(-\left(\frac{m_\lambda^{\text{lim}} - m_\lambda}{\beta}\right)^\alpha\right) & \text{si } m_\lambda \leq m_\lambda^{\text{lim}} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.7)$$

avec m_λ^{lim} la magnitude au-delà de laquelle plus aucune étoile n'est observée. Les valeurs de α et β ont été choisies arbitrairement à 2 à travers ce qui se conformait le mieux aux données simulées. Ce sont ces valeurs que l'on utilisera dans toute la suite de ce travail. Par exemple, pour le champ ($l = 36.88^\circ; b = 0^\circ$), $m_{J,H,K}^{\text{lim}} = (22, 19.5, 19.0)$ mag. Pour simuler la détection d'une étoile, on tire aléatoirement un nombre entre 0 et 1 selon une loi uniforme. La comparaison entre le nombre et la probabilité de détection de l'étoile permet de décider si elle doit être sélectionnée dans le CMD final ou non.

Les données ainsi simulées ont été utilisées pour tester les résultats de la méthode expliquée dans le chapitre 4 et pour développer la méthode présentée dans le chapitre 5. Le diagramme HR, le CMD et les différentes distributions des paramètres utilisés pour la simulation de référence sont présentés dans les figures 3.1, 3.2 et 3.3.

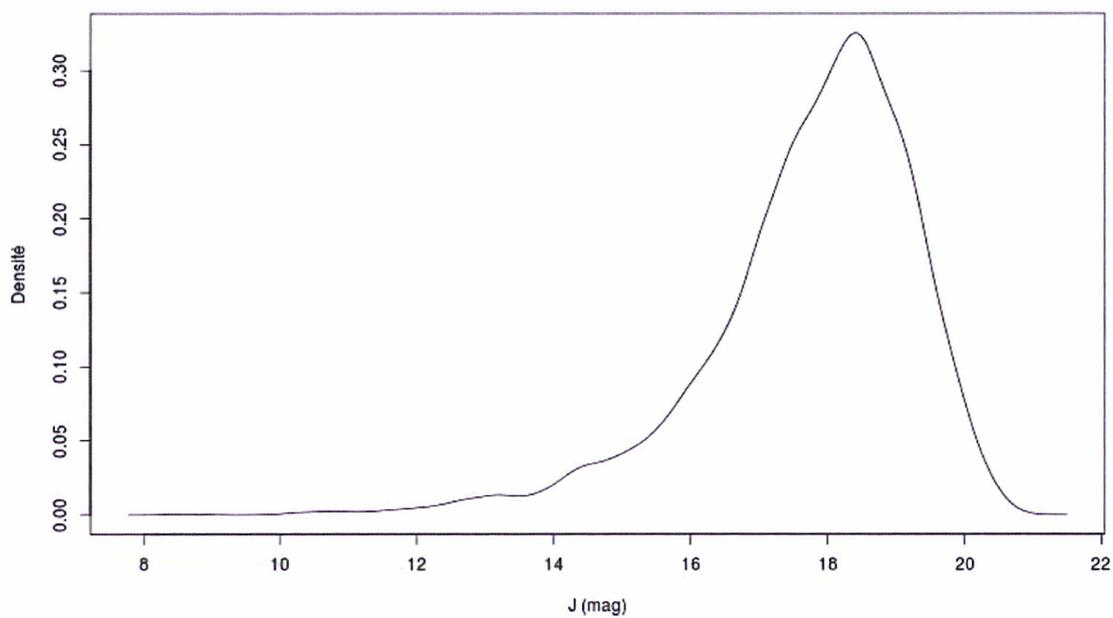


(a)

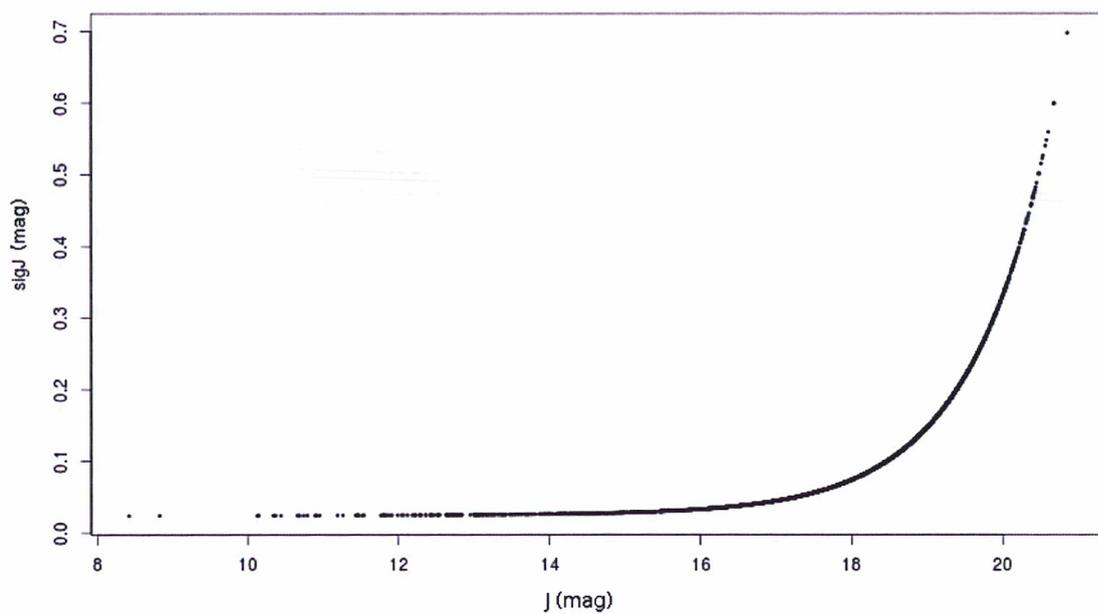


(b)

FIGURE 3.1 – Résultats de la simulation de référence : (a) en noir, la densité d'étoiles simulées en fonction de la distance pour les étoiles simulées, en rouge celle de Fux (1999) ; (b) en noir, l'extinction en fonction de la distance (avec une dispersion log-normale) pour les étoiles simulées, en rouge la loi nominale.

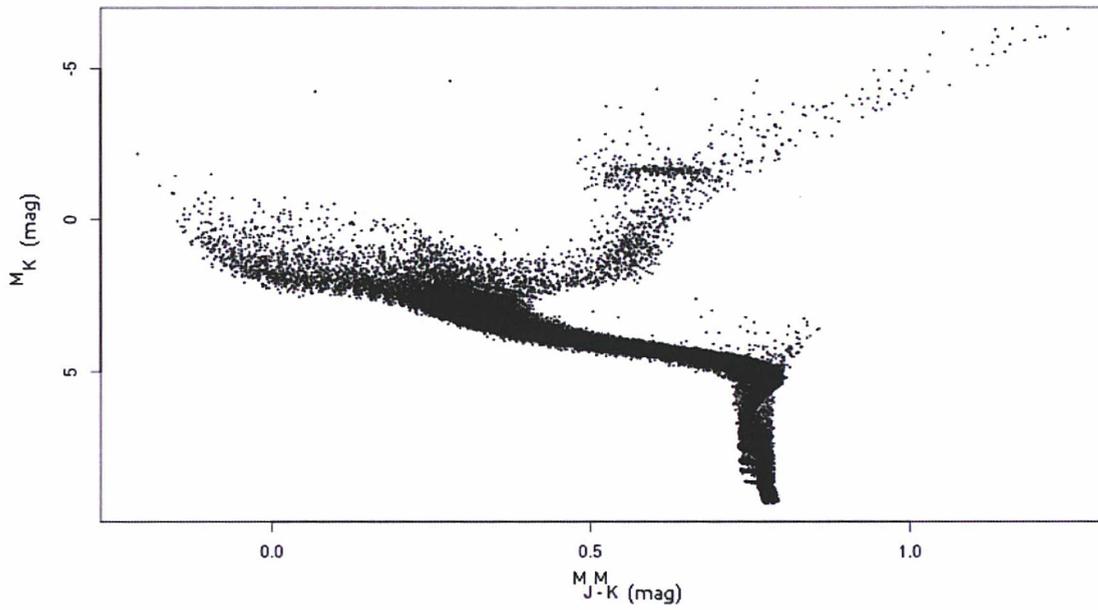


(a)

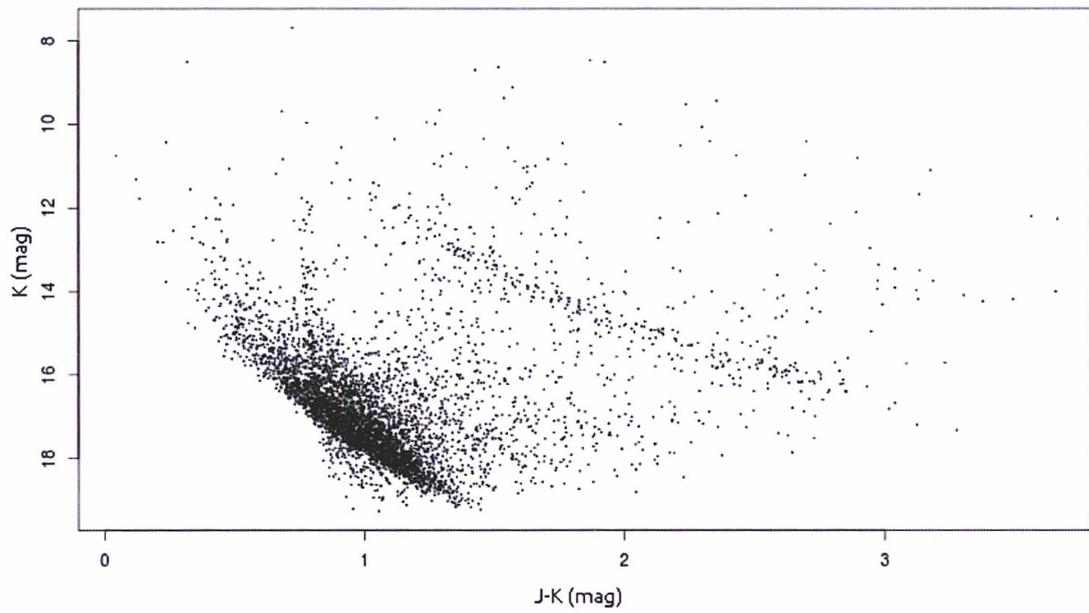


(b)

FIGURE 3.2 – Résultats de la simulation de référence : (a) la densité d'étoiles simulées en fonction de la magnitude J ; (b) la distribution des erreurs simulées dans la bande J .



(a)



(b)

FIGURE 3.3 – Résultats de la simulation de référence : (a) le CMD en magnitudes absolues de l'ensemble des étoiles simulées ($N_{\star} = 250000$); (b) le CMD final, après sélection des étoiles grâce à la probabilité de détection ($N_{\star} = 5284$)

3.2 Variation des ingrédients

Les données ainsi simulées sont sensibles aux changements de distribution de leurs ingrédients. Il est possible de faire varier les ingrédients de la simulation d'une étoile théorique (§3.1.1), tout comme ceux d'une population observée, en particulier sa répartition spatiale. Des distributions subsidiaires sont proposées dans 5.5 et leur effet y est détaillé.

Cartographie de l'extinction interstellaire grâce à la détection de la « traînée du *Red Clump* dans les diagrammes couleur-magnitude

Sommaire

4.1	Description de la méthode (DTRC)	36
4.2	Études des différents paramètres de la méthode	41
4.2.1	Choix des axes	41
4.2.2	Choix de l'ajustement de l'isochrone	42
4.2.3	Largeur maximale du découpage	45
4.2.4	Écart maximal entre les points détectés en J_{H-K} et K_{J-K}	46
4.3	Modélisation : régression et projection dans le plan (X;Y)	46
4.3.1	Cartographie de l'extinction cumulative	46
4.3.2	Cartographie de l'extinction non-cumulative (3D)	47
4.4	Validité et robustesse de la méthode	48
4.5	Résultats et comparaison à la littérature	50
4.5.1	Modèles d'extinction basés sur le modèle de Besançon	53
4.5.2	Méta-analyses	58
4.5.3	Étoiles massives	63
4.5.4	Masers	63

Comme évoqué dans le paragraphe 1.3.2, une des cartographies 3D les plus récentes de l'extinction interstellaire a été établie par Marshall et al. (2006). Comme cela est visible sur la figure 4.1, ce modèle ne décrit pas toujours très bien la « traînée du RC » qui est pourtant principalement due à l'extinction interstellaire. Ce phénomène est d'autant plus visible sur les données UKIDSS. Le travail décrit ici propose une nouvelle méthode pour établir une cartographie 3D de l'extinction interstellaire basée sur la détection de cette traînée dans les CMD des données UKIDSS et 2MASS.

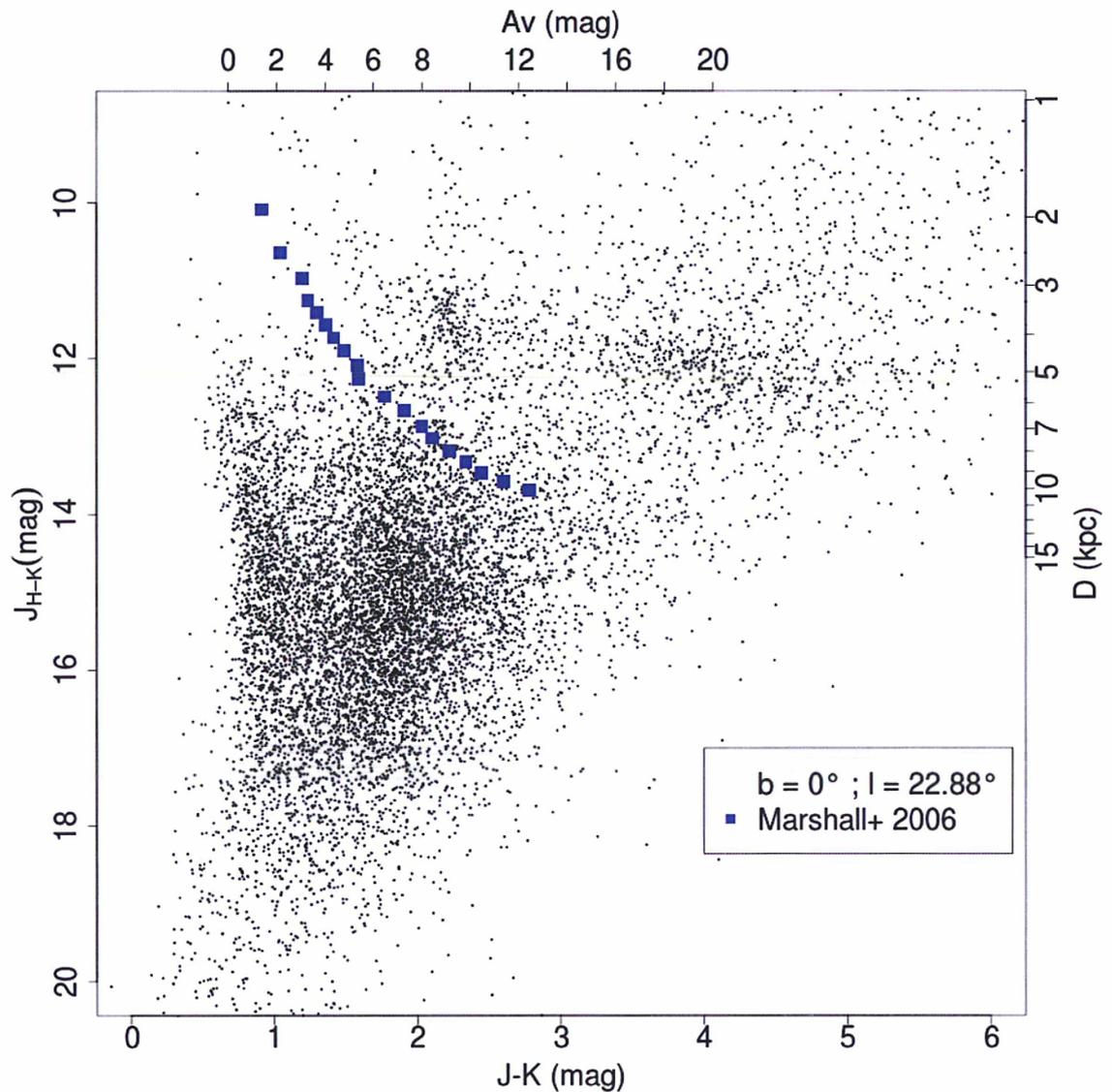


FIGURE 4.1 – CMD du champ UKIDSS $l = 22.88^\circ$; $b = 0^\circ$; $R = 0.08^\circ$. En bleu, le modèle de Marshall et al. (2006). On peut voir qu'il ne reproduit pas bien la traînée du RC.

4.1 Description de la méthode (DTRC)

L'extinction varie fortement en fonction des champs étudiés. Pour pouvoir comparer les résultats entre les différents champs étudiés, on se place dans le système d'axe décrit par

Babusiaux et Gilmore (2005) : (abscisse = couleur ; ordonnée = magnitude indépendante de l'extinction). On définit l'indice de couleur (appelé aussi simplement couleur) d'une étoile par la différence entre ses magnitudes apparentes dans deux bandes spectrales différentes. Soient C' , D' et E' trois bandes spectrales, $C' - D' = m_{C'} - m_{D'}$ est un des indices de couleur possible.

En utilisant ces trois bandes spectrales (ou deux uniquement avec $C' = D'$ ou E'), il est possible de définir une magnitude indépendante de l'extinction A_V par :

$$C'_{D'-E'} = C' - \frac{A_{C'}}{A_{D'} - A_{E'}}(D' - E') \quad (4.1)$$

Démonstration.

$$\begin{aligned} C'_{D'-E'} &= M_{C'} + 5 \log_{10}(D) - 5 + k_{C'} A_V - \frac{k_{C'}}{k_{D'} - k_{E'}}(M_{D'} - M_{E'} + (k_{D'} - k_{E'}) A_V) \\ &= M_{C'} + 5 \log_{10}(D) - 5 - \frac{k_{C'}}{k_{D'} - k_{E'}}(M_{D'} - M_{E'}) \end{aligned}$$

□

Le système d'axe peut ainsi s'écrire $(A' - B'; C'_{D'-E'})$.

Comme exposé dans le paragraphe 1.3.1, les étoiles du RC ont une luminosité intrinsèque (et donc une magnitude absolue) connue. Cela nous permet d'avoir un deuxième système d'axes équivalent à $(A' - B'; C'_{D'-E'})$ valable pour les étoiles du RC : (extinction ; distance). D'après le paragraphe précédent, la magnitude $C'_{D'-E'}$ est indépendante de l'extinction. Elle ne dépend plus que de la distance de l'étoile. Donc, on peut établir une équivalence entre ces deux axes.

De même, la couleur est donnée par :

$$\begin{aligned} A' - B' &= M_{A'} + 5 \log_{10}(D) - 5 + k_{A'} A_V - (M_{B'} + 5 \log_{10}(D) - 5 + k_{B'} A_V) \\ &= M_{A'} - M_{B'} + (k_{A'} - k_{B'}) A_V \end{aligned} \quad (4.2)$$

Elle ne dépend donc pas de la distance de l'étoile mais uniquement de son extinction à condition de connaître les magnitudes absolues. Il y a ainsi équivalence entre l'axe de la couleur et l'extinction. On travaillera ici avec les systèmes $(J-K; J_{H-K})$ et $(J-K; K_{J-K})$. Le détail des choix des différentes bandes est présenté au paragraphe 4.2.1.

Pour déterminer la traînée du RC, on travaille sur une petite sélection d'étoiles. On se place au point i tel qu'indiqué sur la figure 4.2 (entouré en vert). La recherche du point suivant se fait sur une petite sélection d'étoiles définies par un intervalle en couleur. La première borne de l'intervalle est le dernier point calculé du modèle, ici on se place au point i . Pour déterminer la borne suivante, on lui impose une translation en couleurs : $(x; y)_2 = (x_i + n \times 0.1; y_i)$ avec $n \in \llbracket 1; 9 \rrbracket$. Les étoiles comprises entre ces deux bornes sont réduites à un intervalle en ordonnée de $+0.7 / -3$ mag par rapport à l'ordonnée des bornes pour éviter la surdensité principale due à la séquence principale (MS). Elles subissent alors deux tests :

1. on cherche à savoir si leurs magnitudes sont inférieures à la limite de complétude du champ. Si ce n'est pas le cas, le calcul s'arrête et le point limite gauche est le dernier point déterminé pour ce champ. Sinon, les étoiles subissent le test suivant ;

- on veut avoir un nombre suffisant d'étoiles dans la sélection avant d'y faire une recherche de surdensité. On impose donc un signal à bruit minimum : $S/N = \sqrt{N_{\star \text{ sélection}}} \geq 12$, avec $N_{\star \text{ sélection}}$ le nombre d'étoiles dans la sélection. Cela correspond à 144 étoiles sélectionnées. Si le nombre d'étoiles n'est pas suffisant, on augmente la taille de la sélection en incrémentant n . Si le signal à bruit est suffisant, on recherche la position de la surdensité dans la sélection.

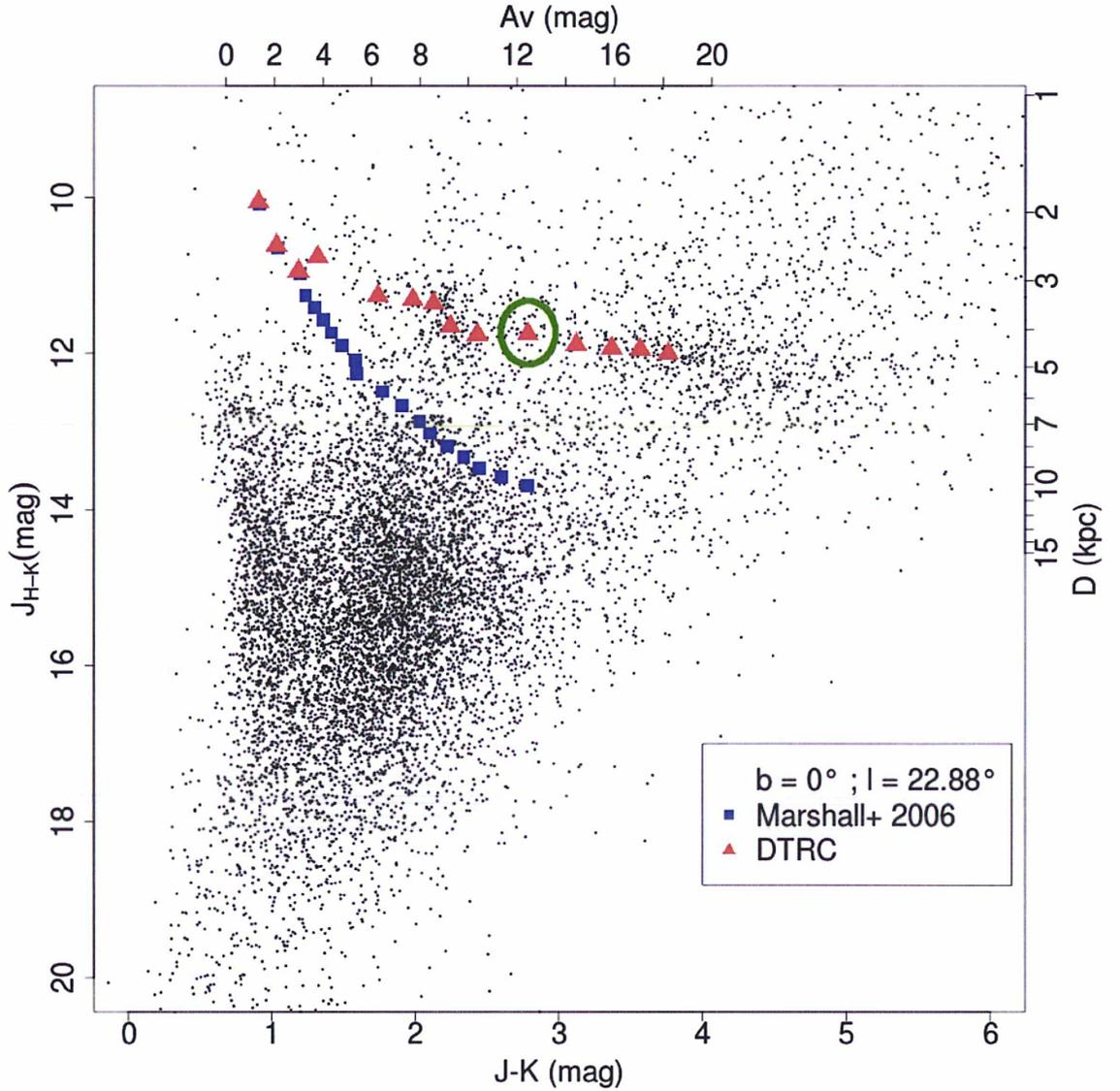


FIGURE 4.2 – CMD du champ UKIDSS $l = 22.88^\circ$; $b = 0^\circ$; $R = 0.08^\circ$. En bleu, le modèle de Marshall et al. (2006). En rouge, le résultat de la détection de la traînée du RC en combinant les données 2MASS et UKIDSS. Entouré en vert, le point i .

Pour rechercher la position de la surdensité, on procède comme suit :

- les étoiles sont projetées sur un axe parallèle à un ajustement linéaire des isochrones de Padoue (Marigo et al., 2008; Girardi et al., 2010) ;
- on calcule un histogramme des couleurs projetées ;

3. la position du maximum de l'histogramme est identifiée comme la position de la surdensité correspondant à la traînée du RC ;
4. Cette position est convertie (projection inverse) dans le système d'axe $(J-K; J_{H-K})$.

La même recherche est faite en parallèle dans le système $(J-K; K_{J-K})$. Si la différence en ordonnées entre les deux surdensités est inférieure à 0.6 mag, les coordonnées du point calculées dans le système $(J-K; J_{H-K})$ forment les coordonnées du point suivant $(i+1)$. L'algorithme de recherche est résumé dans le schéma de principe de la figure 4.3.

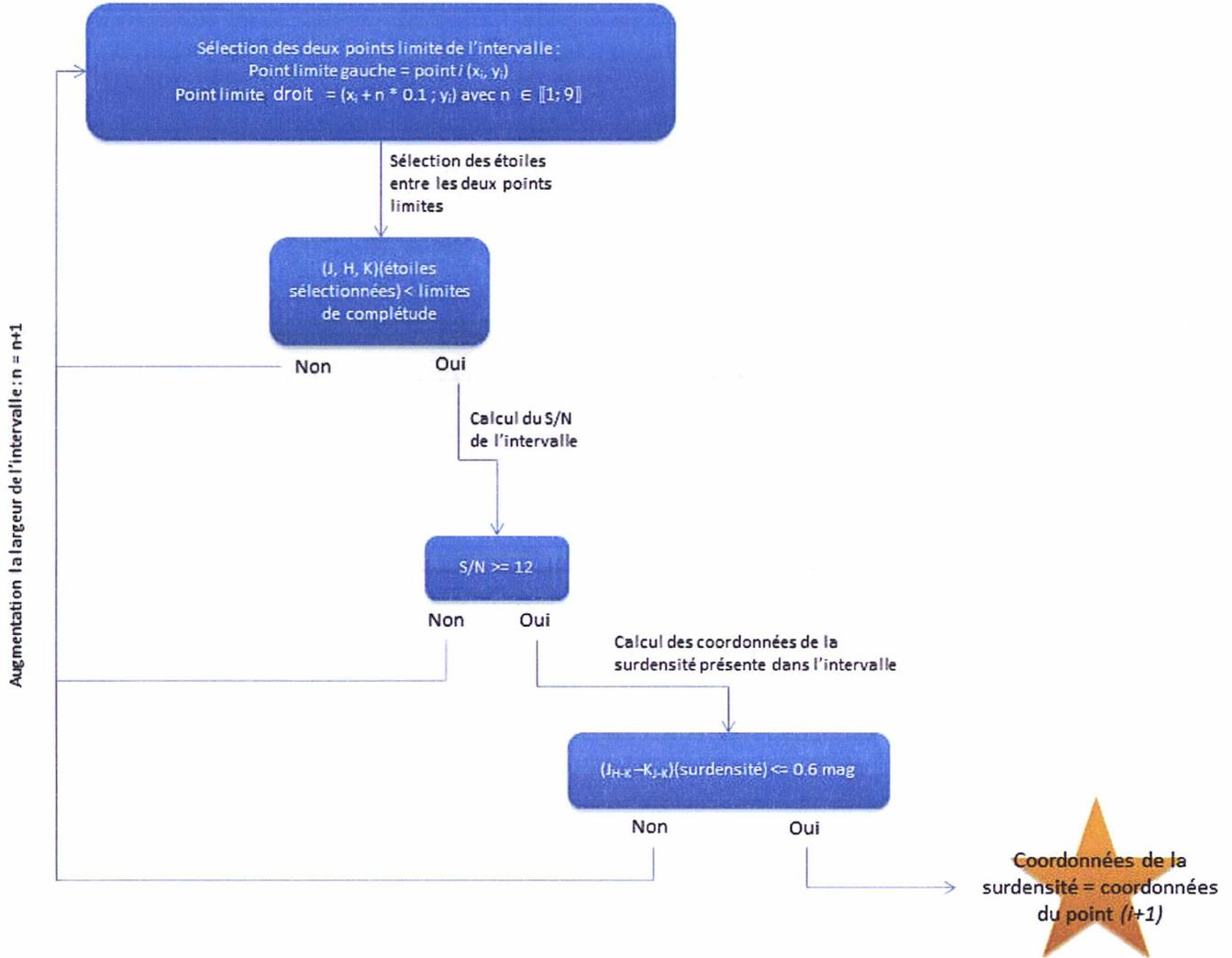


FIGURE 4.3 – Schéma de principe expliquant la recherche des points indépendants du modèle d'initialisation.

Sans initialisation, cet algorithme aurait du mal à converger car il serait happé par la grosse surdensité des naines dans les CMD. Les deux premiers points du modèle d'initialisation deviennent les deux bornes de la sélection des étoiles. Elles subissent les mêmes tests que pour les sélections classiques comme exposé dans la figure 4.4.

Si le signal à bruit n'est pas suffisant dans la sélection, la deuxième borne (celle de droite) est décalée au point suivant du modèle d'initialisation dans la mesure où l'inter-

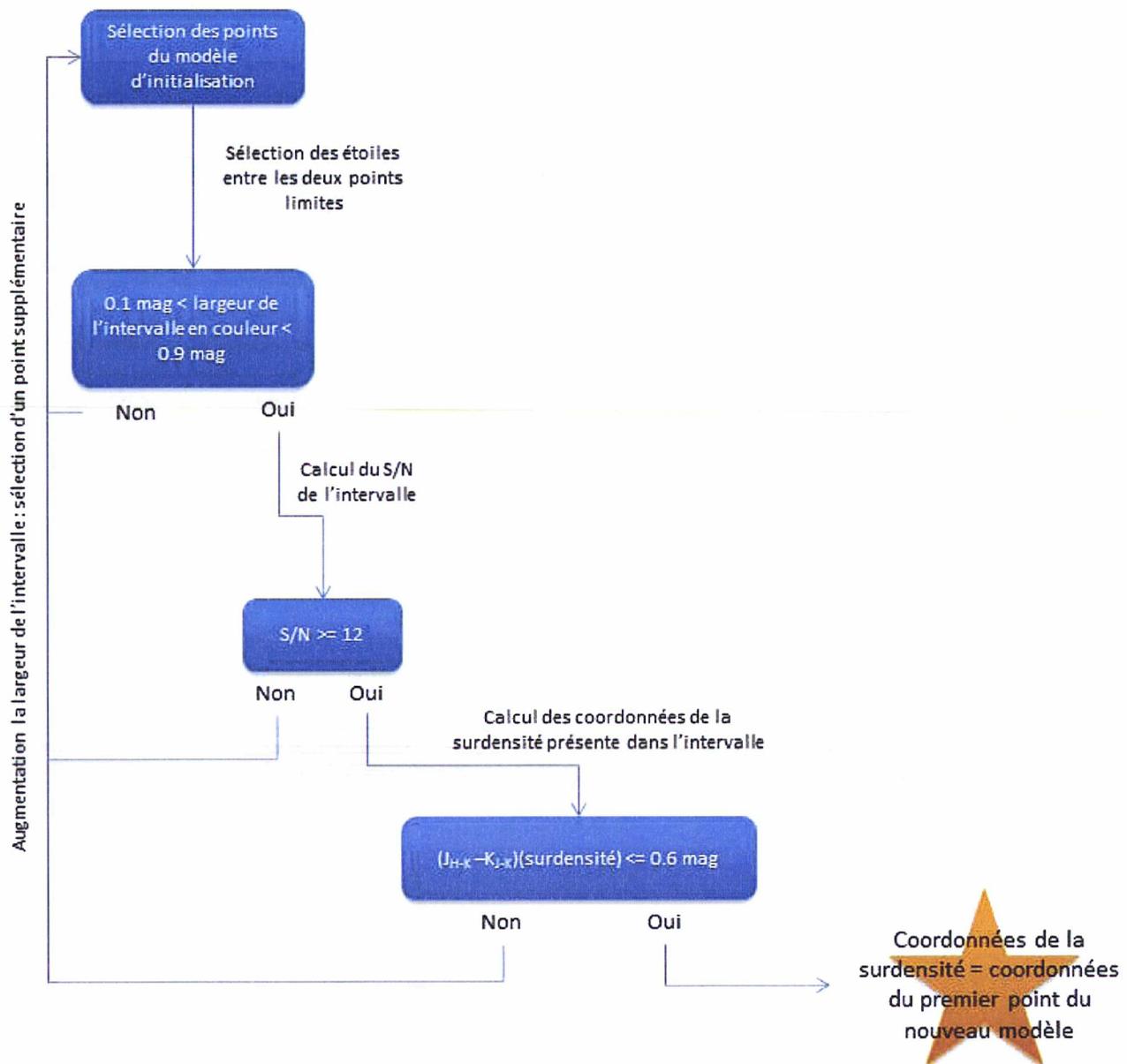


FIGURE 4.4 – Schéma de principe expliquant la recherche du premier point indépendant du modèle d'initialisation.

valle en couleur est inférieur à 0.9 mag.

Un nuage peut ponctuellement cacher les étoiles du RC et la condition $S/N \geq 12$ n'est alors plus remplie alors que la traînée est bien présente sur le reste du CMD. Si aucune surdensité n'a été détectée, c'est-à-dire que l'on a un intervalle entre les points du modèle d'initialisation maximal et un $S/N \leq 12$, on applique un « saut » de 0.5 mag à la deuxième borne de la sélection : $P_2^{\text{sélection}} = (x_2 + 0.5; y_2)$. Si le signal à bruit est toujours inférieur à 12, aucun point indépendant du modèle d'initialisation n'a été détecté et le calcul s'arrête pour ce champ.

Le modèle de Marshall et al. (2006) est proche de la traînée du RC dans les couleurs de faible magnitude. Pour combiner les données provenant de 2MASS et d'UKIDSS, on applique tout d'abord la recherche de la traînée aux données 2MASS en utilisant le modèle de Marshall et al. (2006) pour l'initialisation. L'initialisation du calcul sur les données UKIDSS se fait au travers du résultat du calcul sur les champs 2MASS correspondants. Comme les champs 2MASS ont un rayon de 0.24° et les champs UKIDSS un rayon de 0.08° , un même modèle 2MASS sert donc pour l'initialisation de trois champs UKIDSS.

Pour chaque champ, on obtient un ensemble de points de coordonnées $(D; Av)$ qui correspond à la relation distance-extinction cumulative pour le champ étudié. La figure 4.2 présente un CMD d'UKIDSS, le modèle de Marshall correspondant et la détection combinant les données 2MASS et UKIDSS.

4.2 Études des différents paramètres de la méthode

L'ensemble des choix présentés ci-dessous sont expérimentaux. Différentes possibilités ont été testées et celle qui permettait un tracé de la traînée du RC plus conforme à ce que l'on observe sur les CMD étudiés ont été retenues.

4.2.1 Choix des axes

L'influence de la métallicité se traduit sur la traînée du RC comme une remontée de celle-ci dans la zone des plus fortes couleurs (avec une forme de « sourire », très visible sur la figure 1.6). Comme cela complique la détection de la traînée du RC, on cherche à minimiser cet effet. On cherche un système d'axes qui réponde aux critères suivants :

- Le plus dépendant possible de la distance et le moins possible de la métallicité pour l'axe des ordonnées. Toutes les combinaisons sont équivalentes pour la dépendance en distance. Il faut donc choisir celle dont la dépendance en métallicité est moindre, c'est-à-dire l'amplitude en magnitude la plus faible.
- Le plus dépendant possible de l'extinction interstellaire et le moins possible de la métallicité sur l'axe des abscisses.

Système J-K/J

L'intérêt de ce système d'axe est la forte présence de la bande J (la moins dépendante en métallicité) et la faible présence de la bande K (la plus dépendante en métallicité). Le résultat de la détection de la traînée du RC dans ce système d'axes est très inégal en fonction des champs considérés. L'isochrone n'est plus perpendiculaire à l'axe des abscisses (extinction) ce qui n'est pas idéal pour la méthode employée et peut expliquer cette dispa-

rité. De plus, ce système ne règle pas le problème de la remontée de la traînée même dans les champs avec une détection efficace de la traînée. Ce système n'est pas retenu.

Systèmes d'axes de la forme $((A' - B'); C'_{D'-E'})$

On cherche à connaître l'axe le plus dépendant possible de l'extinction sur l'axe des abscisses. Pour faire apparaître la dépendance en extinction, on réalise cette étude sur un système $(\frac{A'-B'}{k_{A'}-k_{B'}}; C'_{D'-E'})$ qui correspondra au meilleur système $(A' - B'; C'_{D'-E'})$ pour rechercher la traînée du RC.

Le meilleur système d'axes de la forme $(\frac{(A'-B')}{(k_{A'}-k_{B'})}; C'_{D'-E'})$ a été recherché parmi toutes les combinaisons possibles des bandes J , H et K . Pour chaque combinaison, un graphique comportant l'ensemble des isochrones des différentes métallicités disponibles dans ce système d'axes a été produit. Chaque métallicité est représentée par une couleur différente. Les graphiques sont centrés sur le RC. La figure 4.5 présente ce type de graphique pour le système $(\frac{(J-K)}{k_J-k_K}; J_{H-K})$.

Le système le moins dépendant de la métallicité est $(\frac{(J-K)}{(k_J-k_K)}; J_{H-K})$. Un autre système peu dépendant de la métallicité est $(\frac{(J-K)}{(k_J-k_K)}; K_{J-K})$. On choisit donc le système $((J - K); J_{H-K})$, présenté dans la figure 4.1, comme système d'axes pour la détection de la traînée du RC.

Malheureusement, dans certains champs, la détection dans ce système d'axes n'est pas efficace car elle est polluée par la grosse surdensité du reste du CMD qui dévie la détection. C'est pour cela qu'on utilisera le système $((J - K); K_{J-K})$ comme « garde-fou » en limitant l'écart possible entre les coordonnées des surdensités détectées dans chacun des deux systèmes.

4.2.2 Choix de l'ajustement de l'isochrone

Recherche du meilleur ajustement sur une isochrone unique de type solaire ($[Fe/H]=0$ dex ; Age=5 Ga)

On souhaite avoir un ajustement qui soit proche de la branche des géantes. En effet, il faut éviter d'être trop influencé par les naines et pouvoir prendre en compte les étoiles du RC.

Dans un premier temps, il a été choisi de ne sélectionner que la branche des géantes elle-même. Les différentes étapes de l'évolution des étoiles considérées sont indiquées dans les données de l'isochrone. Cela permet de sélectionner les données que l'on souhaite utiliser en fonction de ces étiquettes. Lorsque l'on fait un ajustement sur la branche des géantes seule, entre les étiquettes RGBb et RGBt, cet ajustement est trop influencé par le *turn-off* et les sous-géantes.

Par la suite, on a sélectionné la section d'isochrone telle que $\log g \in [0.1; 4]$ et obtenu ainsi un meilleur ajustement. La comparaison des deux ajustements est visible dans la figure 4.6.

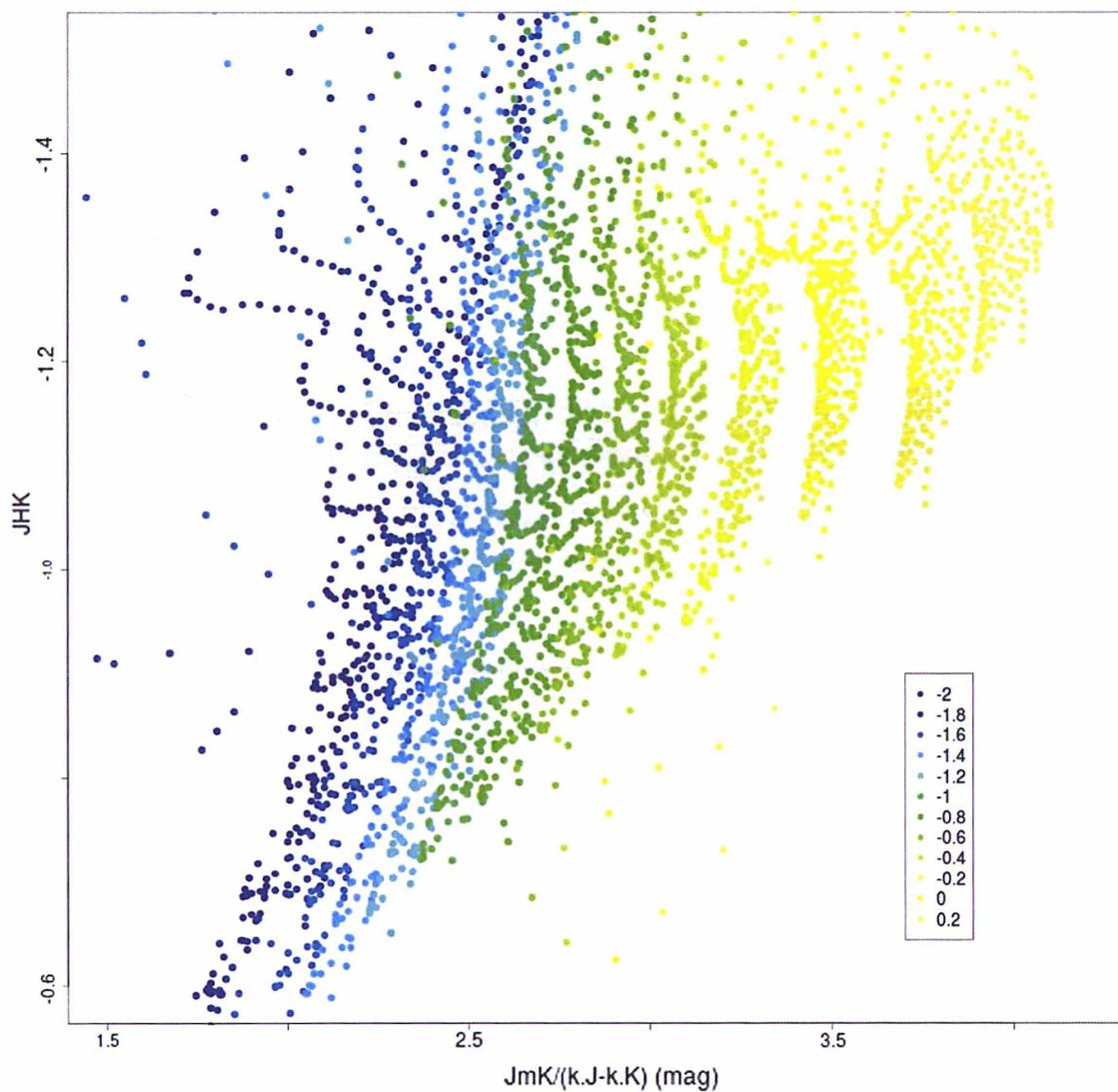


FIGURE 4.5 – Isochrones dans les différentes métallicités dans le système d'axe $\left(\frac{J-K}{k_J-k_K}; J_{H-K}\right)$.

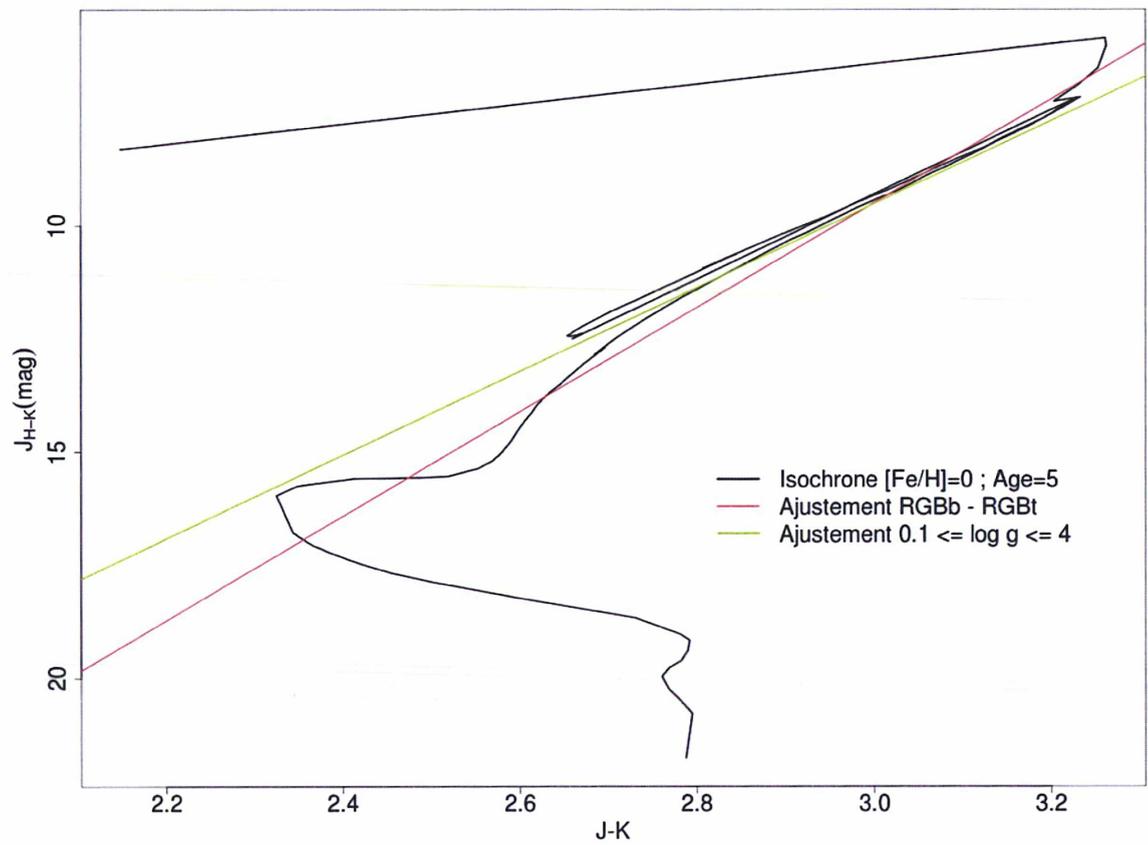


FIGURE 4.6 – Comparaison des ajustements entre l'utilisation de la sélection de la zone d'ajustement en fonction des étiquettes incluses dans les isochrones ou en fonction du $\log g$.

Comparaison des résultats pour une seule isochrone et l'ensemble des isochrones

Il faut déterminer si l'utilisation d'une seule isochrone (pour une étoile de type solaire) suffit ou s'il est nécessaire d'ajuster un ensemble d'isochrones pour prendre en compte l'ensemble de la population stellaire.

Comme on le voit sur la figure 4.7, la différence entre l'utilisation d'une isochrone unique et l'utilisation de l'ensemble des isochrones n'est pas flagrante. Il faut donc choisir entre une hypothèse moyenne sur l'âge et la métallicité ou la moyenne pondérée de l'ensemble des tracés. La deuxième solution n'est pas plus précise car il y a alors plus d'hypothèses à faire et la différence sur l'ajustement n'est pas suffisante pour qu'elle justifie ce surplus. On choisit ainsi de ne garder qu'une isochrone de type solaire ($[Fe/H] = 0$ dex ; Age=5 Ga).

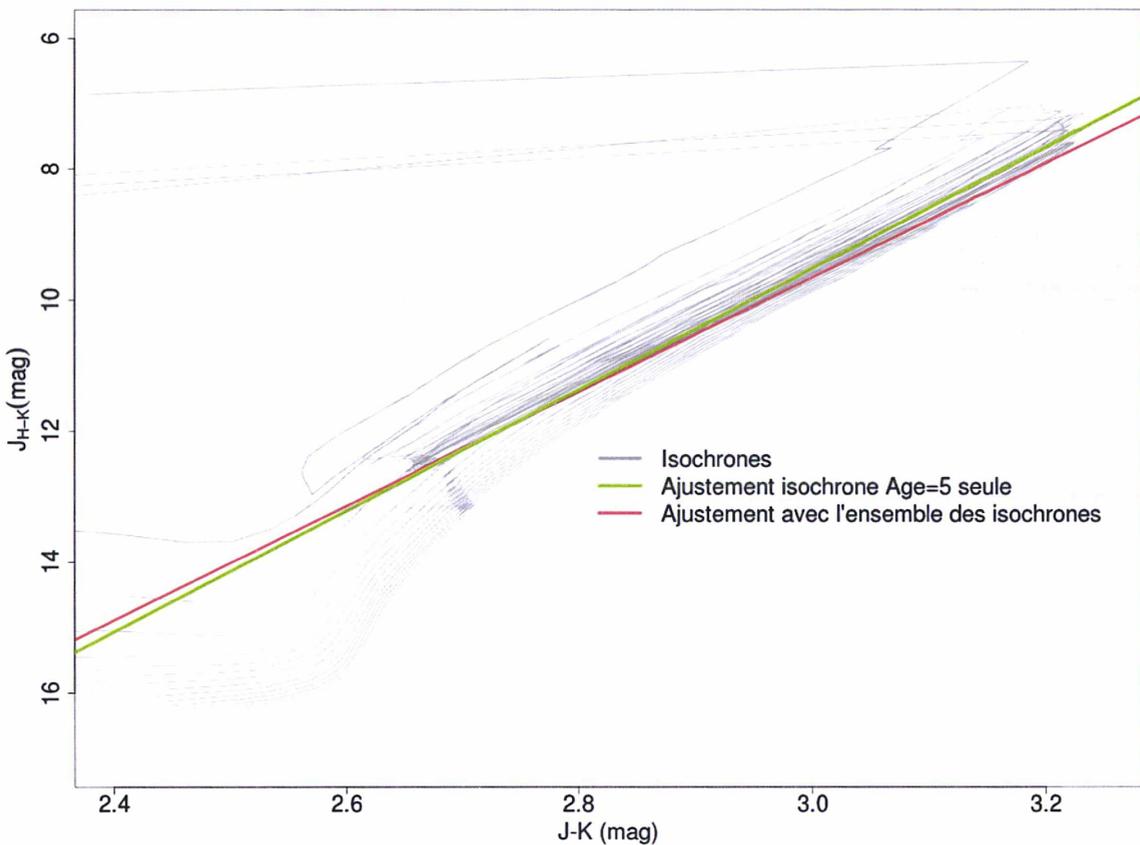


FIGURE 4.7 – Comparaison des ajustements entre l'utilisation d'une seule isochrone ou de l'ensemble des isochrones.

4.2.3 Largeur maximale du découpage

Un des paramètres de calcul du modèle est la taille maximale en couleur des étoiles sélectionnées. Des tailles maximales de 0.6, 0.7, 0.8 et 0.9 mag ont été testées. L'intervalle maximal en couleur a été choisi à 0.9 mag pour limiter l'intervalle équivalent en extinction à 1.5 mag.

Une taille maximale de 0.9 mag permet de reproduire le plus fidèlement la traînée du RC sur le plus grand nombre de champ. Cette valeur a donc été retenue.

4.2.4 Écart maximal entre les points détectés en J_{H-K} et K_{J-K}

Le deuxième paramètre important dans le processus de calcul est l'écart en ordonnées autorisé entre la surdensité détectée dans le système $((J - K); J_{H-K})$ et le système $((J - K); K_{J-K})$. Des écarts maximaux de 0.5, 0.6 et 0.7 mag ont été testés.

Un écart maximal de 0.5 mag est trop restrictif et ne permet pas une détection optimale. Aucune amélioration significative n'est observée avec un écart de 0.7 mag par rapport à un écart de 0.6 mag donc il a été choisi de conserver la valeur de 0.6 mag comme écart maximal.

4.3 Modélisation : régression et projection dans le plan (X ; Y)

4.3.1 Cartographie de l'extinction cumulative

On définit le plan (X; Y) comme la vue de dessus du disque Galactique, comme illustré dans la figure 4.8. La carte cumulative établie au paragraphe 4.1 est une carte discrète

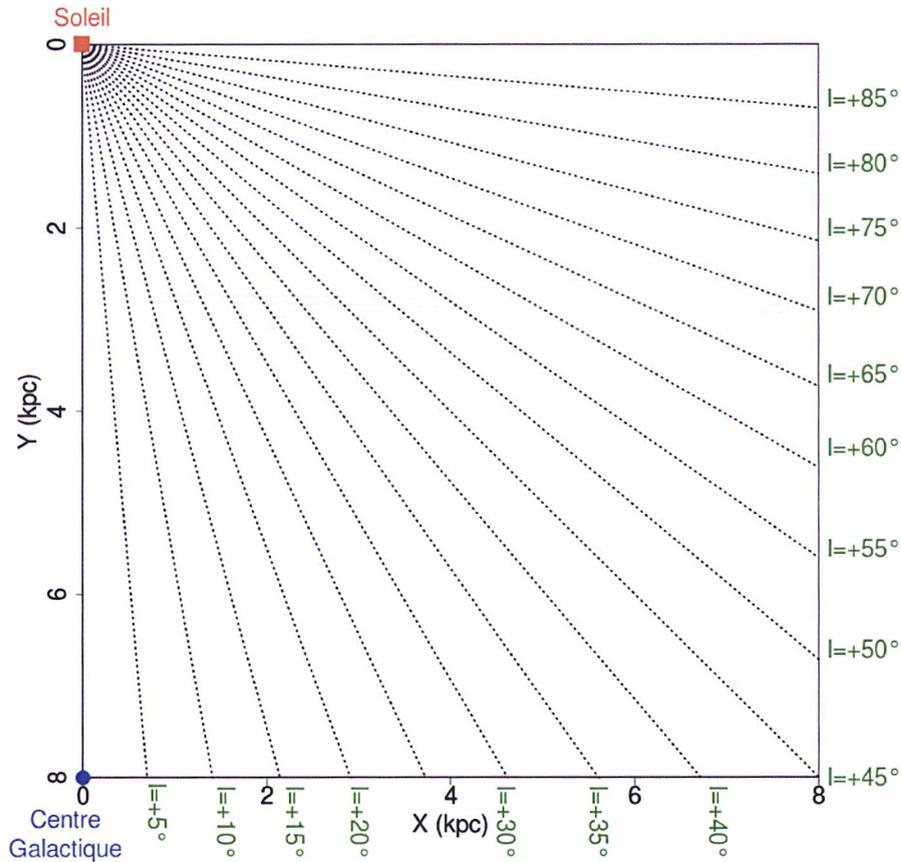


FIGURE 4.8 – Vue de dessus du plan Galactique. Le Soleil est placé en (0;0) et le Centre Galactique en (0;8). Les droites en pointillés représentent les longitudes (espacées de 5°).

aux pas inégaux. Pour pouvoir établir une cartographie de l’extinction non-cumulative projetée sur le plan $(X; Y)$, il est nécessaire de la lisser. Comme l’extinction est strictement croissante pour une distance croissant le long d’une ligne de visée, il faut que le lissage prenne cette contrainte en compte. C’est pour cela qu’il est effectué en deux étapes :

1. On effectue une régression strictement croissante par paliers (régression isotonique) des points détectés dans le repère (l, D) . Cette régression prend en compte les lignes de visée adjacente à celle considérée avec un poids de 0.1. Le poids de la ligne de visée considérée est fixé à 2.
2. Cette régression est lissée grâce à une cerce (spline) cubique. Le degré de liberté maximal autorisé est fixé à 12. Le degré de liberté minimal autorisé est fixé à 4. On effectue un premier lissage avec un degré de liberté de 12. Si ce lissage n’est pas strictement croissant, on abaisse le degré de liberté d’une unité et on effectue un nouveau lissage. Ce processus continue jusqu’à obtenir un lissage strictement croissant ou jusqu’à atteindre le degré de liberté minimal autorisé.

A l’issue de ce lissage, on obtient un modèle continu pour chaque ligne de visée et une carte dans le repère $(l; D)$. Les différentes étapes du lissage sont visibles sur la figure 4.9. De plus, comme les lignes de visée adjacentes ont été prises en compte dans ce processus, cette cartographie comporte également une continuité spatiale entre les lignes de visée.

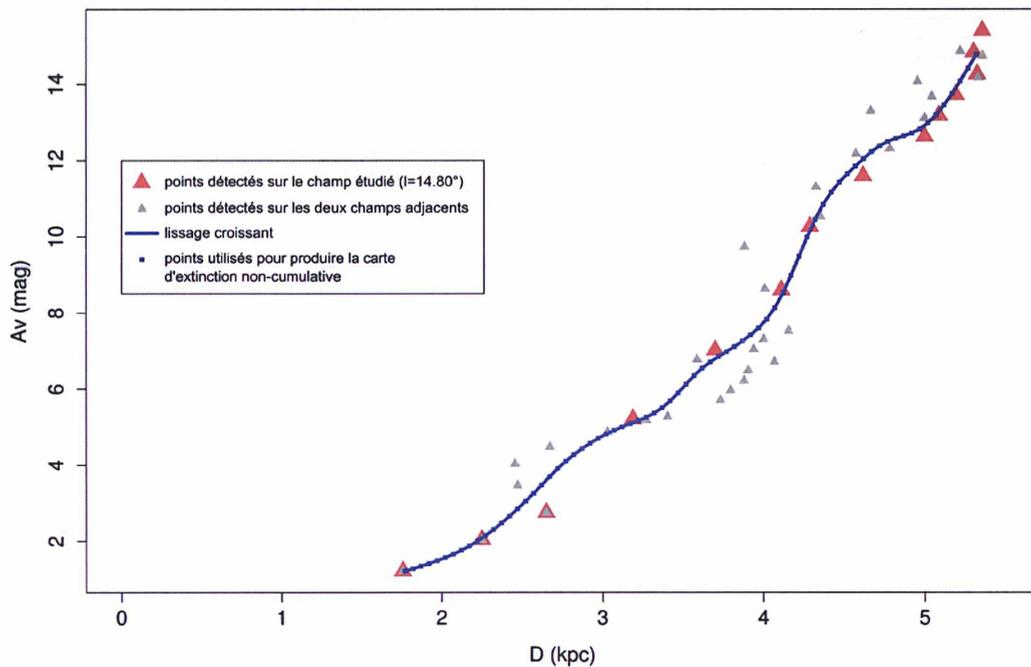


FIGURE 4.9 – En rouge, les points détectés par DTRC pour le champ étudié. En gris, ceux des deux champs adjacents. En bleu, le lissage des points, en prenant en compte à la fois le champ étudié et les deux adjacents, comme expliqué plus en détail dans le texte. Les carrés représentent les points utilisés dans la construction de la carte d’extinction non-cumulative.

4.3.2 Cartographie de l’extinction non-cumulative (3D)

Le calcul de l’extinction non cumulative s’effectue indépendamment pour chaque ligne de visée à partir de la carte lissée de l’extinction. Pour une ligne de visée, elle est obtenue en appliquant l’équation (4.3) à tous les points i possédant une extinction, excepté le dernier.

On obtient ainsi une carte dans le repère $(l; D)$

$$A_V/\text{kpc}(i) = a(i) = \frac{A_V(i) - A_V(i-1)}{D(i) - D(i-1)} \quad (4.3)$$

Pour pouvoir obtenir une carte « vue du haut » dans le repère $(X; Y)$, il faut projeter cette représentation dans le plan de la Galaxie. Cela s'effectue en appliquant le changement de coordonnées suivant :

$$(l; D) \rightarrow (X = D * \sin l; Y = D * \cos l) \quad (4.4)$$

Ce changement a été implémenté selon le changement de coordonnées inverse. En effet, pour chaque point du repère $(X; Y)$, on recherche la valeur d'extinction qui lui correspond dans l'ensemble des données calculées dans le repère $(l; D)$.

4.4 Validité et robustesse de la méthode

Une des limites importantes de cette méthode est son incapacité à obtenir des informations au-delà d'une zone de forte extinction différentielle. Comme les étoiles qui subissent une forte extinction atteignent plus rapidement la limite de complétude que les autres, la détection sur ces champs stoppe prématurément. Cet effet est très visible sur les lignes de visée $l \in [\sim 11, \sim 14]^\circ$, $l \in [\sim 22, \sim 25]^\circ$ et $l \in [\sim 30, \sim 31]^\circ$.

Malgré des résultats qui sont en accord avec nos connaissances actuelles (voir plus bas pour une comparaison bibliographique), la méthode DTRC présente deux inconvénients majeurs. Dans le but de tester la robustesse de la méthode nous avons simulé un champ observé (voir la description de la simulation de référence, §3.1) et un modèle d'initialisation. Pour le reproduire le cas où le modèle de Marshall et al. (2006) ne décrit pas correctement la traînée du RC, le modèle d'initialisation a été construit tel que ($D = D_{M06}$; $Av = 0.4 \times D$). Le champ $l = 36.88^\circ$ est le champ de référence de toute cette étude, c'est sur le modèle de Marshall et al. (2006) pour ce champ en particulier que nous avons basé notre échantillonnage en distance pour le modèle simulé. Le modèle de Marshall et al. (2006) propose un jeu de données (D, Ak) pour chaque ligne de visée. Pour le reproduire, nous avons converti Av en Ak en prenant en compte la non-linéarité des coefficients d'extinction (voir §3.1). Une fois ce modèle d'initialisation mis en place, nous avons utilisé DTRC pour détecter la traînée du RC sur la simulation de référence. Le résultat est visible dans la figure. On constate que la traînée n'est pas bien reproduite par DTRC ce qui s'explique assez aisément. En effet, DTRC a été mis au point sur les champs 2MASS et UKIDSS. De part la sélection d'axes d'étude appropriés, la traînée du RC est pratiquement horizontale. Ce n'est pas le cas dans cette simulation. La recherche de nouvelles bornes de l'intervalle de recherche n'est pas adaptée à la morphologie de ce type de CMD. Cela met en évidence le manque de robustesse de DTRC.

Il est de même aisé de se rendre compte que la méthode est entachée d'un biais. Sur la figure 4.11, un CMD a été simulé tel que la loi d'extinction soit celle détectée grâce à DTRC sur la simulation de référence. Aucun autre ingrédient n'a été modifié. Les points rouges représentent le résultat de DTRC sur la simulation de référence. On observe que la traînée n'est pas bien décrite par ces points contrairement à ce que l'on attend. Cela rend manifeste la présence d'un biais dans la méthode DTRC.

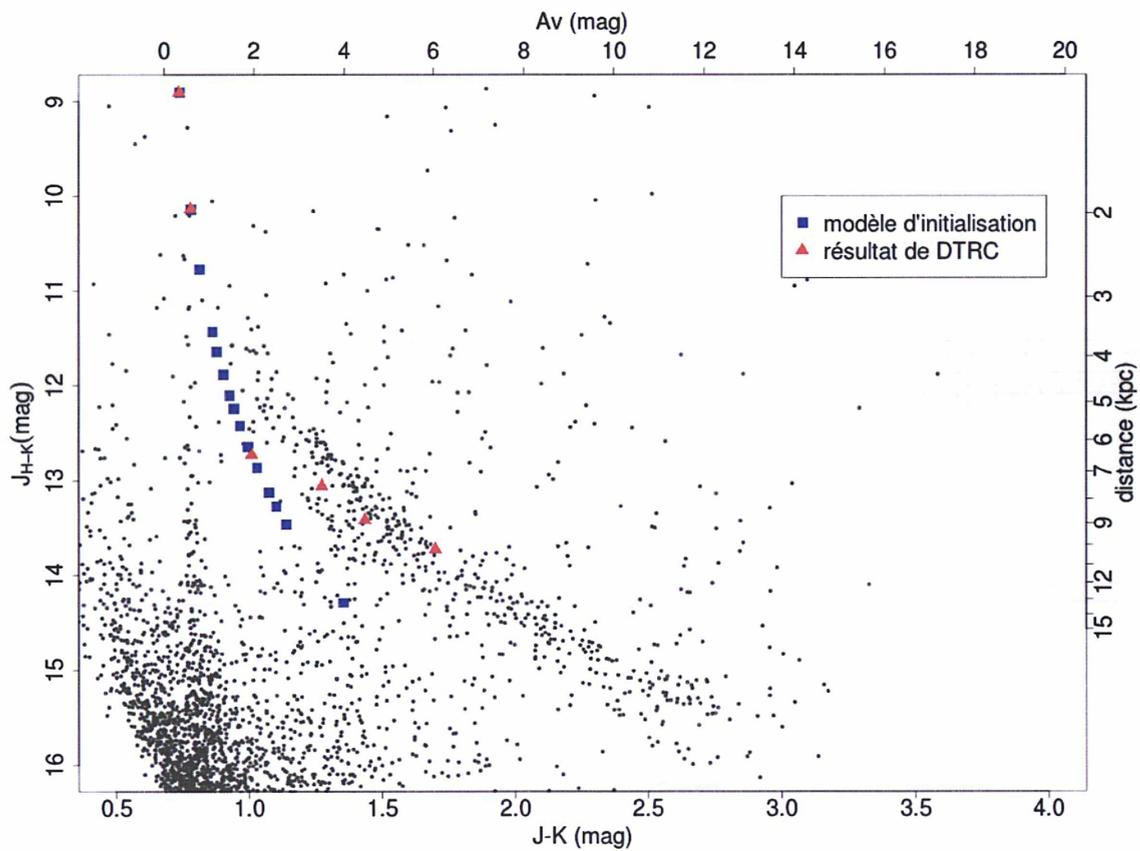


FIGURE 4.10 – Application de DTRC sur la simulation de référence. Les points noirs représentent le CMD simulé, les points bleus le modèle d’initialisation simulé et les points rouges sont le résultat de DTRC. On peut voir que le résultat de DTRC ne décrit pas correctement la traînée du RC.

Ce biais s’explique par une différence notable de la position de RC entre celle donnée par les isochrones utilisées pour la simulation et la position théorique adoptée dans DTRC, comme on peut le voir sur la figure 4.12.

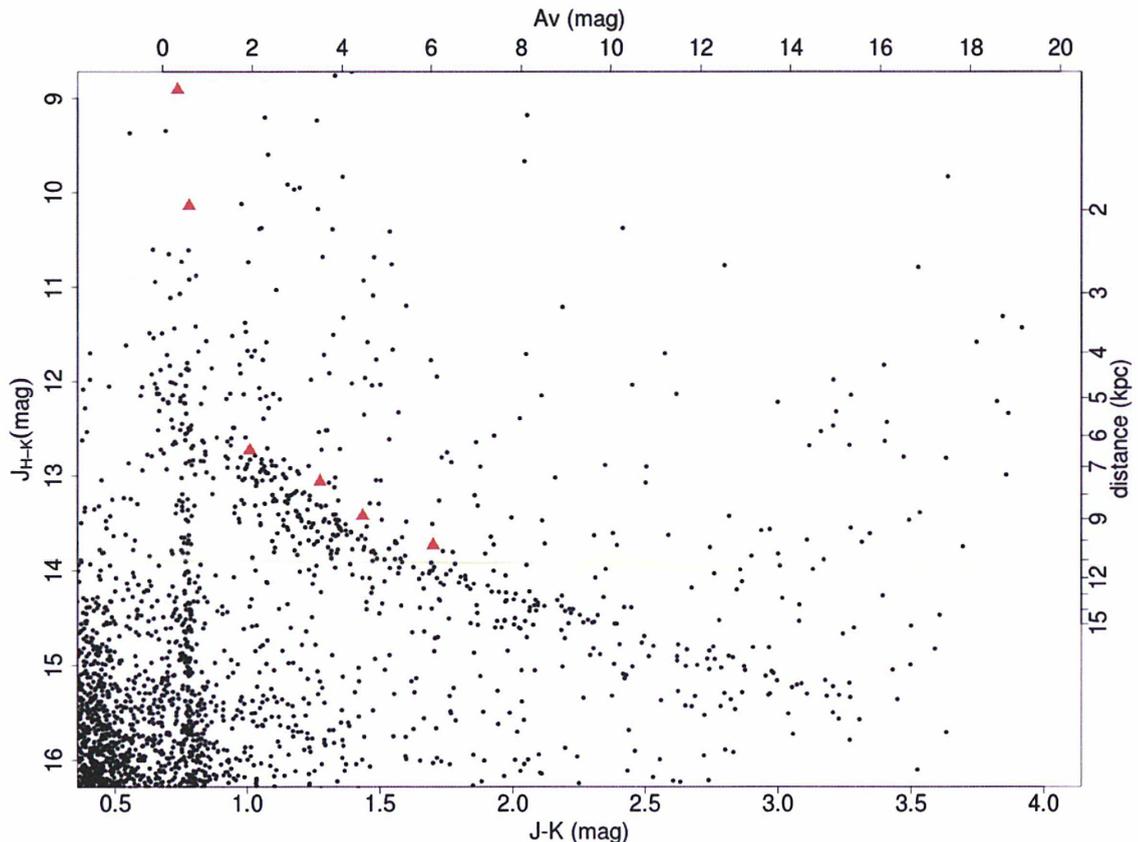


FIGURE 4.11 – Comparaison entre le CMD simulé à l’aide de la loi d’extinction issue de l’application de DTRC sur la simulation de référence et cette loi. On voit que les points rouges ne concordent pas avec la traînée du RC (ils sont au-dessus) ce qui met en évidence l’existence d’un biais dans la méthode.

4.5 Résultats et comparaison à la littérature

Grâce à la méthode DTRC exposée ci-dessus, il est possible d’établir une cartographie de l’extinction interstellaire à partir de données photométriques NIR (figure 4.13). En combinant les données 2MASS et UKIDSS la carte ainsi obtenue nous renseigne sur la structure du disque Galactique. En effet, l’extinction est liée à la présence de poussière et aux bras spiraux. Son absence est donc le signe d’une carence de structure à grande échelle.

Sur les premières longitudes ($l \in [4, 10]^\circ$), on observe une zone de faible extinction différentielle qui s’étend sur 4 kpc à partir du CG. Cela peut correspondre à l’espace entre la barre et le pseudo-anneau à 3 kpc ou à l’anneau moléculaire.

La seconde étendue de faible extinction correspond à l’espace inter-bras entre le Sagittaire et Persée (figure 4.16). A cause du manque de données due à la complétude des observations, la carte obtenue à travers DTRC présente beaucoup de zones vides. Ces zones

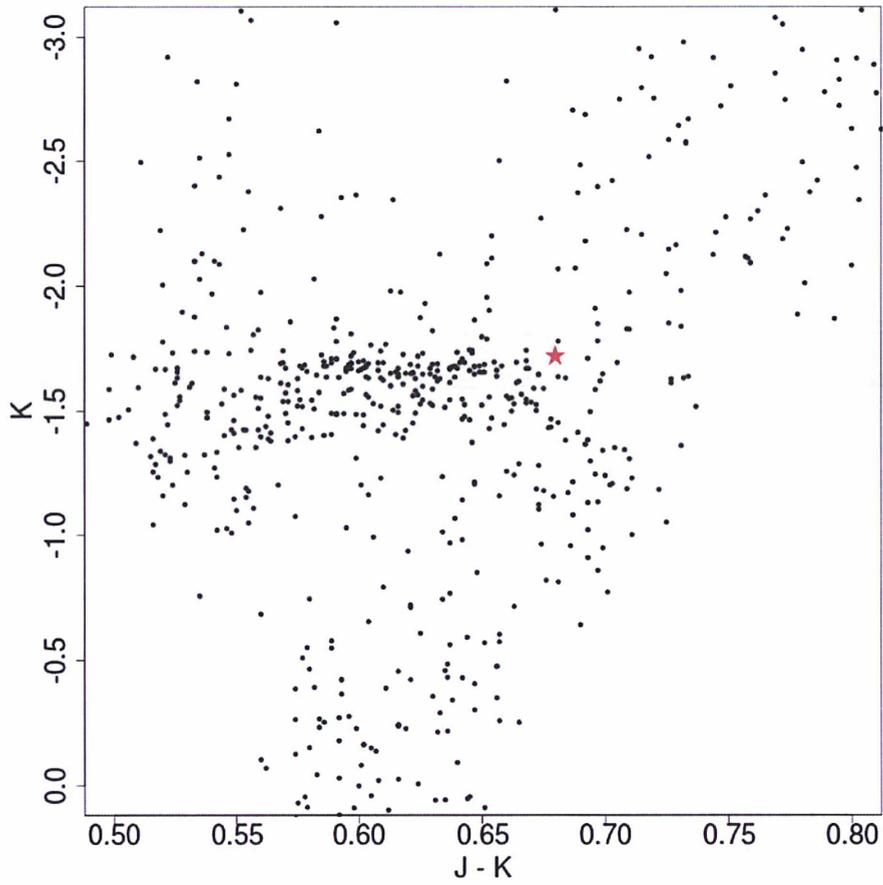


FIGURE 4.12 – Comparaison entre la position du RC simulé et les paramètres intrinsèques utilisés dans DTRC. L'étoile rouge représente le RC tel qu'utilisé dans DTRC : $(J - K)_0 = 0.68$ mag et $K_0 = -1.72$ mag.

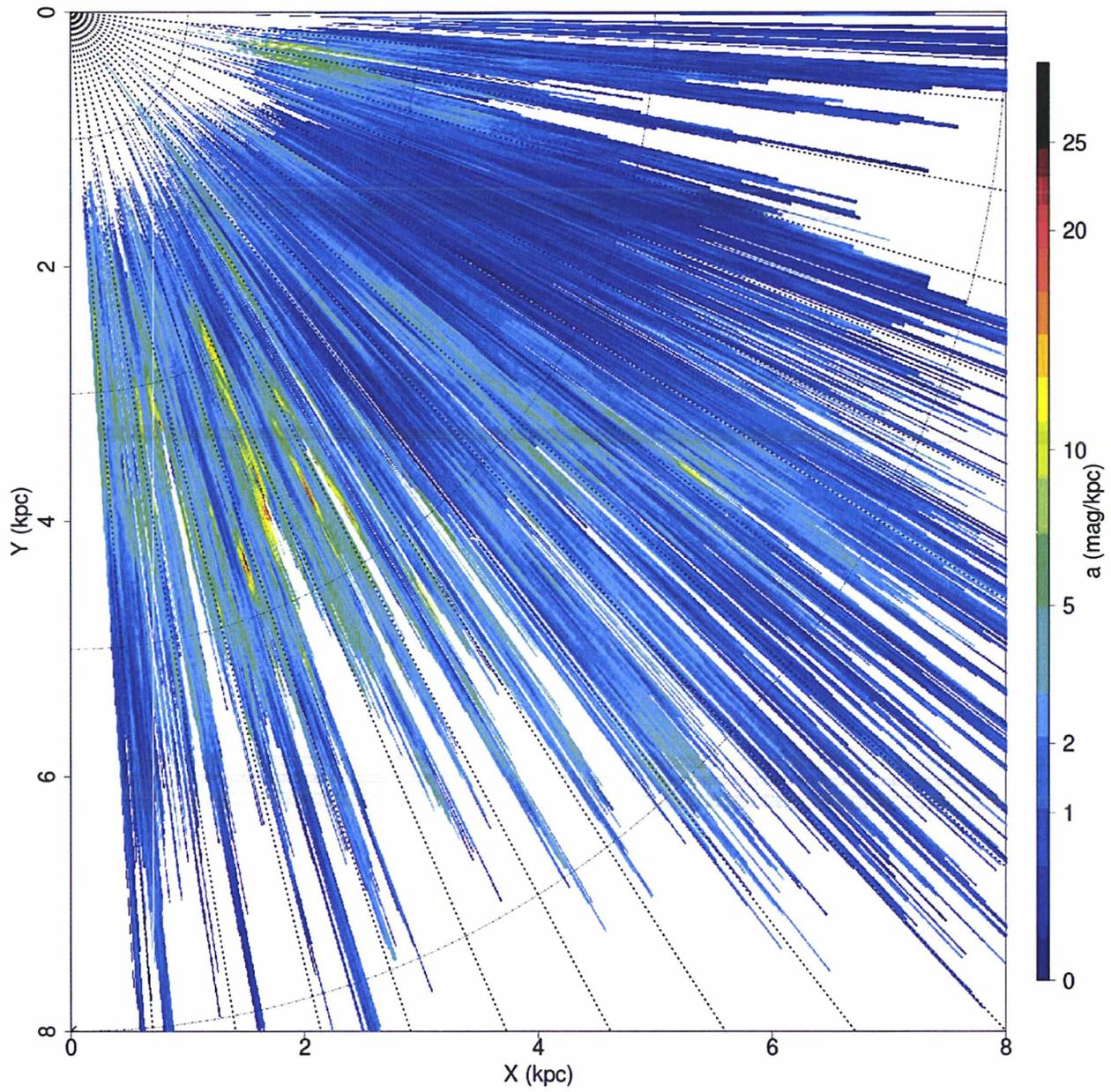


FIGURE 4.13 – Résultat de l'application de DTRC sur les données 2MASS combinées aux données UKIDSS. Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont dessinées de 5° .

vides peuvent être interprétées comme des marqueurs de zones à forte extinction : en cas de forte extinction, la complétude est atteinte rapidement. Cela rend malgré tout difficile toute interprétation de structures à grande échelle autrement que par des comparaisons à des données d'autres natures. Ces comparaisons et les conclusions que l'on peut en tirer sont présentées ci-dessous.

Les résultats de cette méthode dépendent de la valeur des coefficients d'extinction et de celle de la magnitude absolue du RC. Une variation de ces deux paramètres peut impliquer une translation de près d'un kiloparsec dans le calcul de la distance.

4.5.1 Modèles d'extinction basés sur le modèle de Besançon

Une des premières cartographies 3D de l'extinction interstellaire a été établie par Marshall et al. (2006). Ils ont mis au point une nouvelle technique qui leur a permis de déduire la relation distance-extinction à partir d'une comparaison entre le modèle de Besançon (Robin et al., 2003) et les observations NIR de 2MASS. Marshall et al. (2006) ont exploité l'ensemble des données produites par 2MASS en sélectionnant les étoiles telles que :

- $|l| < 100^\circ$; $|b| < 10^\circ$, chaque champ observé ayant un rayon de $15'$;
- une observation de l'étoile existe dans les trois bandes J, H, K_S et qu'elle soit inférieure à la complétude du champ ;
- `rd_flag` \neq 0, qui est un indicateur (*Read Flag*) qui renseigne sur la méthode utilisée pour déterminer la magnitude par défaut de la source ¹.

Le modèle de population stellaire Galactique contient quatre populations : disque épais, disque mince, un bulbe 3D et le halo d'étoiles qui englobe tout le reste. En plus de ces populations d'étoiles, le modèle de Besançon inclut un milieu interstellaire diffus. Marshall et al. (2006) ont choisi d'estimer les erreurs observationnelles du modèle champ par champ en fonction de leurs observations 2MASS et de limiter les étoiles simulées à la complétude 2MASS du champ étudié. Pour obtenir la relation distance-extinction d'un champ, ils procèdent par la méthode itérative suivante :

1. supposer une relation distance-extinction : pour la première itération, ils la supposent diffuse, comme inclus dans le modèle de Besançon ; à partir de la deuxième itération ils injectent la relation distance-extinction issue de l'itération précédente ;
2. supprimer les étoiles naines et les étoiles simulées et observées au-delà de la complétude du champ ;
3. ordonner les étoiles par couleur ($J - K_S$) croissante ;
4. répartir les étoiles simulées dans des classes telles que la distance médiane de chaque classe augmente par rapport à la précédente ;
5. répartir les étoiles observées dans les mêmes classes ;
6. calculer l'extinction dans chaque classe d'après Mathis (1990), avec *obs* qui représente les étoiles observées et *sim* les simulées :

$$\delta A_{K_S} = 0.67 \times [\overline{(J - K)_{obs}} - \overline{(J - K)_{sim}}] \quad (4.5)$$

1. voir Cutri et al. (2003) pour la description de l'ensemble des indicateurs disponibles dans 2MASS

7. calculer le χ^2 entre les deux jeux de données selon Press et al. (1993) :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sqrt{N_{obs}/N_{mod}} n_{mod_i} - \sqrt{N_{mod}/N_{obs}} n_{obs_i})^2}{n_{mod_i} + n_{obs_i}} \quad (4.6)$$

où n_{obs_i} (n_{mod_i}) est le nombre d'étoiles observées (modélisées) dans la i^e classe de l'histogramme de $J - K_S$ et N_{obs} (N_{mod}) est le nombre d'étoiles observées (modélisées) total ;

8. itérer sur les étapes précédentes tant que le χ^2 n'est pas minimal.

Lorsque l'on compare la cartographie établie par Marshall et al. (2006) et celle établie pendant cette thèse, certains accords sautent aux yeux (figure 4.14).

Tout d'abord, les zones pauvres en extinction proche du CG (intérieur du bulbe), celle entre $l \sim 16$ et 18° , celle entre $l \sim 35$ et 45° et celle entre $l \sim 55$ et 70° concordent. La cartographie DTRC donne leur extinction moyenne à ~ 1 mag/kpc alors qu'elle est légèrement plus élevée (~ 2 mag/kpc) selon Marshall et al. (2006).

Les zones d'extinction non-cumulative plus importante autour de $l \sim 35^\circ$, $l \sim 43^\circ$ et celle entre $l \sim 75$ et 85° sont cohérentes avec la carte de Marshall et al. (2006), tant au niveau de leur localisation, leur étendue et leur intensité.

Certaines autres zones sont consistantes mais présentent quelques différences selon les cartes : la zone située à $l \sim 19^\circ$ et $D \sim 4.5$ kpc est située au même endroit sur les deux cartes mais son intensité est plus élevée sur la carte établie ici par rapport à celle de Marshall et al. (2006) ($A_V/\text{kpc} \sim 12$ mag/kpc ici, ~ 8 mag/kpc chez Marshall et al. (2006)). La zone entre $l \sim 25$ et 30° et $D \sim 3.5$ kpc est plus proche de la Terre sur la carte issue de DTRC que sur la carte de Marshall et al. (2006) ($D_{M06} \sim 4.5$ kpc). La zone qui s'étend de l 45 à 55° est présente dans les deux cartes mais elle est plus étendue et plus définie dans celle obtenue à travers DTRC que chez Marshall et al. (2006). Une illustration de la comparaison entre les deux modèles et les données UKIDSS pour ces différentes zones est proposée dans la figure 4.15.

Il existe malgré tout des différences notables entre les deux résultats. Ces différences peuvent s'expliquer par trois facteurs majeurs. Tout d'abord, les données ne sont pas les mêmes pour les deux études : nous utilisons UKIDSS couplé à 2MASS ce qui nous permet d'avoir une meilleure précision dans nos données ainsi qu'un résultat raffiné par rapport à Marshall et al. (2006). De plus, Marshall et al. (2006) ont basé leur cartographie sur un modèle de population stellaire Galactique. Comme ils expliquent dans leur paragraphe 6.2, les paramètres de ce modèle peuvent influencer sur les résultats obtenus. Enfin, la méthode présentée ici n'est elle-même pas exempte de défauts. Comme expliqué dans le paragraphe précédent, cette méthode dépend fortement de l'inclinaison de la traînée du RC dans les CMD et est également entachée d'un biais. De plus, les coefficients d'extinction diffèrent entre les deux études. Comme mentionné ci-dessus, cela peut impliquer une translation allant jusqu'à un kiloparse. Malgré un relatif bon accord entre les deux cartes, il est donc normal d'observer des points de discordance, sans qu'ils soient pour autant nombreux ou critiques.

Depuis 2006, de nouveaux grands relevés ont été effectués et le modèle de Besançon a été mis à jour (Robin et al., 2012). Chen et al. (2013) utilisent les données des relevés GLIMPSE-II, 2MASS et VVV pour étudier le bulbe Galactique à l'aide de la méthode mise

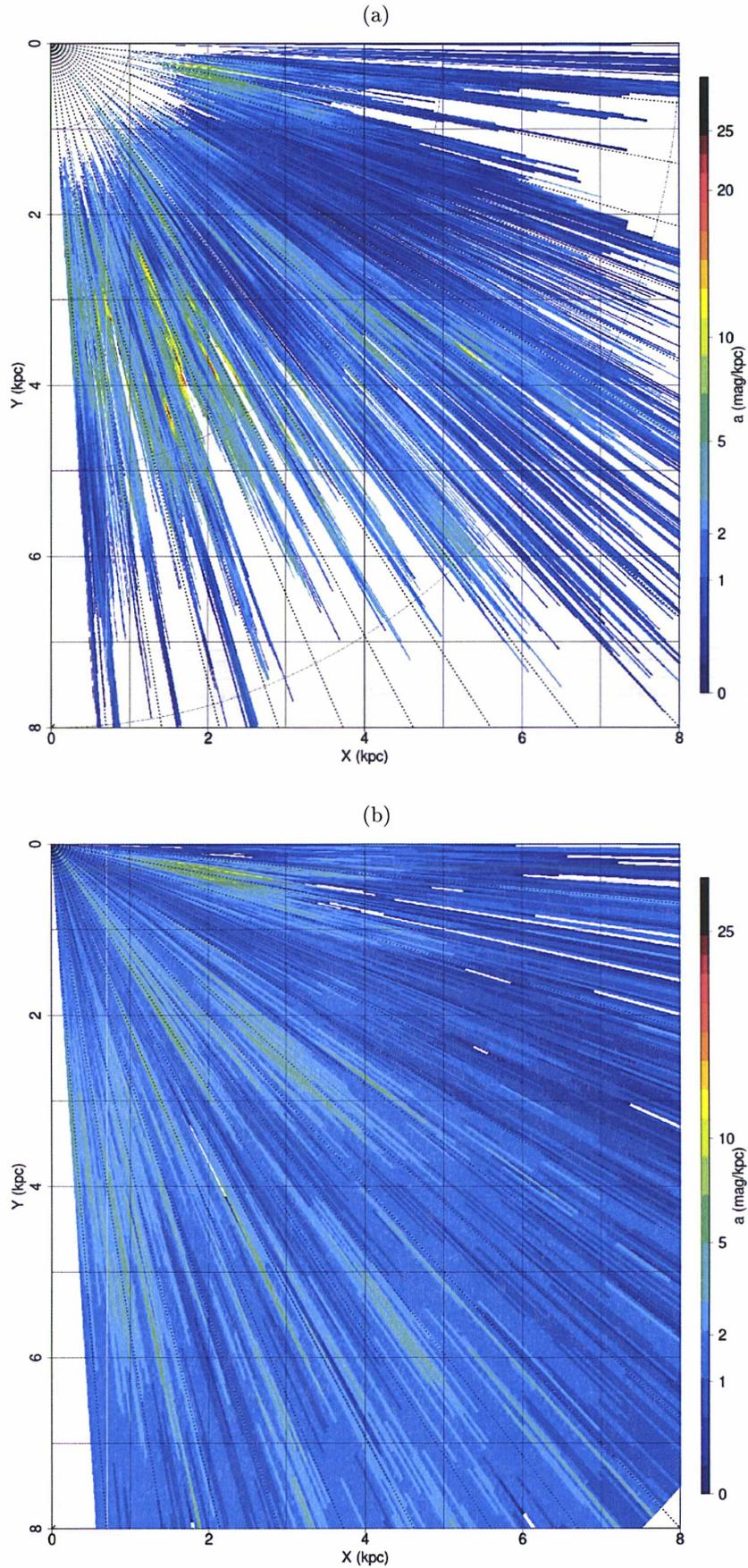


FIGURE 4.14 – Comparaison entre les cartographies de l’extinction interstellaire : (a) la carte établie à l’aide de DTRC pendant cette thèse ; (b) la carte présentée dans Marshall et al. (2006) (leur figure 9). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont espacées de 5° .

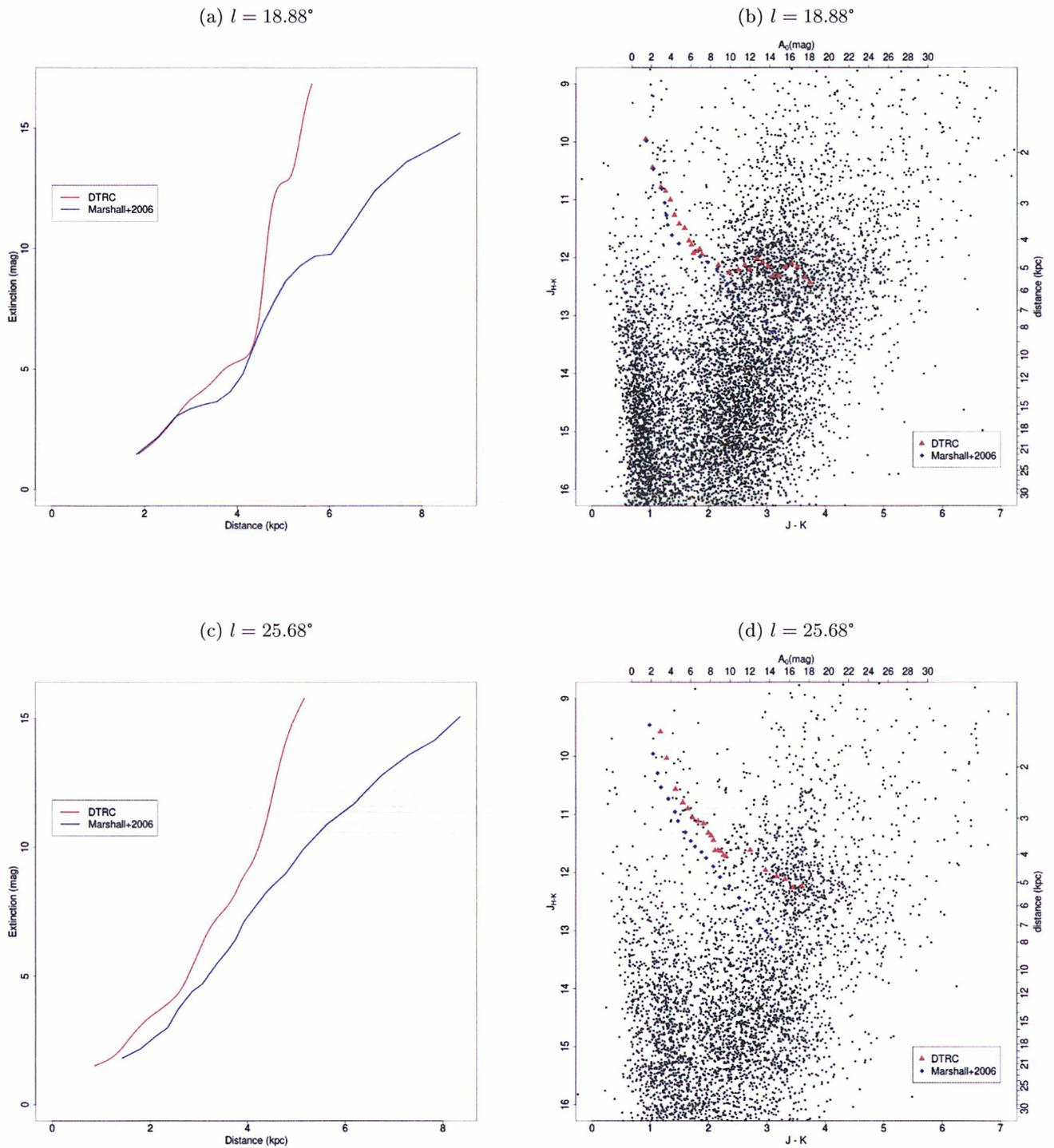


FIGURE 4.15 – Comparaison entre les données UKIDSS, le modèle de Marshall et al. (2006) et DTRC pour différents champs. Ces champs correspondent aux zones présentant des différences entre les deux modèles. A gauche, la comparaison entre les deux modèle d’extinction cumulative. A droite, la comparaison aux données UKIDSS.

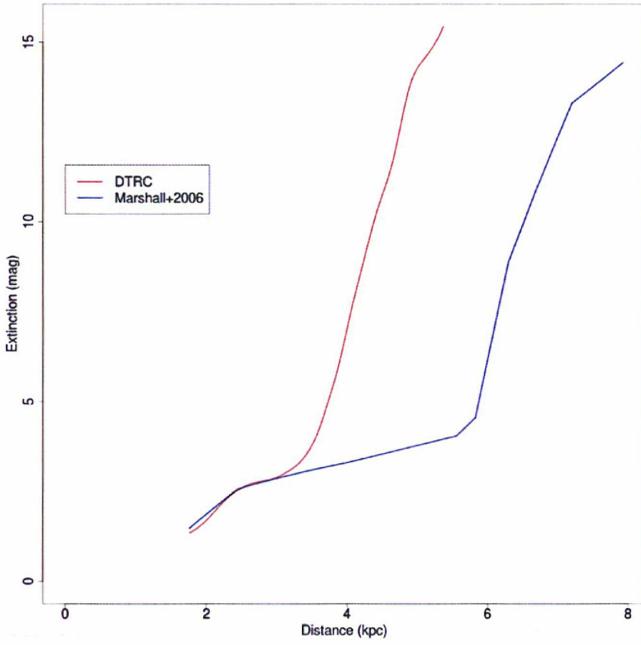
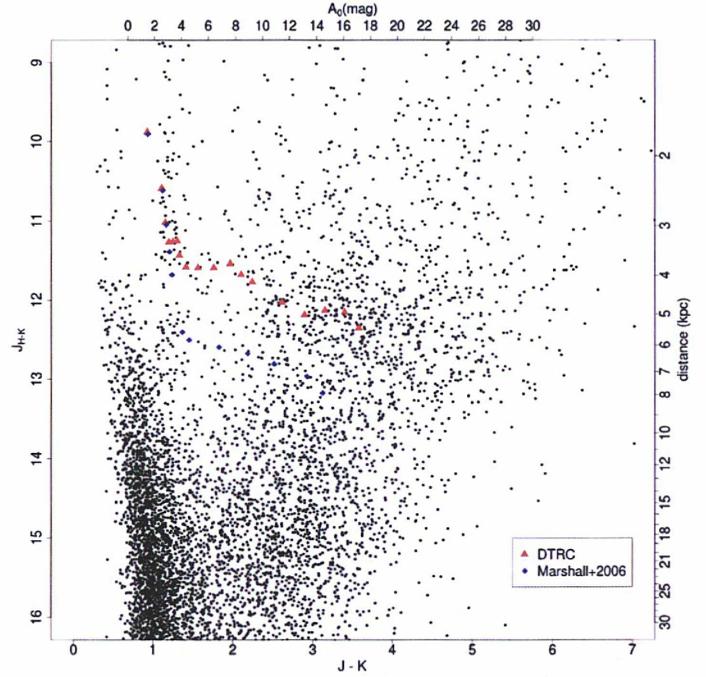
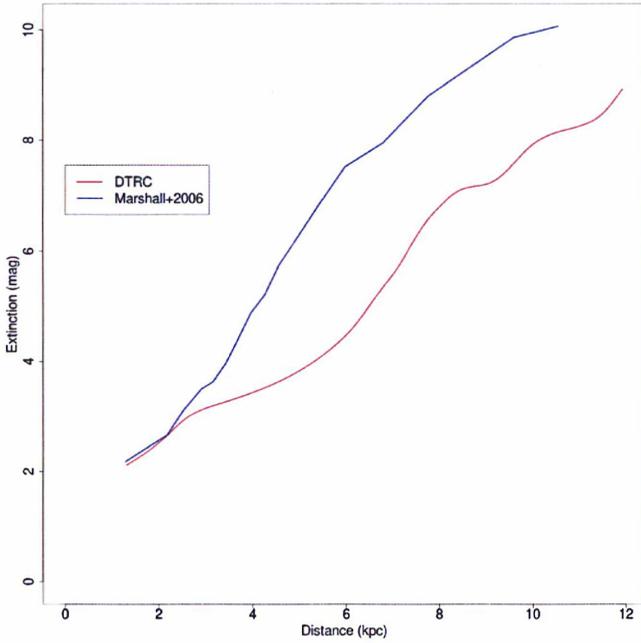
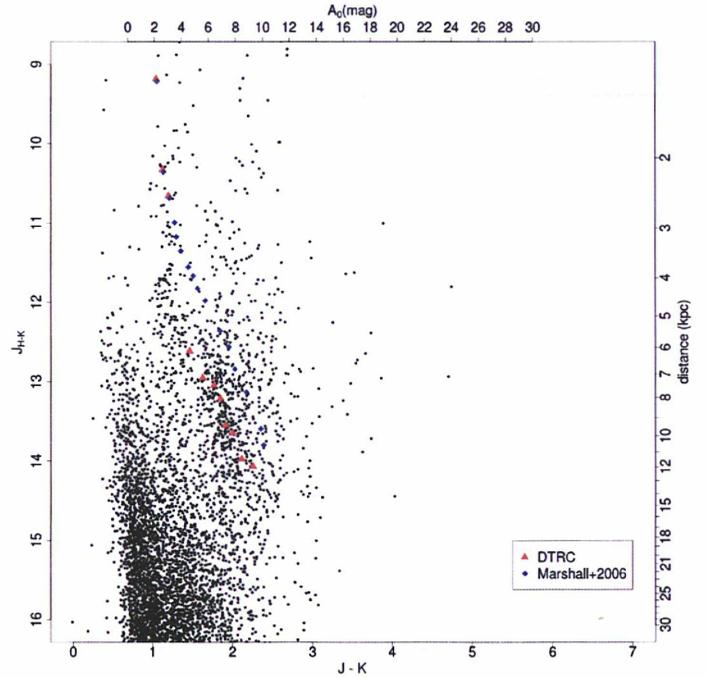
(e) $l = 28.16^\circ$ (f) $l = 28.16^\circ$ (g) $l = 54.40^\circ$ (h) $l = 54.40^\circ$ 

FIGURE 4.15 – (suite) Comparaison entre les données UKIDSS, le modèle de Marshall et al. (2006) et DTRC pour différents champs. Ces champs correspondent aux zones présentant des différences entre les deux modèles. A gauche, la comparaison entre les deux modèles d'extinction cumulative. A droite, la comparaison aux données UKIDSS.

au point par Marshall et al. (2006). Ils utilisent le nouveau modèle de Besançon (Robin et al., 2012) qui inclut un bulbe issu de la somme de deux ellipsoïdes : la première qui représente le bulbe 3D et la barre standard, la seconde qui est majoritairement visible aux hautes latitudes. Chen et al. (2013) ont pris le soin d’adapter la relation température effective - couleur de leurs étoiles simulées à cause du manque de fiabilité des modèles d’atmosphères stellaires implémentés dans le modèle de Besançon (Basel 3.1) pour les étoiles M. Contrairement à Marshall et al. (2006), Chen et al. (2013) ont en effet utilisé l’intégralité des données contenues sans les observations, y compris les étoiles M naines.

Les résultats de Chen et al. (2013) sont semblables à Marshall et al. (2006) dans la région $0^\circ < l < 10^\circ$ et $|b| < 0.25^\circ$. La différence majeure est contenue dans les cinq premiers kiloparsecs. L’extinction obtenue par Chen et al. (2013) y est très faible ($\delta A_K \in [0, 0.12]$ mag/kpc) alors qu’elle commence à augmenter à partir de 3 kpc chez Marshall et al. (2006). Les résultats de la méthode DTRC ne sont disponibles qu’à partir d’environ 2 kpc dans cette région. Des zones d’extinction moyenne ($A_V/\text{kpc} \sim 7$ mag/kpc) y apparaissent à partir de 2.5 kpc. De plus, Marshall et al. (2006) place une région de forte extinction ($\delta A_K \in [0.22, 0.3]$ mag/kpc) centrée à $l = 5^\circ$; $D = 5$ kpc que Chen et al. (2013) déplace à $D = 7$ kpc. Dans la carte issue de DTRC, cette zone apparaît entre 2 et 4 kpc avec deux pics de plus forte extinction à $D \sim 2.5$ kpc et $D \sim 3.5$ kpc. Ces résultats sont plus en accord avec Marshall et al. (2006) qu’avec Chen et al. (2013).

4.5.2 Méta-analyses

Bras spiraux

J. P. Vallée publie des méta-analyses des différents articles parus sur les bras Galactiques depuis 1995. Il estime la pertinence des différentes études et leur attribue ainsi un poids relatif. Dans Vallée (2013), son attribution de points suit la distribution suivante :

- 3 points pour les méthodes simples avec le moins d’hypothèses, telles que celles utilisant les parallaxes ;
- 1 point est donné aux méthodes utilisant des mesures dépendantes de la poussière ;
- 2 points à toutes les autres méthodes.

Vallée (2013) utilise l’ensemble de ses méta-analyses pour ajuster un modèle de bras Galactiques. Il propose quatre bras logarithmiques, dont l’origine de chacun est pivotée de 90° par rapport à son voisin direct. Les bras sont décrits dans un repère polaire (r, θ) par l’équation (4.7).

$$r = r_0 \exp(\tan(p)(\theta - \theta_0)) \quad (4.7)$$

avec θ mesuré dans le sens inverse des aiguilles d’une montre et ayant pour origine l’axe des abscisses, $\theta_0 = -20^\circ \pm 5^\circ$, $r_0 = 2.1 \pm 0.1$ kpc et l’angle d’attaque des bras $p = 12.8^\circ$. La barre Galactique est placée selon un angle de 70° depuis l’axe des abscisses et s’étend sur 3 kpc de diamètre. La distance entre le CG et le Soleil est estimée à 7.8 kpc.

Comme Vallée (2013) place le début de ses bras autour d’un cercle de 3kpc de diamètre, la position du bras *3kpc-Norma* est ainsi figée (voir 1.4). On remarque donc un désaccord entre Vallée (2013) et la cartographie issue de DTRC qui place la limite de la zone interne au rayon de la barre à ~ 3.8 kpc. Les bras *Scrutum-Crux* et *Sagittarius* semblent être décalés entre Vallée (2013) et DTRC. Leur rotation est plutôt cohérente entre les deux cartographies mais leur rayon ne correspond pas. Pour obtenir un meilleur accord, il faudrait qu’ils soient élargis d’environ 1 kpc vers les X croissants, ce qui les ferait croiser les zones d’extinction non-cumulative les plus importantes. Ce décalage correspond à celui engendré par l’utilisation de coefficients d’extinction différents.

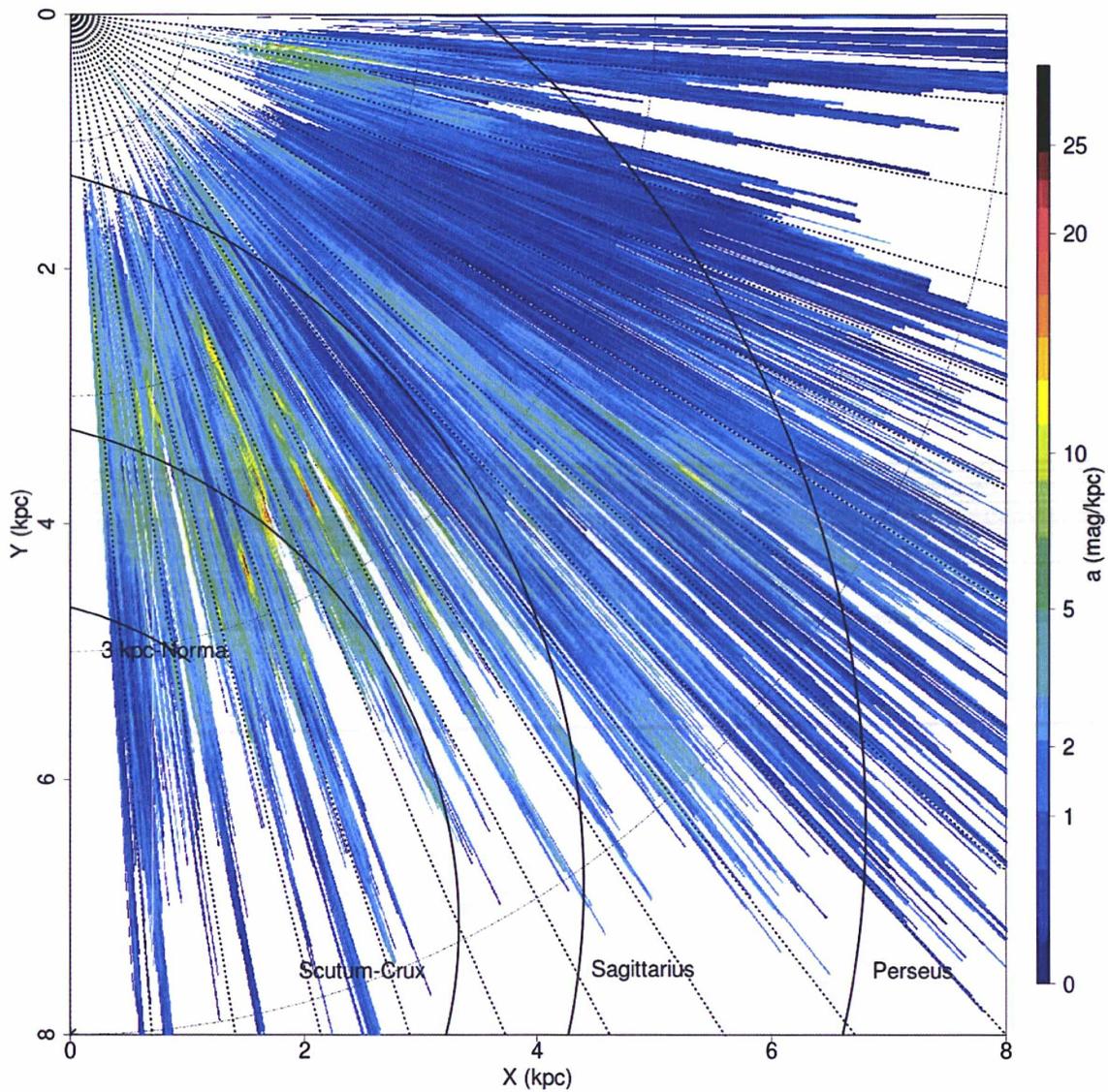


FIGURE 4.16 – Comparaison entre la cartographie des bras spiraux proposés par Vallée (2013) et la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue grâce à DTRC. Les lignes pleines représentent les bras spiraux tels qu’exposés dans Vallée (2013). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont dessinées de 5° .

Régions HII et nuages moléculaires géants

Les régions HII sont des nuages d'hydrogène neutre ionisé par les étoiles naissantes qu'ils hébergent. Les régions émettent un signal radio qui n'est pas atténué par l'extinction. Les nuages moléculaires géants (*Giant Molecular Clouds* – GMC) sont constitués de gaz moléculaire d'une masse allant de 10^4 à $10^6 M_\odot$ et s'étendant sur des dizaines de parsecs. Le milieu interstellaire est presque optiquement mince pour la raie d'émission du CO, rendant les GMC facilement observables dans l'ensemble de la Galaxie. Cela fait de ces deux types de régions des cibles de choix pour l'étude de la structure Galactique.

Hou et al. (2009) ont collecté et combiné les résultats d'études récentes sur les régions HII et les GMC (leur §2.1). Quand les distances n'existaient pas dans ces articles, ils les ont calculées à l'aide de courbes de rotation Galactique. Pour les régions HII, il existe deux méthodes de détermination des distances : soit grâce à la cinématique, soit en établissant la distance des étoiles contenues dans ces régions à travers la spectro-photométrie. Grâce à la spectroscopie, il est possible de déduire leur type spectral que l'on couple à la photométrie pour déduire la distance (à travers le module de distance.) En cas d'absence de données spectro-photométriques, la distance de la région HII est établie par cinématique à travers une courbe de rotation Galactique.

Hou et al. (2009) proposent deux grandes classes de modèles de bras spiraux : les modèles logarithmiques (à 2, 3 et 4 bras) et un modèle poly-logarithmique. Le modèle poly-logarithmique n'extrapole pas la position des bras spiraux lors d'un manque de données mais permet une meilleure cohérence avec celles-ci. D'après leur étude, le modèle poly-logarithmique est préférable à un modèle logarithmique simple car il permet de reproduire plus de paramètres (tels que les tangentes aux bras spiraux). Les bras poly-logarithmiques sont décrits par (4.8) :

$$\ln r = a_i + b_i\theta + c_i\theta^2 + d_i\theta^3 \quad (4.8)$$

avec r, θ les coordonnées polaires centrée au GC et a_i, b_i, c_i, d_i les différents coefficients du polynôme pour le bras i . Les caractéristiques du modèle poly-logarithmique présentant le meilleur ajustement aux données sont résumées dans le tableau 4.1. Il place le Soleil à 8.0 kpc du CG. Ces bras sont visibles sur la figure 4.18.

bras	1	2	3	4	5
a_i	1.302	7.5616	9.9843	1.5189	2.1949
b_i	-0.06629	-2.448	-3.417	-0.00581	0.1037
c_i	0.4115	0.3090	0.4522	0.01286	0.03317
d_i	0	-0.01187	-0.01873	0	0
$\theta_i(^{\circ})$	47	304	298	338	35

TABLE 4.1 – Paramètres du meilleur modèle de bras poly-logarithmiques selon Hou et al. (2009). Le Soleil est placé à 8.0 kpc du CG.

La figure 4.17 met en évidence un premier accord manifeste entre les positions des régions HII et des GMC (Hou et al., 2009) par rapport à la carte d'extinction établie ici : les zones de faible extinction non-cumulative ne contiennent que très peu de régions HII ou de GMC. Cela est particulièrement visible dans les zones 3 et 12 qui correspondent respectivement à la région inter-bras du Sagittaire et de Persée et à l'intérieur du centre Galactique (voir la figure 4.16 pour la dénomination des différents bras).

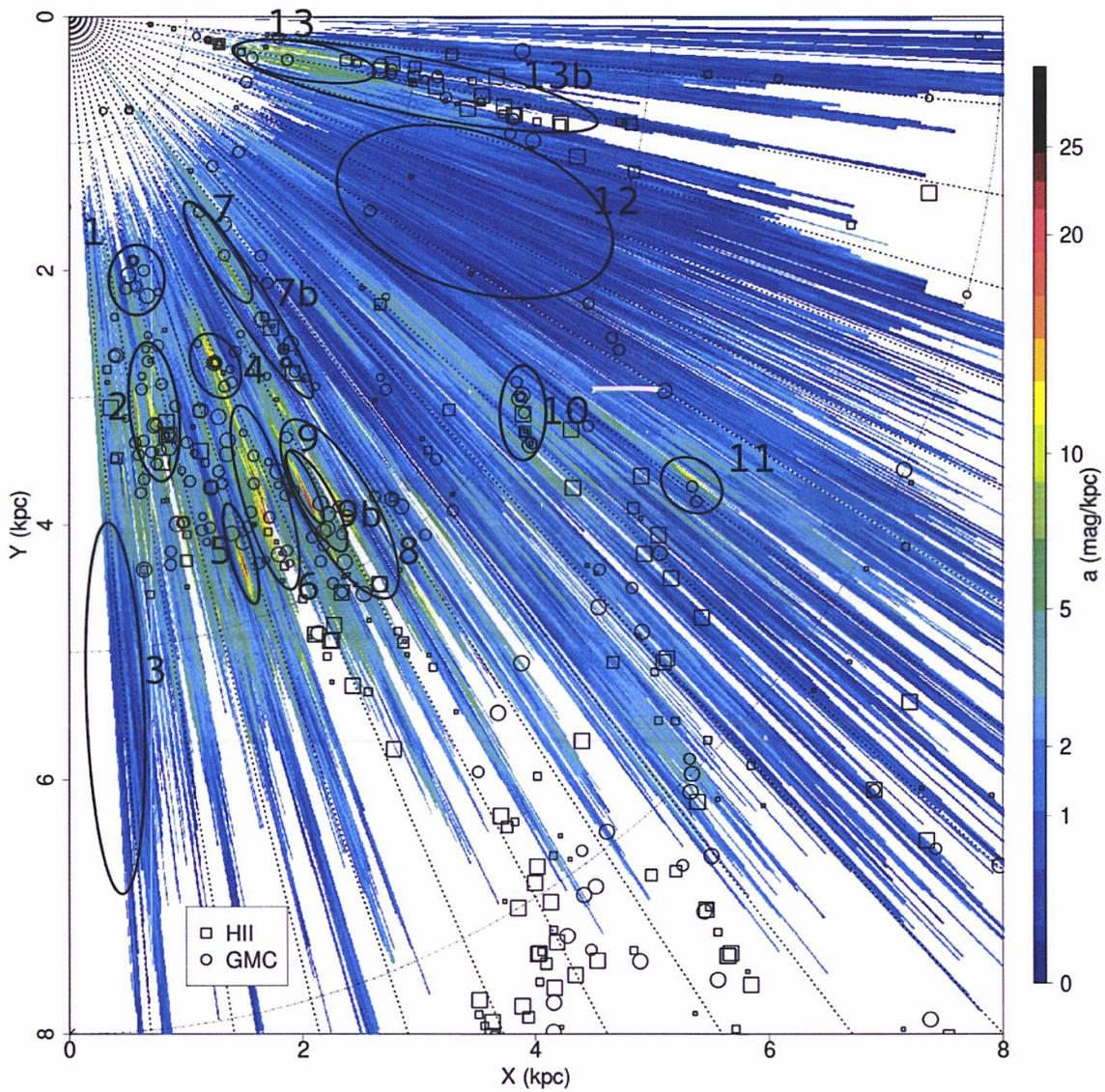


FIGURE 4.17 – Comparaison entre la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue à l’aide de DTRC et Hou et al. (2009). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont dessinées de 5° . Les carrés représentent les régions HII et les ronds les GMC. La taille des symboles est reliée à leur masse pour les GMC et leur paramètre d’excitation pour les régions HII.

Les zones 2, 4 et 6 de la figure 4.17 montrent une forte densité de GMC ou de régions HII et sont couplées à des régions de forte extinction non cumulative.

L'accord entre les deux travaux est par contre remis en question dans les zones 1 et 11.

L'extinction non-cumulative observée dans les zones 7, 9 et 13 peut s'expliquer par les régions HII et les GMC plus lointains sur les mêmes lignes de visée (zones 7b, 9b, 13b). L'accord entre les deux cartographies n'est pas aussi flagrant dans les zones 5 et 10. La zone 5 présente une forte extinction non-cumulative mais aucun GMC ou région HII. La zone 10 présente une forte concentration de GMC et de régions HII. L'extinction y est assez élevée ($A_V/\text{kpc} \in [\sim 4, \sim 12]$ mag/kpc) mais semble diffuse. Cette différence peut s'expliquer à la fois par le manque de robustesse de la méthode DTRC que par la taille des GMC et régions HII environnants qui peuvent influencer sur ces zones sans y être directement liés.

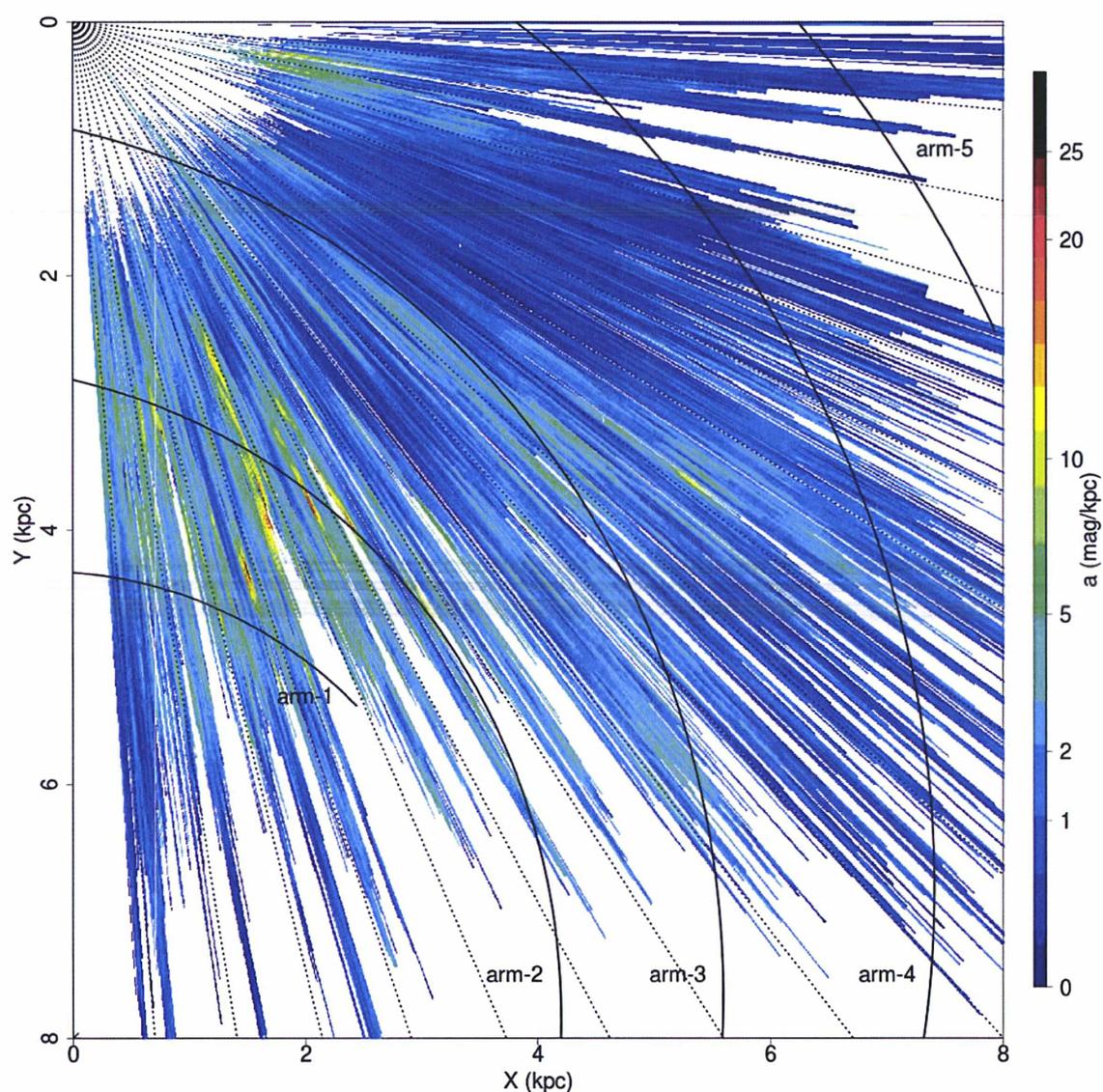


FIGURE 4.18 – Comparaison entre la cartographie de l'extinction interstellaire obtenue à l'aide de DTRC et le modèle de bras poly-logarithmique proposé pour Hou et al. (2009).

La comparaison entre les bras poly-logarithmiques et la carte DTRC met en évidence

un accord manifeste pour les premiers bras. Pour les bras 4 et 5, il n'est pas possible de conclure ici par manque de données. Le bras 1 délimite la région centrale du bulbe Galactique. On voit sur la figure 4.18 que le bras proposé par Hou et al. (2009) se place à la limite de la zone de très faible extinction en direction du CG. Le second croise quant à lui un nombre important de régions de forte extinction et le troisième vient se placer sur les régions d'extinction moyennes situées entre deux zones vides que l'on peut ainsi attribuer à des zones interbras.

4.5.3 Étoiles massives

Urquhart et al. (2014) décrit l'utilisation du relevé *Red MSX Source* (RMS) pour étudier la formation d'étoiles massives dans notre Galaxie. Contrairement aux autres étoiles, les étoiles massives naissent et évoluent très rapidement vers la MS. Cette évolution est tellement rapide qu'elles restent pour la plupart dans leur nuage originel. Elles sont ainsi intrinsèquement liées aux régions HII ce qui rend la détermination de leur distance plus aisée. Urquhart et al. (2014) ont ainsi pu attribuer une distance à 93% des étoiles de leur relevé, qu'elle soit d'origine astrométrique grâce aux parallaxes de masers, spectrophotométrique ou encore cinématique quand aucune des deux autres n'a été déterminée dans la littérature. Pour cela, ils se sont basés sur le travail de Reid et al. (2009), en plaçant le Soleil à $R_0 = 8.4$ kpc du CG. La comparaison de leurs données à des diagrammes longitude-vitesse (l, v) les incite à favoriser un modèle Galactique à 4 bras.

Comme on peut le voir sur la figure 4.19, la majorité des points de Urquhart et al. (2014) du premier quadrant sont situés là où l'extinction est la plus forte, c'est-à-dire entre les longitudes $l = 10^\circ$ et $l = 35^\circ$. La plupart d'entre eux (32 sur 42) peuvent être associés à une région de forte extinction. Le manque de données évident dans la région de la fin de la barre (voir leur figure 6 et la comparaison à DTRC avec la figure 4.19), ne permet malheureusement pas de statuer sur une quelconque concordance entre les deux cartographies. De même, malgré un bon accord général entre la position du Urquhart et al. (2014) et la présente carte, il est difficile de tirer la même conclusion pour les structures à grande échelle.

4.5.4 Masers

Sanna et al. (2014), Zhang et al. (2014) et Reid et al. (2014) localisent des régions de formation d'étoiles massives au moyen d'observations radio de masers qui peuvent être grossièrement décrits comme des lasers dans le domaine des micro-ondes.

Les sources masers se retrouvent dans les comètes, les atmosphères planétaires ou stellaires, les restes de supernovae et également dans les régions de formation stellaire. Grâce à l'observation de ces masers à l'aide de techniques d'interférométrie à très longue base (VLBI), il est possible d'établir leur parallaxe trigonométrique et ainsi leur distance (cf. §1.3).

Zhang et al. (2014) se sont concentrés sur le complexe W43 avoisinant une masse totale de $5.10^6 M_\odot$. Il contient deux des plus grands groupes de nuages du premier quadrant Galactique (Nguyen Luong et al., 2011). A travers un relevé CO à haute résolution, Solomon et al. (1987) ont pu isoler 14 nuages et localiser les deux plus massifs : W43-main ($l \sim 30^\circ.7$) et W43-south ($l \sim 29^\circ.9$). W43-main héberge une région HII géante comprenant un amas particulièrement lumineux d'étoiles Wolf-Rayet et OB (Blum et al., 1999). Au vu de l'épisode intense de formation d'étoiles massives qui est en train de s'y produire, Motte et al. (2003) l'ont identifié à une mini-pouponnière d'étoiles.

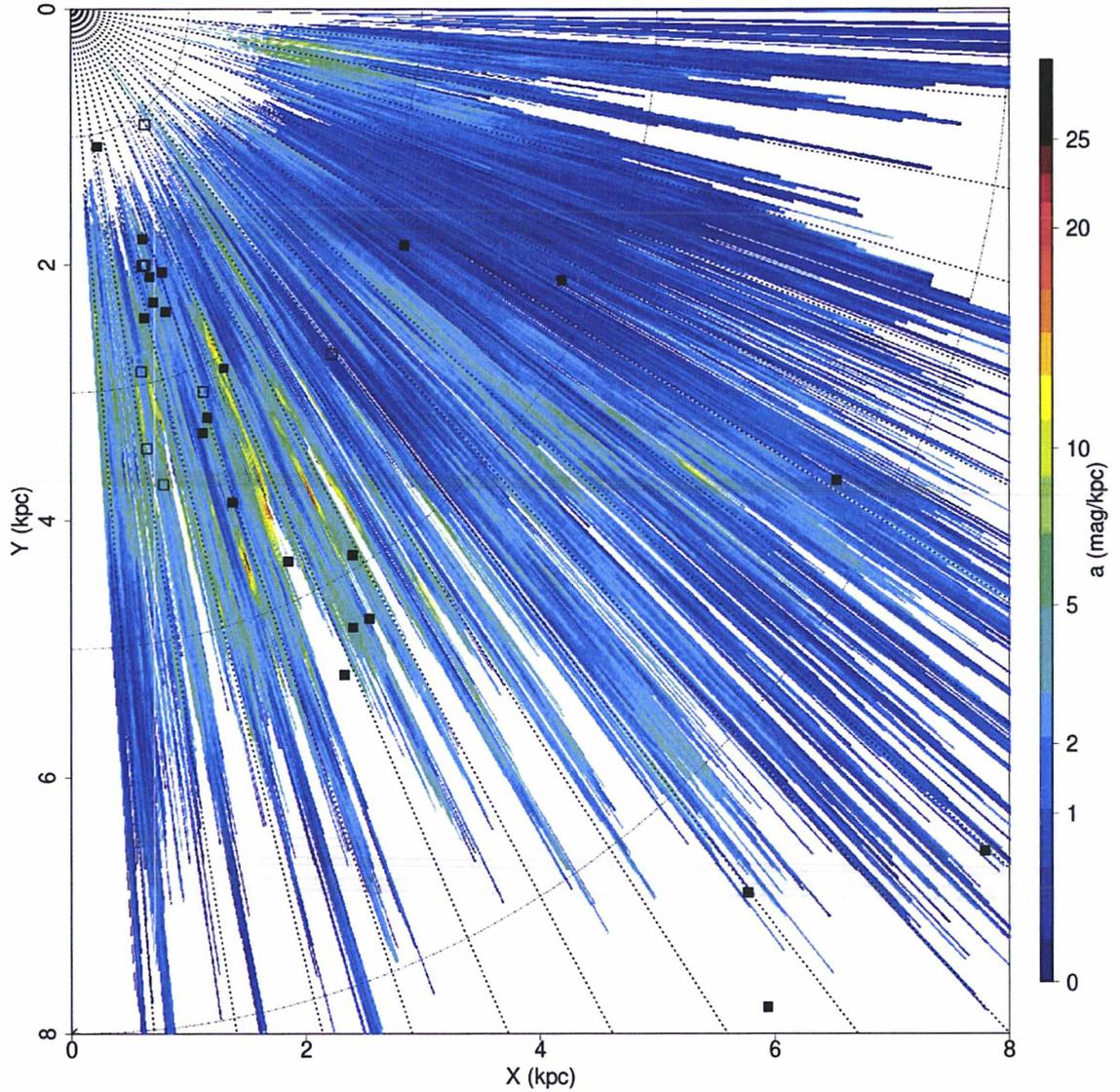


FIGURE 4.19 – Comparaison entre la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue à l’aide de DTRC et les résultats présentés dans Urquhart et al. (2014). Les carrés représentent le résultat de leur analyse de la raie HI (leur table 3) et les ronds représentent les complexes hébergeant de la formation stellaire (leur table 2). Dans les deux cas, les symboles pleins indiquent les points contenus dans le plan ($|l| \leq 0.5^\circ$) et les symboles vides ceux qui en sont en dehors.

Sanna et al. (2014) se sont pour leur part focalisés sur les régions de formation d'étoiles massives proches du CG, c'est-à-dire à une distance inférieure à 4 kpc. Ils ont ainsi voulu contribuer à améliorer la vision actuelle de la jonction barre-bras de notre Galaxie. Pour cela, ils ont mesuré la parallaxe de zones maser (pour un total de 6 sites) avec le VLBA.

Reid et al. (2014) ont compilé les parallaxes trigonométriques de plus de 100 sources maser, y compris celles de Sanna et al. (2014) et Zhang et al. (2014). A partir des appartenances des sources aux différents bras de la galaxie, cela leur a permis d'établir un modèle de bras spiraux pour la Voie lactée. La figure 4.20 compare les données issues de Reid et al. (2014) et la carte calculée à l'aide de la détection de la traînée du RC. Les différents types de points représentent les différents bras spiraux identifiés par Reid et al. (2014).

La plupart des points de Reid et al. (2014) correspondent à des zones d'extinction non-cumulative moyenne à forte (c'est-à-dire supérieure à 4.5 mag/kpc) même si les coordonnées exactes des points ne semblent pas concorder directement avec celles de la zone de forte extinction correspondante. Par exemple, la position des sources du complexe W43 est cohérente avec la carte d'extinction. En effet, la présence d'un gros complexe implique une forte extinction, comme cela peut être observé à la localisation des trois points les plus proches de nous où $A_V/\text{kpc} \in [5; 15]$ mag/kpc. Les étoiles observées qui subissent une forte extinction atteignent plus rapidement que les autres la limite de complétude des instruments ce qui explique le manque de données dans la zone de W43 elle-même. La délimitation de la zone d'influence de W43 à l'aide des quatre sites maser est ainsi cohérente avec la cartographie établie à l'aide de DTRC malgré un manque de données à la position du complexe.

Les structures à grande échelle comme l'appartenance à un bras ne sont pas identifiables sur la carte d'extinction issue de DTRC, à la fois par manque de données (zones blanches) et par manque de lien entre les zones de forte extinction.

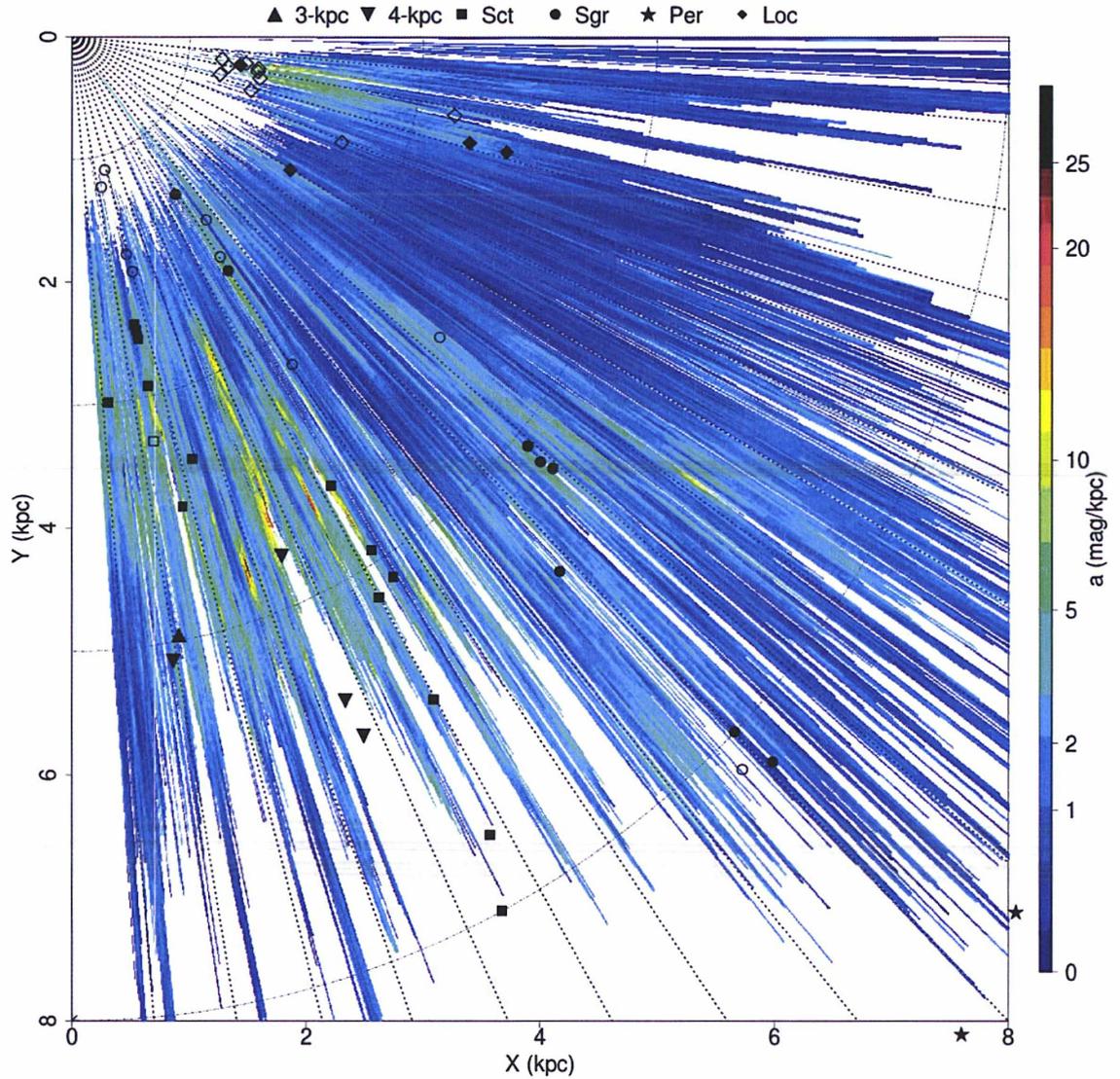


FIGURE 4.20 – Comparaison entre la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue à l’aide de DTRC et Reid et al. (2014). Chaque symbole correspond à un bras différent identifié par Reid et al. (2014) : 3-kpc, Norma (4-pkc), Scutum-Crux (Sct), Sagittaire(Sgr), Persée (Per) et le bras local (Loc). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont espacées de 5° . Les symboles pleins indiquent les points contenus dans le plan ($|l| \leq 0.5^\circ$) et les symboles vides ceux qui en sont en dehors.

Recherche d'une méthode probabiliste

Sommaire

5.1	Formalisation du problème	70
5.2	Méthode Calcul Bayésien Approché (ABC)	72
5.3	Algorithme de Gibbs	72
5.3.1	Description de l'algorithme	72
5.3.2	Mise en œuvre	73
5.3.3	Inconvénients de la méthode	74
5.4	<i>Bayesian Approach for the Deconvolution of the D-Av SolutionS</i> (BADDASS)	75
5.4.1	Description théorique	75
5.4.2	Mise en œuvre	76
5.4.3	Optimisations	82
5.5	Étude de la variation des valeurs initiales des <i>a priori</i> de la déconvolution	83
5.5.1	Distribution en distance $P_0(D)$	83
5.5.2	Relation distance-extinction $P_0(A_0 D)$	83
5.6	Étude de la variation des <i>a priori</i> sur la population étudiée	86
5.6.1	Prise en compte du disque épais	87
5.6.2	Ajout d'une relation âge-métallicité	87
5.6.3	Une IMF selon une fonction puissance	88
5.6.4	Prise en compte d'un taux de formation stellaire non constant	88
5.7	Résultats	89
5.7.1	Étude du champ $l = 36.88^\circ$	89
5.7.2	Étude du champ $l = 48.96^\circ$	92

Les limites de la méthode précédente se font nettement sentir lorsque l'on souhaite étudier les structures à grande échelle de notre Galaxie telle sa région centrale ou ses bras. En effet, cette méthode est limitée à la fois par le manque de données et par l'existence d'un biais (§4.4). De plus, un des champs de recherche qui reste à explorer à l'heure actuelle est l'étude de la corrélation entre les différentes observables de notre galaxie et dans le cas présent, entre l'extinction et la densité stellaire. Cette première méthode ne permet pas d'effectuer cette étude combinée.

C'est pour tenter de pallier ces limitations qu'il a été nécessaire de développer une nouvelle méthode. Nous ne présenterons ici que le volet sur la loi d'extinction mais il est possible de l'adapter pour réussir à obtenir à la fois la loi d'extinction et la loi de densité stellaire. Cette méthode se base sur l'inférence bayésienne. Trois méthodes sont présentées ci-dessous. Celle qui est retenue s'inspire fortement du travail de Lindegren (1995) et est équivalente à une déconvolution de Richardson-Lucy (Richardson, 1972; Lucy, 1974).

5.1 Formalisation du problème

On cherche à connaître la distribution spatiale de l'extinction interstellaire. Une des méthodes possibles pour la calculer à partir des observations est d'utiliser l'inférence bayésienne.

Si l'on considère deux évènements M ($M \in \Omega$) et N ($N \in \Omega'$), il est possible d'écrire la probabilité jointe de ces deux évènements par :

$$P(M, N) = P(M|N)P(N) = P(N|M)P(M) \quad (5.1)$$

avec $P(M|N)$ la *probabilité de M sachant N* qui est la probabilité de l'évènement M sachant que l'évènement N s'est réalisé.

En égalisant les deux formulations de $P(M, N)$ qui découlent de l'équation précédente, il vient la formule de Bayes (Bayes, 1764) :

$$P(N|M) = \frac{P(M|N)P(N)}{P(M)} \text{ autrement écrite } P(\theta|\tilde{x}) = \frac{P(\tilde{x}|\theta)P(\theta)}{P(\tilde{x})} \quad (5.2)$$

Dans le reste de ce manuscrit, on distinguera les données observées notées avec un tilde (\tilde{x}) des données théoriques (x). L'inférence bayésienne permet donc de calculer la fonction de densité de probabilité (PDF) *a posteriori* d'un vecteur de paramètres θ sachant les observables \tilde{x} . La probabilité des observables \tilde{x} sachant les paramètres θ , $P(\tilde{x}|\theta)$, est appelée la vraisemblance. $P(\theta)$ constitue la PDF *a priori* sur les paramètres θ (on l'appelle usuellement l'*a priori* sur θ) et $P(\tilde{x})$ est définie comme la probabilité marginale des observations, c'est-à-dire une normalisation de la PDF *a posteriori* :

$$P(\tilde{x}) = \int_{\theta} P(\tilde{x}|\theta)P(\theta) d\theta \quad (5.3)$$

Pour une étoile, l'équation (5.2) se traduit par :

$$P(A_0, D|\tilde{m}_*) = \frac{P(\tilde{m}_*|A_0, D)P(A_0, D)}{P(\tilde{m}_*)} \quad (5.4)$$

Comme présenté au chapitre 2, chaque étoile a été observée dans trois bandes de longueur d'ondes et on dispose ainsi d'un triplet de magnitudes $\tilde{m}_* = (\tilde{m}_J, \tilde{m}_H, \tilde{m}_K)$ pour

chaque étoile.

$P(\tilde{m}_\star)$ s'explique ici par :

$$P(\tilde{m}_\star) = \int_D \int_{A_0} P(\tilde{m}_\star | A_0, D) P(A_0, D) d(A_0) dD \quad (5.5)$$

Il est usuel d'inclure ce terme dans un coefficient de proportionnalité (Robert, 2007). Ici, il est essentiel de le prendre en compte car il permet de normaliser chaque PDF *a posteriori* individuelle sur l'ensemble de l'espace à deux dimensions (Av, D) et ainsi de les comparer et/ou additionner les unes aux autres.

La vraisemblance $P(\tilde{m}_\star | Av, D)$ est la probabilité d'avoir les données observées sachant l'ensemble des (Av, D) étudiés. On la calcule en sommant sa valeur pour chaque possibilité d'étoile théorique modélisée. Chaque étoile théorique peut être assimilée à un point d'isochrone i et la vraisemblance se réécrit :

$$P(\tilde{m}_\star | A_0, D) = \int_i P(\tilde{m}_\star | i, A_0, D) \times P(i) di \quad (5.6)$$

avec

$$P(i) = P([M/H]_i, \mathcal{M}_i, \tau_i) = \Phi([M/H]_i) \times \xi(\mathcal{M}_i) \times \lambda(\tau_i) \quad (5.7)$$

où $\Phi([M/H])$ est la fonction de distribution de la métallicité (MDF), $\xi(\mathcal{M})$ la fonction de masse initiale (IMF) et $\lambda(\tau)$ est le taux de formation stellaire (SFR). Cette écriture n'est valable que dans l'hypothèse où ces trois paramètres sont indépendants comme supposé ici. Ces fonctions sont les *a priori* des variables cachées $[M/H]$, \mathcal{M} et τ .

Chaque point d'isochrone correspond à une magnitude absolue $M_\star = (M_J, M_H, M_K)$. Si l'on applique la relation du module de distance sur la magnitude absolue simulée, $m_\star = M_\star + 5 \log_{10}(D) - 5 + k_\star Av$ avec $k_\star = (k_J, k_H, k_K)$, on obtient un triplet de magnitudes observées simulées m_\star . En faisant l'hypothèse que l'on connaît la déviation standard σ_\star sur les observations parfaitement, la vraisemblance devient :

$$P(\tilde{m}_\star | A_0, D, i, \sigma_\star) = \prod_{\lambda=J,H,K} P(\tilde{m}_\lambda | \sigma_\lambda, m_\lambda) = \prod_{\lambda=J,H,K} \mathcal{N}(\tilde{m}_\lambda - m_\lambda, \sigma_\lambda^2) \quad (5.8)$$

Choix des *a priori* cachés

Le choix des *a priori* cachés correspondent aux éléments présentés dans le chapitre 3 :

- isochrones de Padoue (Bressan et al., 2012) ;
- distribution en âges constante avec un échantillonnage logarithmique ;
- IMF de Chabrier (2001) ;
- distribution en métallicité de Casagrande et al. (2011), c'est-à-dire $\mathcal{N}(-0.05, 0.17)$ et AMR constante.

Le choix de ces *a priori* peut influencer sur le résultat final ; leur pertinence a été testée et est présentée dans le paragraphe 5.6.

Il existe plusieurs méthodes pour réussir à calculer la PDF de l'extinction et de la distance à partir des observations. Dans le cadre de cette thèse, trois méthodes ont été envisagées et étudiées : la méthode ABC, l'échantillonneur de Gibbs, et la méthode *Bayesian Approach for the Deconvolution of the D-Av SolutionS* (BADDASS)

5.2 Méthode Calcul Bayésien Approché (ABC)

La méthode ABC est l'approche naïve de l'approximation par des méthodes bayésiennes. Elle peut vite devenir coûteuse en temps de calcul.

Classiquement, l'inférence bayésienne repose sur la PDF *a posteriori*. Ici, ce n'est pas le cas. Elle est effectuée grâce à la loi *a priori* des paramètres. Le processus des méthodes ABC peut se décrire en trois étapes. Appliqué à notre cas, on a :

Algorithme d'inférence bayésienne ABC :

On paramétrise le problème tel que $P(A_0, D) = f(\theta)P(D)$, avec $P(D)$ fixé dans un premier temps. Pour $k = 1, 2, \dots, n$, on répète :

1. Simuler un jeu de paramètres $\theta_k = (A_0, D)_k$. On obtient la loi correspondante $P_k(A_0, D)$;
2. Simuler les échantillons $\{A_0, D\}_{j=1,2,\dots,N_k}$. Chacun des couples (A_0, D) est simulé pour une étoile selon la loi $P_k(A_0, D)$;
3. Tirer un point d'isochrone à partir de $P(i)$. On forme ainsi un ensemble de magnitudes simulées m_j grâce à la relation du module de distance ;
4. Déterminer la distance entre les jeux de données simulées et réelles.

Lorsque toutes les lois possibles ont été explorées, on retient celle dont la distance établie au point 3. est la plus petite. On a ainsi déterminé les paramètres les plus probables.

Dans notre cas, une mesure de similarité entre les CMDs réel et simulé peut jouer le rôle de mesure de distance.

Sur les conseils de C. Robert et pour des raisons de temps de calcul et volume de données cette méthode n'a pas été implémentée. Comme il nous l'a proposé, nous nous sommes tournés vers l'algorithme de Gibbs.

5.3 Algorithme de Gibbs

5.3.1 Description de l'algorithme

Une chaîne de Markov est un processus stochastique agissant sur un vecteur de variables aléatoires X . Le processus de Markov permet ainsi de prévoir le futur de la chaîne (état X_{n+1}) sachant son présent (état X_n) en faisant l'hypothèse que l'intégralité des informations nécessaires à la prédiction est contenue dans l'état présent, c'est-à-dire que cette prédiction ne peut pas être rendue plus précise par l'ajout d'informations sur son passé.

Les méthodes de Monte-Carlo par chaîne de Markov (MCMC) sont des algorithmes d'échantillonnage (= tirage aléatoire) à travers des distributions de probabilités. L'échantillonneur de Gibbs est une MCMC particulière qui permet de simuler des observations à partir d'une PDF *a posteriori* à multi-variables. A l'aide de ces simulations, il est ensuite possible d'approximer la distribution jointe de ces paramètres.

Dans l'échantillonneur de Gibbs, chaque paramètre de la chaîne de Markov est mis à jour tour à tour à travers sa distribution de probabilité conditionnée à tous les autres (voir encadré ci-dessous). En répétant ce processus un grand nombre de fois, on parcourt l'intégralité de l'espace des paramètres et la chaîne de Markov converge vers la PDF *a*

posteriori jointe voulue. Après convergence de l'algorithme, la valeur d'une variable peut être approximée par sa moyenne sur l'ensemble des états de la chaîne de Markov.

Algorithme de l'échantillonneur de Gibbs à plusieurs étapes (Robert et Casella, 2011) :

A l'itération $t = 1, 2, \dots$, étant donné $\mathbf{x}^{(t)} = (x_1^{(t)}, \dots, x_p^{(t)})$, générer

1. $X_1^{(t+1)} \sim f_1(x_1 | x_2^{(t)}, \dots, x_p^{(t)})$
2. $X_2^{(t+1)} \sim f_2(x_2 | x_1^{(t+1)}, x_3^{(t)}, \dots, x_p^{(t)})$
- ...
- p . $X_p^{(t+1)} \sim f_p(x_p | x_1^{(t+1)}, \dots, x_{p-1}^{(t+1)})$

A chaque étape, on cherche la nouvelle valeur d'un paramètre en prenant en compte la valeur des autres paramètres à l'étape précédente.

5.3.2 Mise en œuvre

Lorsque l'on applique l'échantillonneur de Gibbs pour retrouver la relation distance-extinction d'un champ, la chaîne de Markov à l'instant t est constituée par $\mathcal{S}(t) = \{M_\star^t, D_\star^t, a^t(D)\}$. Pour chaque étoile \star , on a $Av_\star = \int_0^{D_\star} a(r)dr$. m_\star n'est pas un paramètre de la chaîne de Markov car il est lié linéairement aux autres paramètres. On effectue chaque étape de la chaîne de Markov pour l'ensemble des étoiles.

Étant donné la nature du problème et des données disponibles, deux discrétisations sont nécessaires pour calculer les différentes étapes de la chaîne de Markov. L'une d'elle est imposée par la discrétisation des isochrones. L'autre est nécessaire pour prendre en compte les variations de $a(D)$: elle s'effectue sur la distance. Pour discrétiser selon le module de distance, elle est faite selon $5 \times \log(D)$.

Mise en œuvre de l'échantillonneur de Gibbs :

$P(D)$ est supposé fixé dans une première approche. A l'instant t , elle est constituée par $\mathcal{S}(t) = \{M_\star^t, D_\star^t, a^t(D)\}$. La chaîne de Markov à l'instant $t + 1$ est calculée selon le processus décrit ci-dessous.

Pour chaque étoile :

1. Tirer une magnitude absolue et une distance selon leur probabilité jointe

$$P(i, D|\tilde{m}_\star, a^t) \propto P(\tilde{m}_\star|i, D, a^t) \times P(i) \times P(D)$$

Cela donne un couple $(M_\star, D)^{t+1}$ de par la correspondance entre un point d'isochrone et une magnitude absolue. Il est pratique de constituer au préalable une matrice $P(i) * P(D)$. Il faut alors tirer un couple selon la loi définie par cette matrice puis calculer $P(\tilde{m}_\star|i, D, a^t)$ selon (5.8).

2. Sachant le couple $(M_\star, D)^{t+1}$, calculer $m_{\star,0}^{t+1} = M_\star t + 1 - 5 + 5 \log_{10}(D_\star^{t+1})$, la magnitude observée dans le cas d'une extinction nulle. Calculer $A_\star^{t+1} = \tilde{m}_\star - m_{\star,0}^{t+1}$.

$a^{t+1}(D)$ est calculé par la régression des valeurs de A_\star^{t+1} pour l'ensemble des étoiles. On met alors à jour la chaîne de Markov : $\mathcal{S}(t + 1) = \{M_\star^{t+1}, D_\star^{t+1}, a^{t+1}(D)\}$

On met la chaîne de Markov à jour au fur et à mesure, en sauvegardant après calcul la valeur de $M_s^{t+1}, d_s^{t+1}, a^{t+1}(d)$. Une fois tous ces paramètres sauvegardés, la chaîne de Markov est dans l'état $(t + 1)$. On itère ce processus un grand nombre de fois.

La valeur de $a(D)$ pour le champ considéré est obtenue en faisant la moyenne sur un ensemble des itérations effectuées. Plusieurs possibilités existent pour déterminer les itérations à prendre en compte dans cet ensemble :

- Supprimer les « premières » itérations ; le nombre d'itérations à supprimer peut varier selon les application et peut s'élever jusqu'à un millier ;
- Implémenter différentes conditions initiales puis faire la moyenne sur l'ensemble des états finaux des différentes chaînes de Markov obtenues.

5.3.3 Inconvénients de la méthode

Cette méthode présente plusieurs inconvénients majeurs qui ont conduit à son abandon. Le plus marquant étant que cette méthode est assez peu intuitive ce qui conduit à des difficultés d'interprétation et de validation du code mis en œuvre et des résultats. De plus, la convergence de la méthode est difficile, ce qui la ralentit d'autant.

L'algorithme de mise en œuvre présenté ci-dessus utilise un $P(D)$ connu. Pour pouvoir utiliser cette méthode dans notre cas, il aurait fallu l'adapter pour inclure sa détermination, ce qui a été un frein supplémentaire.

5.4 Bayesian Approach for the Deconvolution of the D - Av SolutionS (BADDASS)

5.4.1 Description théorique

La relation extinction-distance d'un champ observé peut être recherchée à travers l'étude directe de la probabilité de chaque couple (D, A_0) par rapport aux étoiles de ce champ. En comparant une magnitude théorique obtenue à partir d'isochrones et la magnitude observée, on peut déduire la probabilité du couple (D, A_0) étudié.

On recherche $P(A_0, D)$ qui est la matrice de la probabilité des couples (A_0, D) . Cette matrice décrit la loi d'extinction du champ étudié. Pour l'obtenir, il faut déconvoluer l'expression (5.4). Le processus décrit ci-dessous s'inspire du travail de Lindegren (1995) et est équivalent à une déconvolution de Richardson-Lucy (Richardson, 1972; Lucy, 1974). Pour chacune des étoiles de notre champ, on a (5.4). On pose :

$$h(A_0, D) = \frac{1}{N} \sum_{\star} P(A_0, D | \tilde{m}_{\star}) = \frac{1}{N} \sum_{\star} \frac{P(\tilde{m}_{\star} | A_0, D) P(A_0, D)}{P(\tilde{m}_{\star})} \quad (5.9)$$

Le calcul de l'espérance de h donne :

$$\begin{aligned} E[h(A_0, D)] &= \int_{m_{\star}} \frac{P(\tilde{m}_{\star} | A_0, D) P(A_0, D)}{P(\tilde{m}_{\star})} P(\tilde{m}_{\star}) d\tilde{m}_{\star} \\ &= \int_{m_{\star}} P(\tilde{m}_{\star} | A_0, D) P(A_0, D) d\tilde{m}_{\star} \\ &= \int_{m_{\star}} P(\tilde{m}_{\star}, A_0, D) d\tilde{m}_{\star} \\ &= P(A_0, D) \end{aligned} \quad (5.10)$$

Cela signifie que lorsque le nombre d'étoiles est très grand, $h(A_0, D)$ est une bonne approximation pour $P(Av, D)$:

$$h(A_0, D) = \frac{1}{N} \sum_{\star} P(A_0, D | m_{\star}) \rightarrow P(A_0, D) \quad (5.11)$$

Cette propriété permet de calculer $P(A_0, D)$ de manière itérative. La valeur de $h_k(A_0, D)$ de la k -ième itération est utilisée comme approximation de $P(A_0, D)$ et permet ainsi de calculer la valeur de h au pas $k + 1$. A chaque pas, on améliore ainsi l'approximation de $P(A_0, D)$. Selon la définition (5.9) de h , on a ainsi :

$$h_{k+1}(A_0, D) = \sum_{\star} \frac{P(\tilde{m}_{\star} | A_0, D) h_k(A_0, D)}{\int_D \int_{A_0} P(\tilde{m}_{\star} | A_0, D) h_k(Av, D) d(A_0) dD} \quad (5.12)$$

Cette formulation retranscrit une situation idéale où toutes les étoiles seraient observées. Ce n'est malheureusement pas le cas et seulement certaines d'entre elles sont observées par l'instrument. Pour prendre en compte ce biais de sélection S , on introduit $P(S|m)$ qui correspond à la probabilité de détection de l'étoile, comme défini dans (3.7) :

$$P(S|m) = \prod_{\lambda=J,H,K} \begin{cases} 1 - \exp\left(-\left(\frac{m_{\lambda}^{lim} - m_{\lambda}}{2}\right)^2\right) & \text{si } m_{\lambda} \leq m_{\lambda}^{lim} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Pour chaque étoile de notre champ, on a donc $P(A_0, D|m_*, S)$ en lieu et place de $P(A_0, D|m_*)$. Comme précédemment, on pose cette fois :

$$h(A_0, D) = \frac{1}{N} \sum_{*} P(A_0, D|\tilde{m}_*, S) = \frac{1}{N} \sum_{*} \frac{P(\tilde{m}_*|A_0, D, S) P(A_0, D|S)}{P(\tilde{m}_*|S)} \quad (5.13)$$

L'espérance devient :

$$\begin{aligned} E[h(A_0, D)] &= \int_{m_*} \frac{P(\tilde{m}_*|A_0, D, S) P(A_0, D|S)}{P(\tilde{m}_*|S)} P(\tilde{m}_*|S) d\tilde{m}_* \\ &= \int_{m_*} P(\tilde{m}_*|A_0, D, S) P(A_0, D|S) d\tilde{m}_* \\ &= \int_{m_*} P(\tilde{m}_*, A_0, D|S) d\tilde{m}_* \\ &= P(A_0, D|S) \end{aligned} \quad (5.14)$$

D'où

$$h(A_0, D) = \frac{1}{N} \sum_{*} P(A_0, D|\tilde{m}_*, S) \rightarrow P(A_0, D|S) \quad (5.15)$$

et

$$h_{k+1}(A_0, D) = \sum_{*} \frac{P(\tilde{m}_*|A_0, D, S) h_k(A_0, D)}{\int_D \int_{A_0} P(\tilde{m}_*|A_0, D, S) h_k(A_0, D) d(A_0) dD} \quad (5.16)$$

D'après 5.1, on a l'égalité suivante :

$$P(\tilde{m}_*, S|A_0, D) = P(\tilde{m}_*|S, A_0, D)P(S|A_0, D) = P(S|\tilde{m}_*, A_0, D)P(\tilde{m}_*, A_0, D)$$

Or, $P(S|\tilde{m}_*, A_0, D) = 1$, car c'est la probabilité de sélectionner l'étoile sachant qu'elle est observée, donc

$$P(\tilde{m}_*|A_0, D, S) = \frac{P(\tilde{m}_*|A_0, D)}{P(S|A_0, D)}$$

5.4.2 Mise en œuvre

On utilise ainsi une méthode itérative avec un changement de l'*a priori* à chaque étape du processus :

Mise en œuvre de la méthode directe :

1. Calculer $P(\tilde{m}_*|A_0, D)$ pour chacune des étoiles sur l'ensemble de l'espace 2D (A_0, D) comme décrit ci-dessous ;
2. Calculer des *a priori* $P(S|A_0, D)$, $P_0(D)$, $P_0(A_0|D)$;
3. Pour $i = 1, 2, \dots, n_{it}$, itérer selon

$$P_i(A_0, D|S) = \frac{1}{N} \sum_{*} \frac{P(\tilde{m}_*|A_0, D) \times P_{i-1}(A_0, D|S)}{P(S|A_0, D)P(\tilde{m}_*|S)} \quad (5.17)$$

avec

$$P(\tilde{m}_*|S) = \int_D \int_{A_0} \frac{P(\tilde{m}_*|A_0, D) \times P_{i-1}(A_0, D|S)}{P(S|A_0, D)} d(A_0) dD$$

Le calcul des *a priori* est effectué comme suit :

- $P(S|A_0, D)$ selon (3.7), sur l'ensemble des isochrones précédemment décrites (§3.1) dans cette première mise en œuvre. L'encombrement, la complétude et l'extinction diffèrent selon le champ étudié laissant à penser que $P(S|m)$ doit varier selon les champs pour permettre une meilleure convergence. La modélisation de ces différents paramètres est un travail en cours mené par N. Robichon ;
- $P_0(D)$ selon Fux (1999) pour la longitude correspondante au champ étudié, et des distances $D \in \{0.1 \text{ à } 45 \text{ kpc avec un pas de } 0.1 \text{ kpc}\}$;
- $P_0(A_0|D)$ selon une forme de base proche de la forme réelle de $P(A_0, D|S)$ car $P_0(A_0|D)$ a une grande influence sur le résultat final (voir §5.5.2 pour un exemple). Dans le cas de la simulation de référence¹, on a choisi $\mu = \mathcal{N}(0.9 \times D, 0.5)$. Pour les données réelles, on peut choisir de se baser sur le modèle de Marshall et al. (2006) ou le résultat de DTRC.
- $P_0(A_0, D|S) = P(S|A_0, D) \times P(A_0, D) / P(S) = P(S|A_0, D) \times P_0(A_0|D) \times P_0(D) / P(S)$.

La valeur de $P(\tilde{m}_*|A_0, D)$ pour chaque étoile est obtenue à travers (3.5) :

$$P(\tilde{m}_*|A_0, D) = \prod_{\lambda=J,H,K} \sum_i P(i) \times \mathcal{N}(\tilde{m}_\lambda, \tilde{\sigma}_\lambda) \quad (5.18)$$

Pour chaque étoile, on parcourt ainsi l'intégralité des paramètres possibles et on calcule pour chacun la probabilité que l'étoile observée soit telle que décrite par ces paramètres. L'échantillon des distances est discrétisé comme indiqué dans le chapitre 3 de manière conforme au module de distance avec $D \in [0.1, 45]$ kpc avec un pas de $\log_{10}(D) = 0.01$. L'échantillon des extinctions $Av \in [0, 30]$ mag est discrétisé en intervalles de 0.1 mag.

La figure 5.2 présente les différents types de diagrammes de probabilité du couple (A_0, D) pour les différents types d'étoiles (la sélection des étoiles est présentée dans la figure 5.1).

$P(A_0, D|S)$ est obtenu au terme du processus itératif décrit dans l'encadré ci-dessus. On obtient ainsi la distribution de probabilité du couple (A_0, D) pour le champ complet. Les différentes itérations pour le CMD simulé de référence (§3.1) sont présentées dans la figure 5.3. Comme l'explique Lindegren (1995), à partir d'un certain nombre d'itérations, la méthode se stabilise. Si l'on augmente encore le nombre d'itérations, on finit par déconvoluer les résidus numériques, on s'éloigne ainsi de la relation que l'on cherche à retrouver. Il faut donc bien identifier l'itération considérée comme finale. Dans le cas présent, elle est représentée dans la figure 5.4 et correspond à la 29^e itération.

Il faut maintenant en déduire $A_{0i}(D)$. Pour cela, on recherche une cerce (*spline*) dans l'espace défini par l'itération finale f de la mise en œuvre décrite ci-dessus $P_f(Av, D|S)$ en contraignant cette *spline* à être croissante². On obtient ainsi la relation distance-extinction du champ étudié. Dans le cas présent, la *spline* ainsi obtenue est visible sur la figure 5.6a.

Comme dans toute méthode de déconvolution, il est nécessaire de mettre en place un critère de convergence c pour déterminer l'itération finale. Pour ce faire, on compare la

1. Pour rappel, la loi d'extinction utilisée pour construire les données simulées est $A_0 = 0.7 \times D$
2. On utilise pour cela la fonction `cobs` du paquet du même nom dans le langage R, les poids `w` étant la valeur de $P_f(Av, D|S)$.

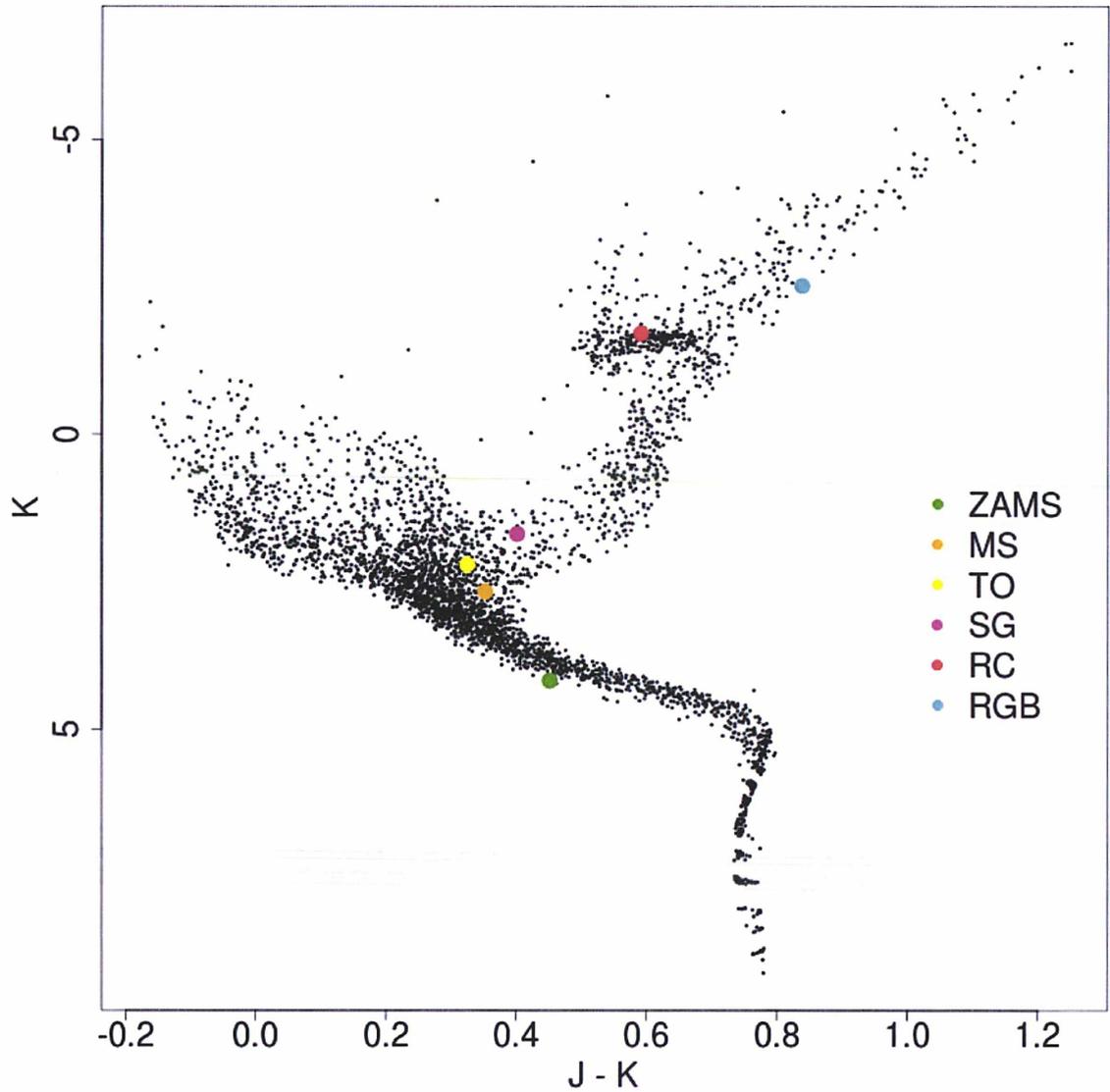


FIGURE 5.1 – Positions dans le diagramme HR des étoiles sélectionnées pour les calculs individuels présentés dans la figure 5.2. En vert, une étoile de la ZAMS (sélectionnée telle qu'elle appartient à l'isochrone d'âge $\tau = 0.1$ Ga); en orange une étoile de la MS; en jaune une étoile du *Turn-Off*; en violet une sous-géante; en rouge une étoile du RC et en bleu cyan une étoile de la branche des géantes au-delà du stade de RC.

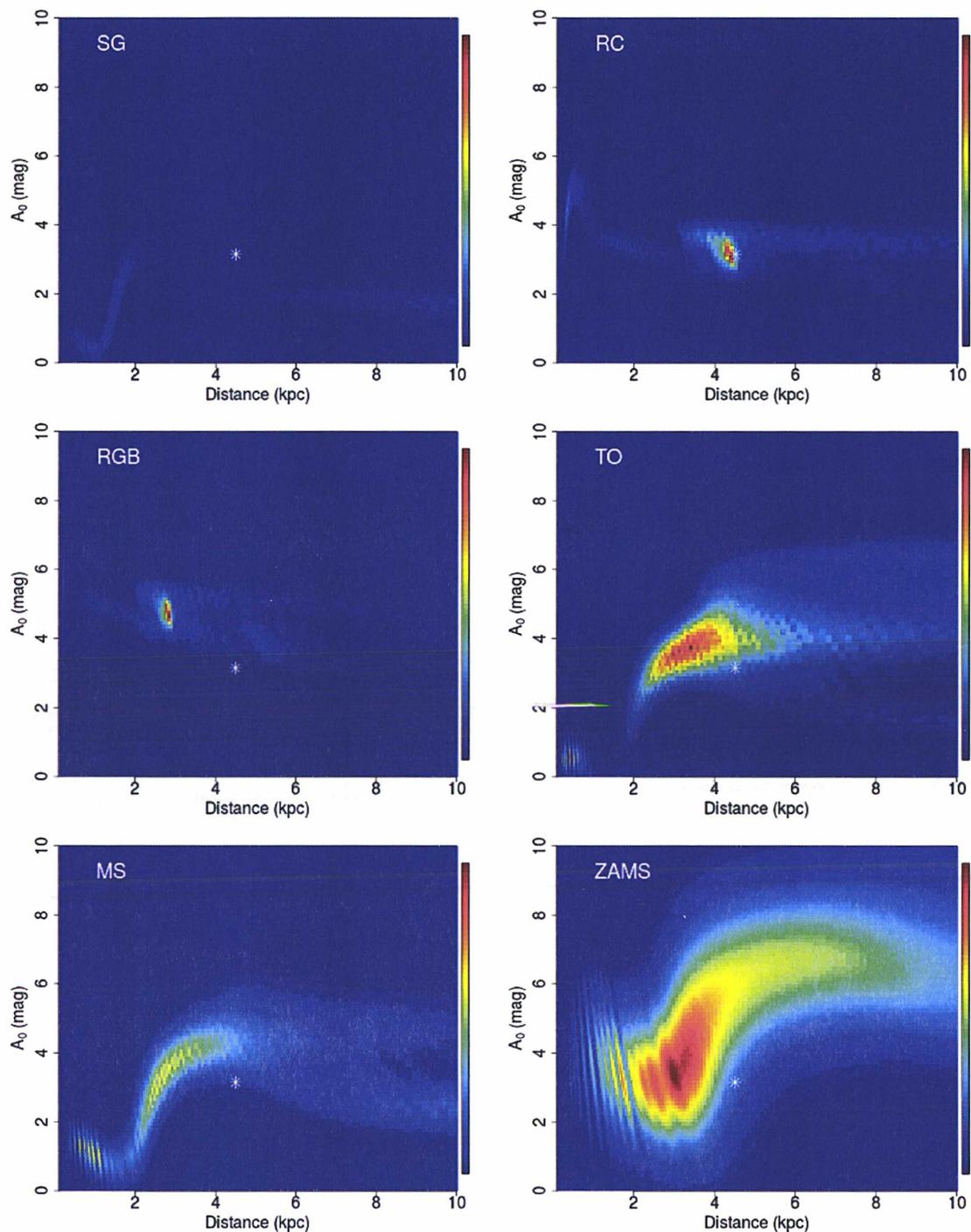


FIGURE 5.2 – Diagrammes de la densité de probabilité $P(m_*|A_0, D) \times P(D)$ du couple (A_0, D) pour les différents types d'étoiles simulées (de gauche à droite et de haut en bas) : étoile appartenant aux Sous-Géantes, étoile du RC, étoile de la branche des géantes rouges au-delà du stade du RC, étoile du *Turn Off*, étoile de la séquence principale, étoile de la ZAMS (sélectionnée telle qu'elle appartient à l'isochrone d'âge $\tau = 0.1$ Ga). L'étoile blanche correspond à la position réelle de l'étoile telle qu'elle a été simulée dans le repère (A_0, D) . Ici, $P(D) = D^2$, c'est-à-dire l'effet cône : lorsque l'on observe un angle solide dans le ciel, on observe un cône dans l'espace, la probabilité de trouver une étoile est ainsi plus élevée à la base qu'à la pointe. Les positions des étoiles dans le diagramme HR sont visibles dans la figure 5.1.

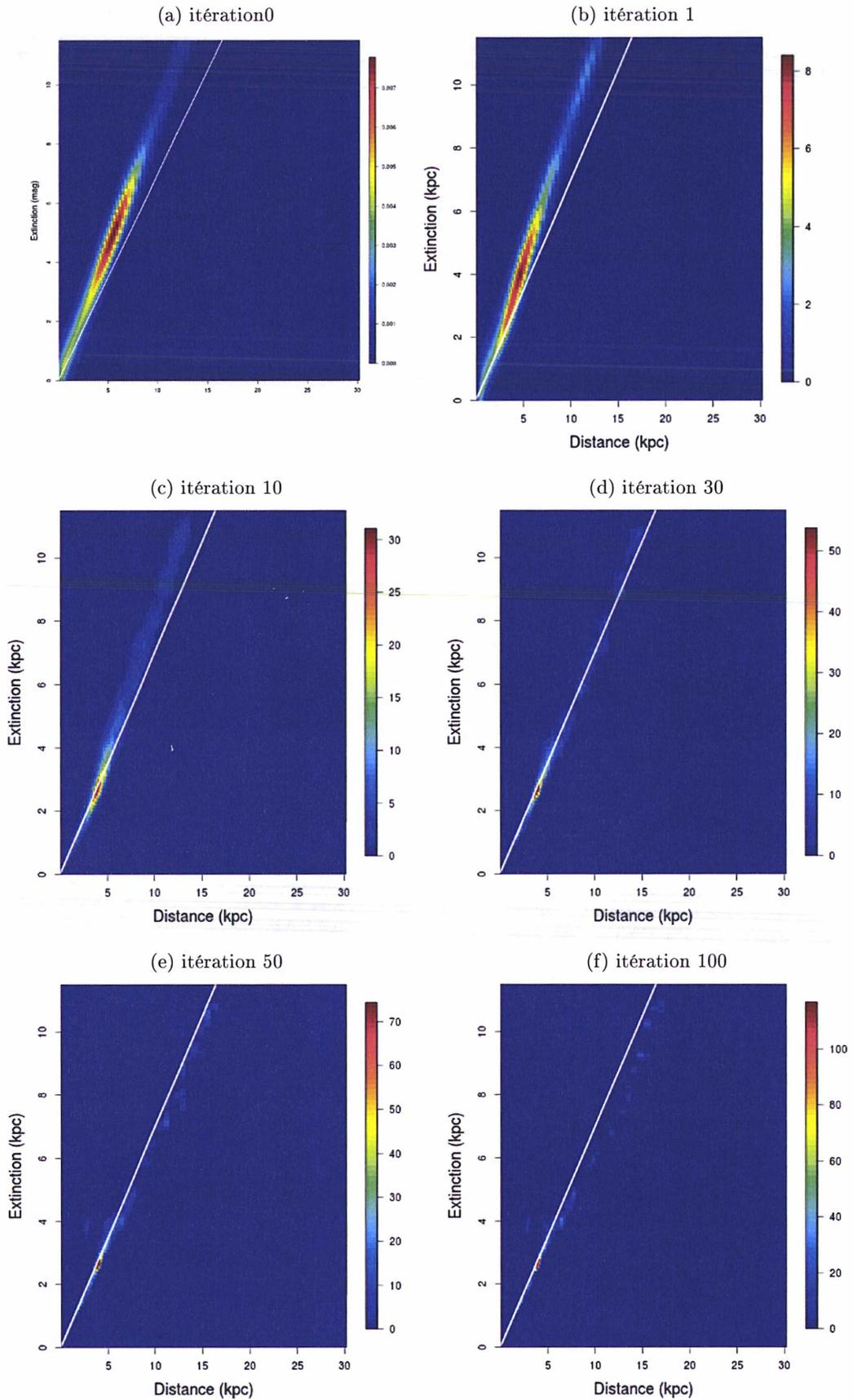


FIGURE 5.3 – Diagramme de la densité de probabilité $P_i(A_v, D|S)$ aux différentes itérations après application de BADDASS sur les données issues de la simulation de référence. La ligne grise représente la loi distance-extinction injectée dans la simulation, c'est-à-dire $A_0 = 0.7 \times D$.

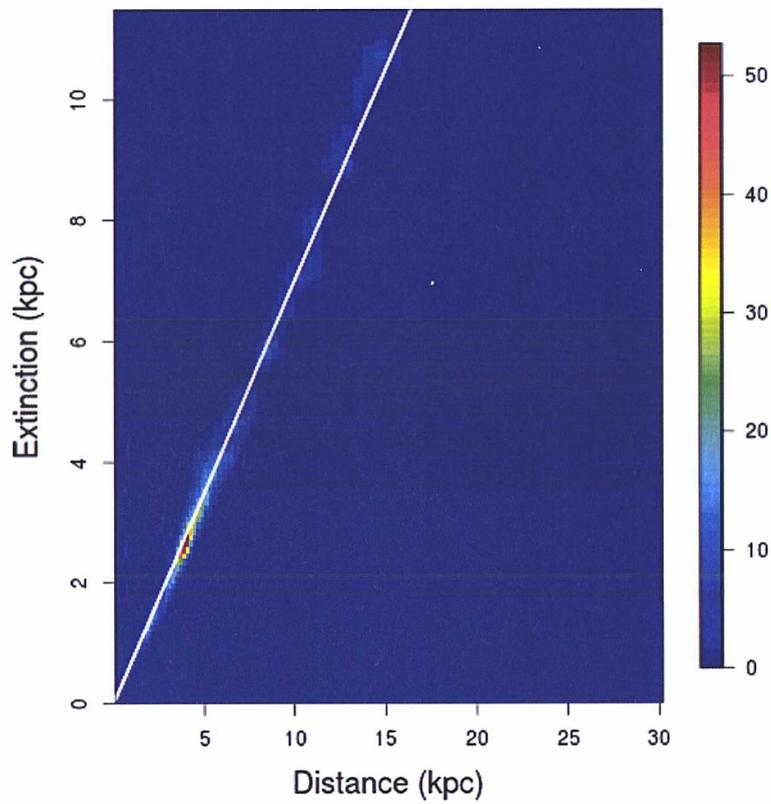


FIGURE 5.4 – Diagramme de la densité de probabilité $P_{29}(A_v, D|S)$ qui correspond à l'itération finale après application de BADDASS sur les données issues de la simulation de référence. La ligne grise représente la loi distance-extinction injectée dans la simulation, c'est-à-dire $A_0 = 0.7 \times D$.

matrice résultat du champ global $P_i(A, D|S)$ entre les différentes itérations i . Lorsque celle-ci n'évolue plus significativement, la convergence est considérée comme atteinte. Cela se traduit par :

$$c = \left| \frac{(\Delta(i+1) - \Delta(i))}{\Delta(i)} \right| \leq 0.05 \quad (5.19)$$

avec $\Delta(i) = \sum_{A,D} [P_{i-1}(A, D|S) - P_i(A, D|S)]^2$. Le seuil de 0.05 proposé ici est déterminé arbitrairement. Il a été testé sur les simulations tout comme sur des données réelles et permet d'atteindre une version stable de la relation distance-extinction sans ajouter trop de bruit dans la solution $P(A,D)$ globale.

5.4.3 Optimisations

La masse de calculs évoqués dans le paragraphe précédent est très importante. De nombreuses optimisations ont été nécessaires pour réduire les temps de calcul :

- développement et mise au point des calculs en utilisant le langage R (langage vectoriel) ;
- traduction en Java en raison d'une meilleure efficacité dans les boucles. Les différences de résultat entre les deux langages ont été vérifiées et sont uniquement dus à une différence de chiffres significatifs et de précision des fonctions basiques telles que l'exponentielle ou la racine carrée ;
- optimisations basiques telles que déclaration des variables hors des boucles, factorisation d'appel aux valeurs et/ou fonctions, multiplication de valeurs plutôt qu'un appel à la fonction « mettre à la puissance », utilisation de la librairie « FastMath », pré-calcul de constantes ;
- les probabilités impliquées ici utilisent des produits d'exponentielles. Comme l'addition est plus rapide que le produit, les calculs ont été fait sous forme d'addition des logarithmes des probabilités puis une exponentielle unique a été appliquée ;
- $P(\tilde{m}_*|i, A_0, D)$ n'a été calculé que sur une zone à 5σ autour du maximum de probabilité pour cette isochrone ;
- les matrices individuelles $P(\tilde{m}_*|A_0, D)$ ont été stockées dans un seul fichier (avec un séparateur entre chaque étoile) pour minimiser le temps d'ouverture et de fermeture de fichiers ;
- pour un gain de mémoire et de temps d'accès aux données, les dimensions des tableaux ont été réduites au maximum et les matrices sont traitées comme des tableaux à une seule dimension ;
- le calcul de $P(S|A_0, D)$ est lent de par la finesse des échantillons en A_0 et D . $P(S|A_0, D)$ est sauvegardé tout comme les échantillonnages correspondants (y compris les coordonnées du champ étudié), permettant ainsi une lecture de la matrice à la place de son calcul lorsque l'on est en présence des mêmes échantillons.
- le code est séparé en deux unités pour permettre une optimisation plus efficace et une plus grande flexibilité d'utilisation :
 1. la première unité calcule les matrices $P(\tilde{m}_*|A_0, D)$. Cette unité a été parallélisée car le calcul pour chaque étoile est indépendant. C'est cette unité qui est limitante du point de vue du temps de calcul. Cela correspond à l'étape 1 de l'encadré ci-dessus. Tout au long du processus de développement de la méthode, le temps de calcul de cete étape a été réduit, passant de plusieurs années dans sa première version à 8 heures au début de l'été 2014 et enfin environ 2 heures en septembre 2014.

2. La seconde unité effectue la déconvolution en appliquant les étapes 2 et 3 de l'encadré ci-dessus. Elle est très rapide (de l'ordre de quelques minutes).
- la première unité a été parallélisée. Comme toutes les étoiles sont traitées indépendamment, le problème supporte particulièrement bien une parallélisation des calculs.
 - Nous disposons d'un accès à la baie de calcul de l'Observatoire de Paris-Meudon. Cette baie nous permet d'appliquer la méthode à plusieurs champs d'observation simultanément.

Pour une exploitation des résultats plus aisée, un historique d'activité automatique permet de sauvegarder l'intégralité des paramètres de calculs utilisés à chaque lancement. Un horodatage des fichiers et des dossiers qui les contiennent a également été mis en place.

5.5 Étude de la variation des valeurs initiales des *a priori* de la déconvolution

La déconvolution décrite au paragraphe 5.4.2 nécessite d'établir des valeurs initiales pour les *a priori* $P_0(D)$ et $P_0(A_0|D)$. Leur variation peut influencer sur le résultat de la déconvolution et également sur la vitesse de convergence du processus. Pour connaître l'influence de ces différents paramètres, nous les avons fait varier et nous avons étudié les différences avec le résultat de la déconvolution standard sur les données de la simulation de référence.

5.5.1 Distribution en distance $P_0(D)$

Pour connaître l'influence de la distribution spatiale choisie sur la déconvolution nous avons remplacé $P_0(D) = \text{Fux}_{1999}(l = 10^\circ, b = 0^\circ)$ par $P_0(D) = \text{Fux}_{1999}(l = 30^\circ, b = 0^\circ)$ et utilisé des données simulées avec le modèle de Fux (1999) à $l = 10^\circ$. La figure 5.5 présente ces deux distributions.

La différence à la première itération est visible sur la figure 5.6 et celle à l'itération finale sur la figure 5.7. La différence entre les deux lois déduite et leur comparaison à la loi injectée dans la simulation est visible sur la figure 5.8.

Les deux lois obtenues restent semblable jusqu'à 10 kpc environ, ce qui correspond à la fin du premier pic de densité stellaire injecté dans la simulation. Au-delà les deux lois divergent et on observe que la loi obtenue en utilisant $P_0(D) = \text{Fux}_{1999}(l = 10^\circ)$ est (logiquement) plus exacte que celle obtenue à travers $P_0(D) = \text{Fux}_{1999}(l = 30^\circ)$. Sur les données réelles, on utilisera ainsi le modèle de Fux (1999) pour la longitude du champ étudié comme *a priori* sur la distance.

5.5.2 Relation distance-extinction $P_0(A_0|D)$

La relation que nous avons choisie comme relation de base sur-estime l'extinction : $P(A_0|D) = \mathcal{N}(0.9 \times D, 0.5)$. Il s'agit de savoir si ce choix est judicieux par rapport à une relation sous-estimée, tant au niveau du résultat que de la vitesse de convergence. Pour cela, nous avons étudié la déconvolution obtenue à travers un *a priori* $P(A_0|D) = \mathcal{N}(0.5 \times D, 0.5)$. La différence entre les deux déconvolutions est clairement visible dès la première itération, comme on peut le voir sur la figure 5.10. L'itération finale est présentée

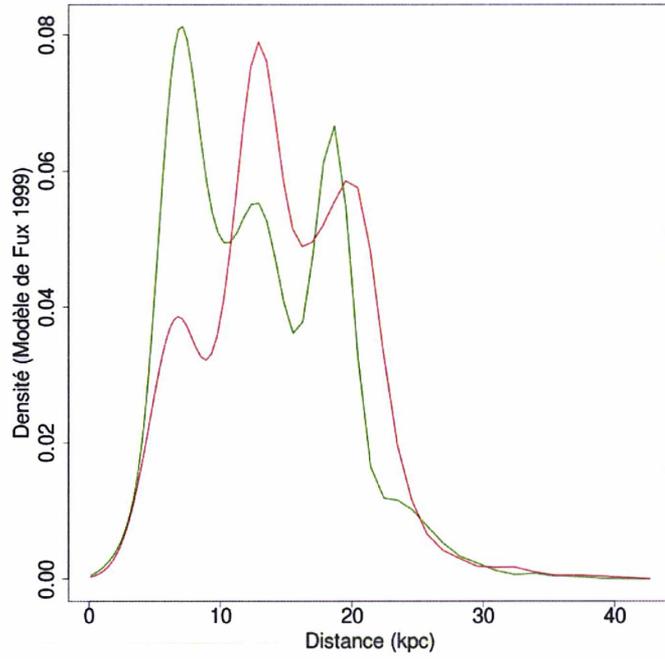


FIGURE 5.5 – Distribution en distance du modèle de Fux (1999) à une latitude nulle. En vert, la distribution pour $l = 10^\circ$ et en rouge celle pour $l = 30^\circ$.

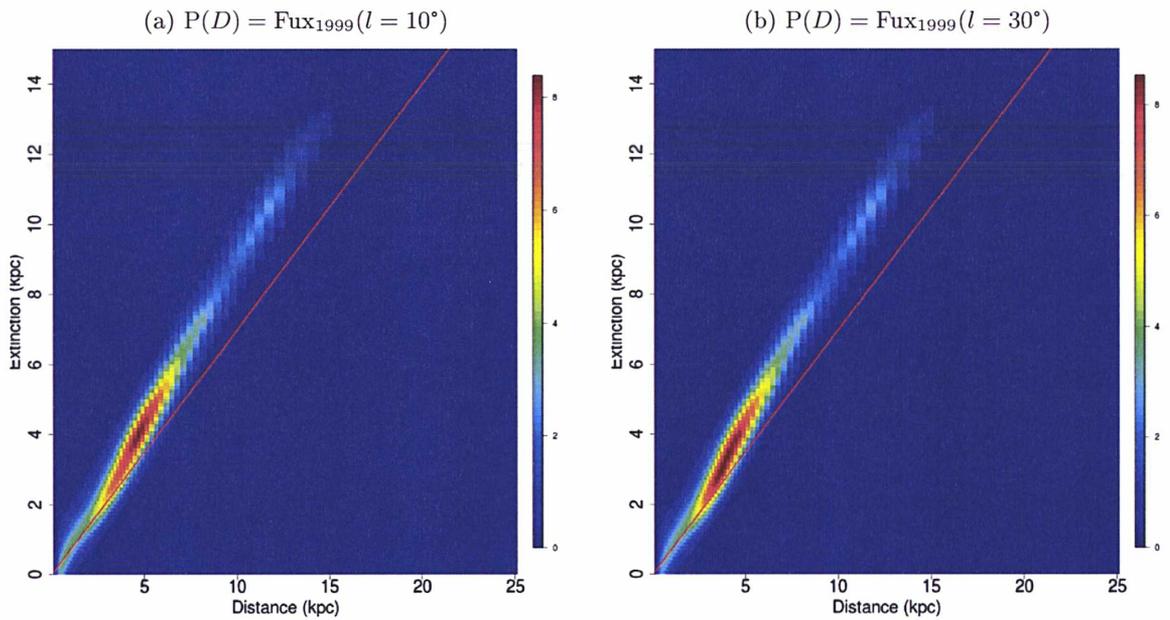


FIGURE 5.6 – Diagramme de la densité de probabilité $P_1(Av, D | S)$ pour les deux différents *a priori* sur la distance sur les données simulées. La ligne rouge marque la loi utilisée pour la simulation.

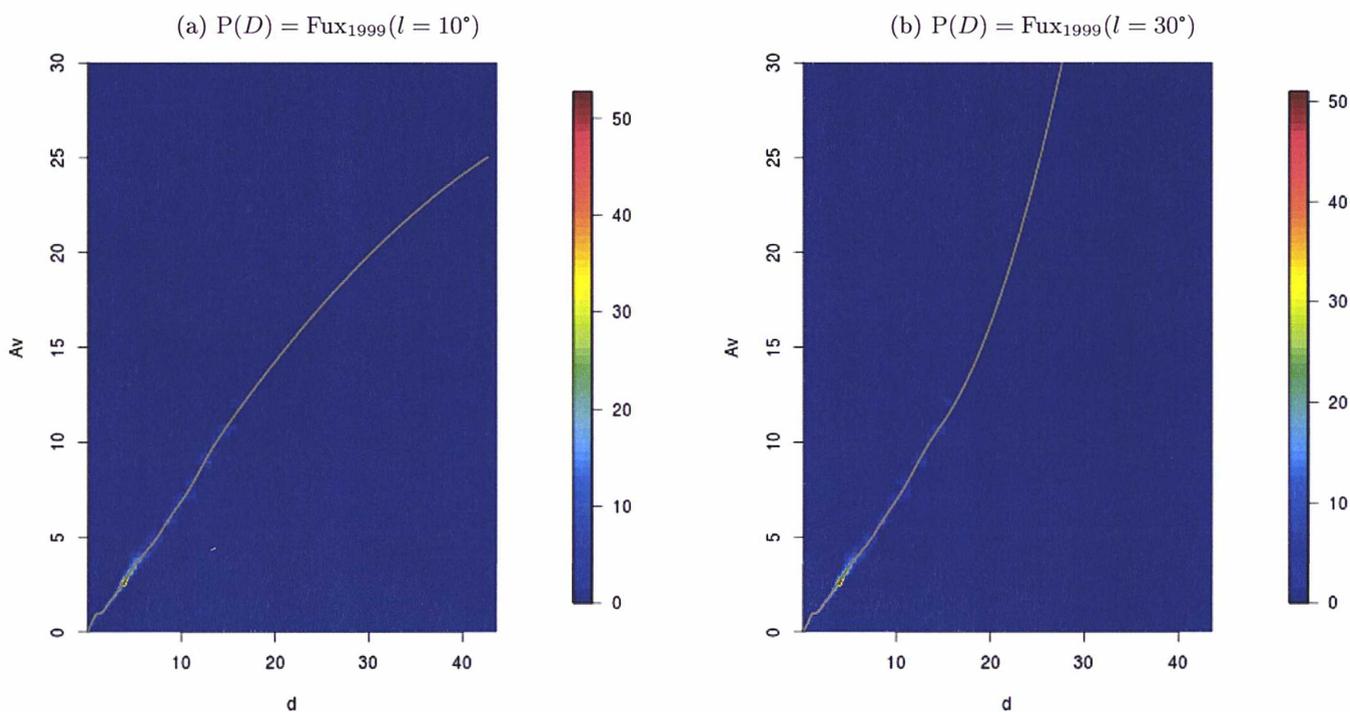


FIGURE 5.7 – Diagramme de la densité de probabilité $P_f(Av, D|, S)$ pour les deux différents *a priori* sur la distance sur les données simulées. La ligne grise indique la *spline* déduite du diagramme.

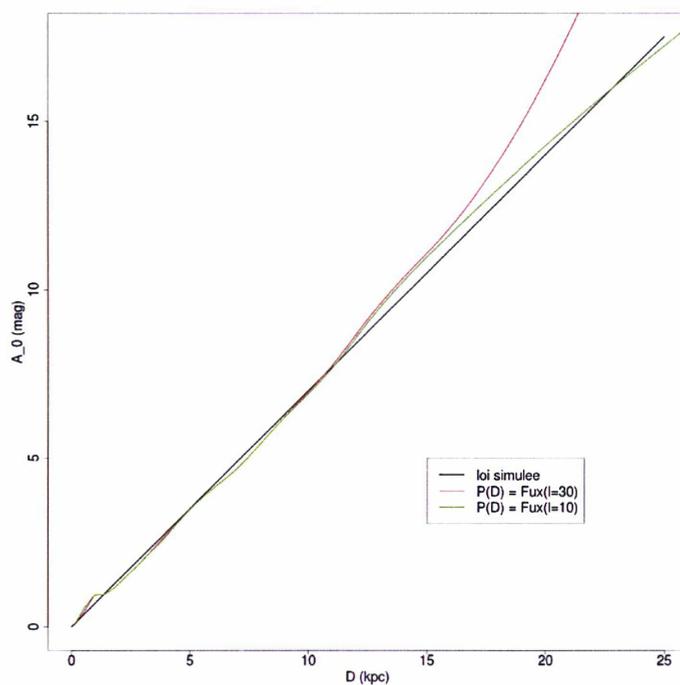


FIGURE 5.8 – Comparaison du résultat de la déconvolution pour les deux configurations étudiée : en vert, le résultat pour $l = 10^\circ$ et en rouge celui pour $l = 30^\circ$.

sur la figure 5.11. La différence entre les deux lois déduite et leur comparaison à la loi injectée dans la simulation est visible sur la figure 5.9.

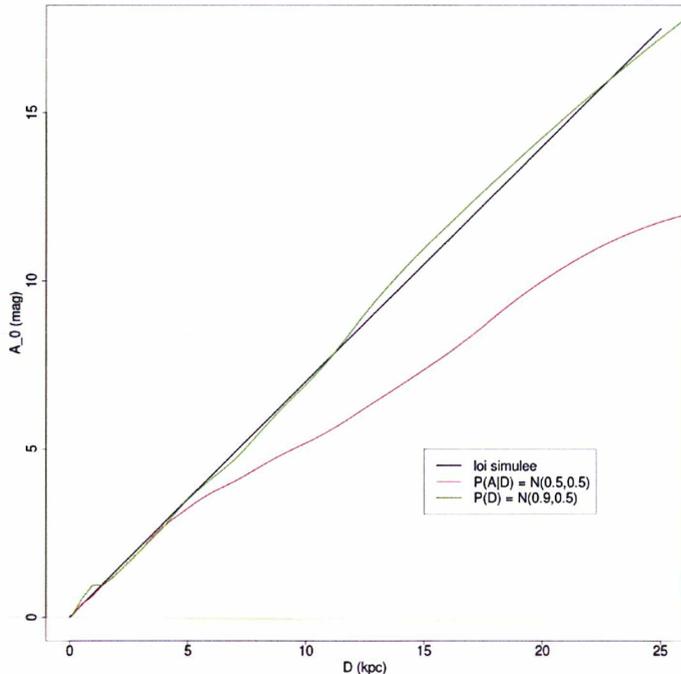


FIGURE 5.9 – Comparaison du résultat de la déconvolution pour les deux configurations étudiée : en vert, le résultat pour la déconvolution avec $P_0(A|D) = \mathcal{N}(0.9, 0.5)$ et en rouge celui pour la déconvolution en utilisant $P_0(A|D) = \mathcal{N}(0.5, 0.5)$.

Il existe une nette différence sur la vitesse de convergence entre les deux configurations. Celle avec la relation sous-estimée n'évolue plus à partir de l'itération 11 alors que celle avec la relation sur-estimée converge avec un nombre d'itérations plus faible (28).

Sur la figure 5.9, la différence entre les deux lois déduites est très clair. La loi déduite à travers la déconvolution sous-estimant la relation distance-extinction est très éloignée de la loi réelle contrairement à celle obtenue en utilisant une relation sur-estimant la relation distance-extinction. Le choix d'utiliser une relation distance-extinction sur-estimée est donc pertinent des deux points de vue.

Un *a priori* $P_0(A_0|D)$ n'est pas nécessaire à la convergence même s'il en améliore la vitesse. Les tests effectués ont montré que la méthode donne des résultats satisfaisants avec $P_0(A_0|D) = 1$.

5.6 Étude de la variation des *a priori* sur la population étudiée

La prise en compte des particularités de la population étudiée apparait dans la première étape de la méthode, à savoir le calcul de $P(\tilde{m}_*|A_0, D)$ à travers $P(i)$ comme explicité dans l'équation (5.18).

Tout comme précédemment, il est ainsi nécessaire d'étudier leur influence sur le résultat de la déconvolution pour établir les limites de validité et les éventuels biais de la méthode

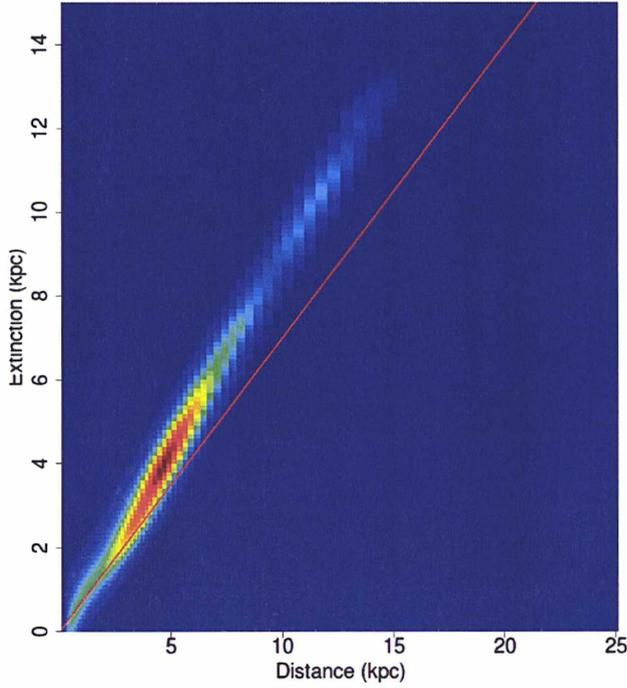
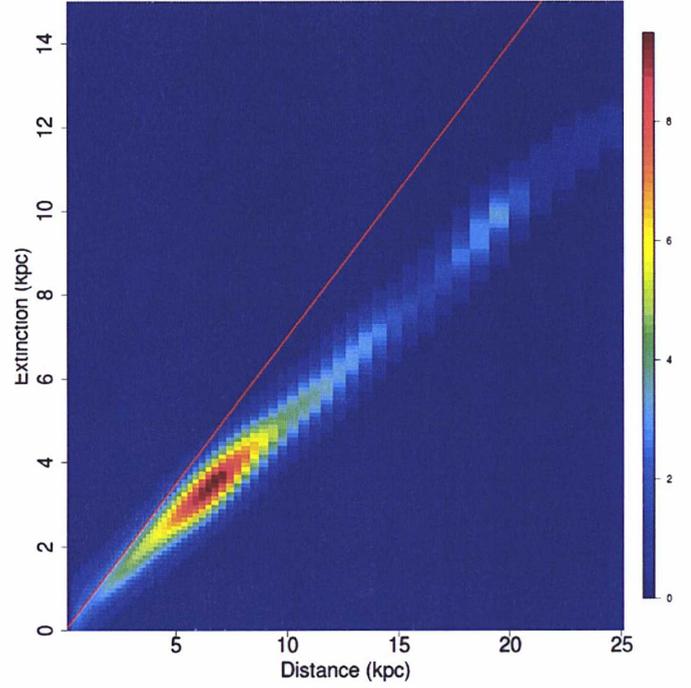
(a) $P_0(A|D) = \mathcal{N}(0.9, 0.5)$ (b) $P_0(A|D) = \mathcal{N}(0.5, 0.5)$ 

FIGURE 5.10 – Diagramme de la densité de probabilité $P_1(Av, D|, S)$ pour les deux différents *a priori* sur la relation distance-extinction sur les données simulées. La ligne rouge marque la loi utilisée pour la simulation.

développée pendant cette thèse.

Étant donné les temps de calculs impliqués, les résultats de l'étude de l'influence des paramètres évoqués ci-dessous seront présentés dans Fourtune-Ravard et al. (2014, in prep.).

5.6.1 Prise en compte du disque épais

Dans la simulation de référence, nous avons choisi d'inclure un disque composé d'une seule structure. Ce choix ne prend ainsi pas en compte l'existence de deux populations dans le disque (Casagrande et al., 2011) : le disque mince ($\sim 93\%$) et le disque épais. Dans le but de tester la sensibilité de la déconvolution à l'existence d'une deuxième population, nous avons sur-évalué son importance et avons inclus 20% des étoiles à l'intérieur du disque épais.

Comme décrit au paragraphe 1.1.1, la distinction entre les deux populations peut se faire selon leur métallicité. Ainsi, nous avons simulé un nouveau jeu de données, en se basant sur les distributions proposées par Casagrande et al. (2011), telles que :

$$\begin{cases} \text{disque mince : } 80\% : [\text{Fe}/\text{H}] = \mathcal{N}(-0.05, 0.17) \\ \text{disque épais : } 20\% : [\text{Fe}/\text{H}] = \mathcal{N}(-0.4, 0.6) \end{cases} \quad (5.20)$$

5.6.2 Ajout d'une relation âge-métallicité

Comme mentionné dans la description de la simulation de référence, aucune AMR n'a été incluse dans celle-ci. Pour étudier l'influence d'une telle corrélation, nous avons simulé

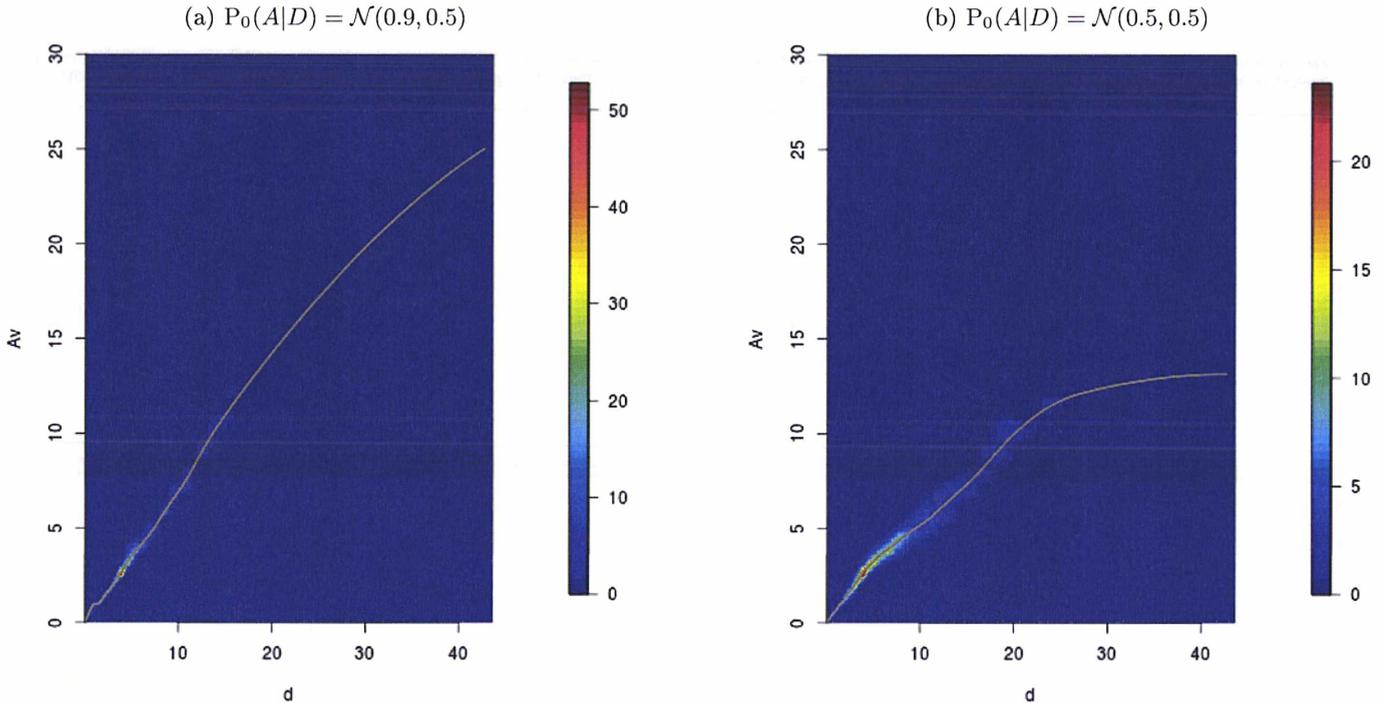


FIGURE 5.11 – Diagramme de la densité de probabilité $P_f(Av, D | S)$ pour les deux différents *a priori* sur la relation distance-extinction. La ligne grise indique la *spline* déduite du diagramme.

de nouvelles données selon la loi de Rocha-Pinto et al. (2000a) :

$$[\text{Fe}/\text{H}] = 0.44 - 0.10 \times \tau \quad (5.21)$$

De manière pratique, nous avons tout d'abord attribué un âge à chaque étoile et lui avons ensuite attribué une métallicité dans la distribution gaussienne correspondant :

$$[\text{Fe}/\text{H}]_{\star} = \mathcal{N}(0.44 - 0.10 \times \tau, 0.17)$$

5.6.3 Une IMF selon une fonction puissance

Tout comme Chabrier (2001), Kroupa (2001) a mis au point une IMF prenant en compte une PDMF. Contrairement à Chabrier (2001), Kroupa (2001) n'a pas choisi une forme log-normale. La distribution en masse de son IMF suit :

$$\xi(m) \propto \begin{cases} m^{-0.3 \pm 0.7} & \text{si } m \in [0.01, 0.08] M_{\odot} \\ m^{-1.8 \pm 0.5} & \text{si } m \in [0.08, 0.5] M_{\odot} \\ m^{-2.7 \pm 0.3} & \text{si } m \in [0.5, 1.0] M_{\odot} \\ m^{-2.3 \pm 0.7} & \text{si } m \geq 1 M_{\odot} \end{cases} \quad (5.22)$$

5.6.4 Prise en compte d'un taux de formation stellaire non constant

Dans la simulation de référence, on a considéré un taux de formation stellaire constant. Or, il existe de nombreuses formes de SFR pour la Voie lactée. C'est pourquoi il est intéressant d'étudier l'impact de la prise en compte (ou non) de pics dans la déconvolution. Pour cela, nous avons choisi d'implémenter le SFR préconisé par Rocha-Pinto et al. (2000b) :

Burst	Range (Gyr)	% formation / Gyr
A	0-1	10.48
B	2-5	10.40
C	7-9.5	8.88

μ	σ	couleur associée
2.4	0.5	rouge
2.9	0.5	bleu
2.4	1.0	vert
2.9	1.0	jaune

TABLE 5.1 – Tableau présentant les différentes configurations testées pour la déconvolution de la relation distance-extinction du champ $l = 36.88^\circ$.

5.7 Résultats

Comme il a été montré au paragraphe 5.5.2, l’impact de l’*a priori* $P_0(A_0|D)$ n’est pas négligeable. Il est important d’avoir un *a priori* initial proche de la relation distance-extinction réelle. Dans le cadre de l’utilisation des données UKIDSS, nous avons choisi d’utiliser le résultat de DTRC comme *a priori* initial.

Sur les deux premiers kiloparsecs, les étoiles du RC sont saturée et en nombre très restreint. On dispose ainsi d’un nombre trop réduit de contraintes pour y déduire la relation distance-extinction. Comme cela peut se voir sur la figure 5.12, en forçant la croissance de la spline et en ne contraignant pas assez les premiers kiloparsecs, leur ajustement est incertain et dépend fortement du nombre de nœuds de la spline (et donc de son degré de liberté) et de la forme de la courbe recherchée après ces premiers kiloparsecs. On ne prend donc pas en compte ces deux premiers kiloparsecs.

De même, lorsque la distance correspondant à la complétude est dépassée, on perd les contraintes sur la forme de la spline par manque d’informations. C’est pourquoi on ne cherche pas à évaluer la relation distance-extinction une fois la complétude atteinte. Comme la majorité de l’information est obtenue à travers les étoiles du RC, la distance limite est calculée à en fonction des étoiles du RC grâce au module de distance. On évalue ainsi la distance d’une étoile observée à une magnitude égale à la complétude du champ. Cette distance est alors adoptée comme distance maximale au-delà de laquelle les informations obtenues ne sont plus pertinentes.

Nous ne présenterons ici des résultats que pour certains champs en particulier. Lors de l’étude des champs en direction du centre Galactique, des points aberrants apparaissent à cause de l’encombrement. Le développement de ce traitement n’est pas encore complet, c’est pourquoi il n’a pas été possible de présenter de résultats sur cette zone du ciel. Chen et al. (2013) et Schultheis et al. (2014a) étudient uniquement cette zone centrale ($|l| \leq 10^\circ$) rendant toute comparaison entre les différentes méthodes impossible. Nous avons donc orienté les champs étudiés vers ceux observés par Sale et al. (2014) et Reid et al. (2014).

5.7.1 Étude du champ $l = 36.88^\circ$

Pour le champ $l = 36.88^\circ$, la régression linéaire de DTRC est une droite de pente égale à 2.4 mag/kpc. A partir de cette relation et des conclusions du paragraphe 5.5.2, nous avons

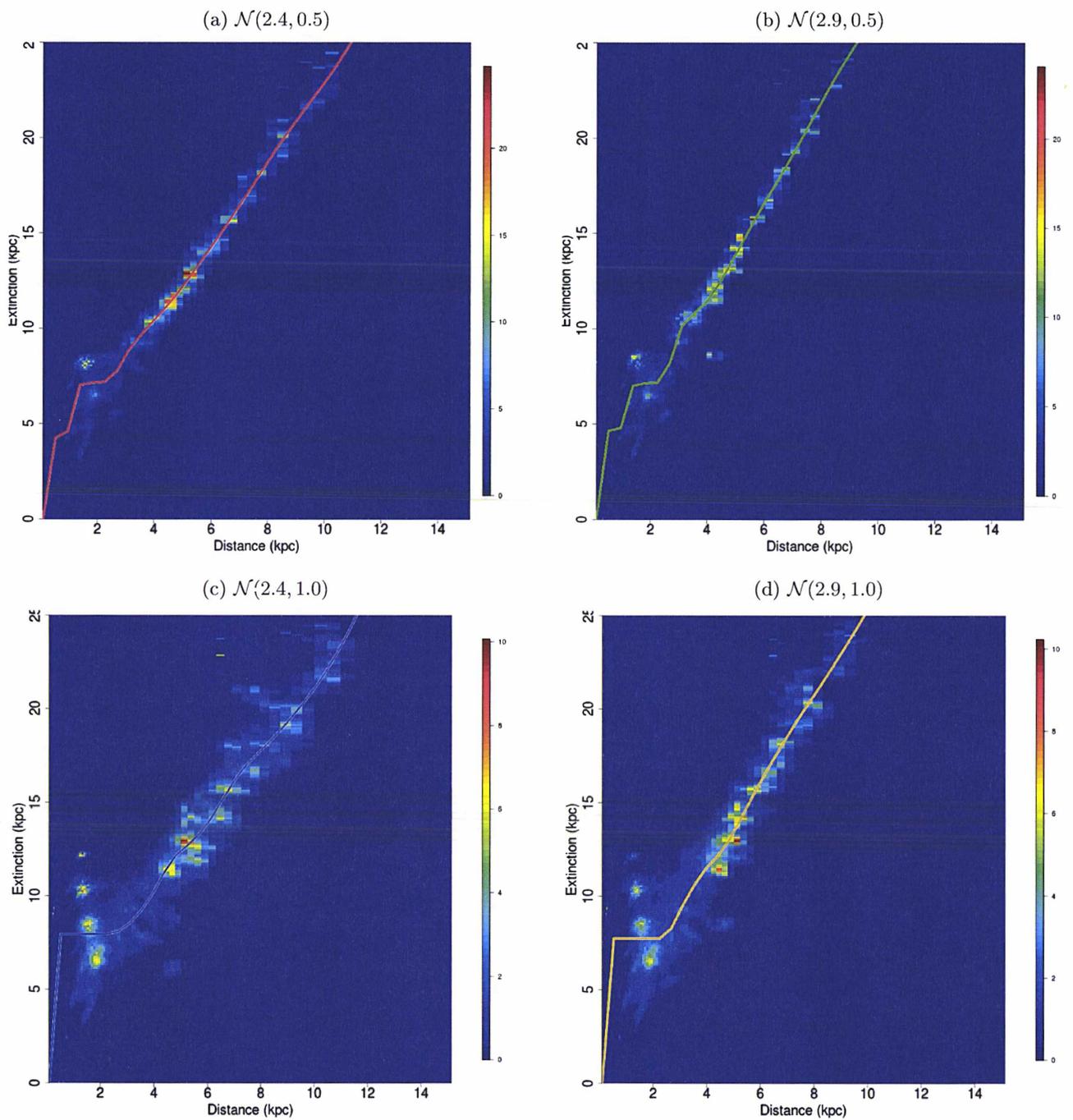


FIGURE 5.12 – Diagramme de la densité de probabilité $P_f(Av, D | S)$ pour les quatre différents *a priori* sur la relation distance-extinction. La ligne colorée indique la *spline* déduite du diagramme. L'association couleur-distribution est présentée dans le tableau 5.1.

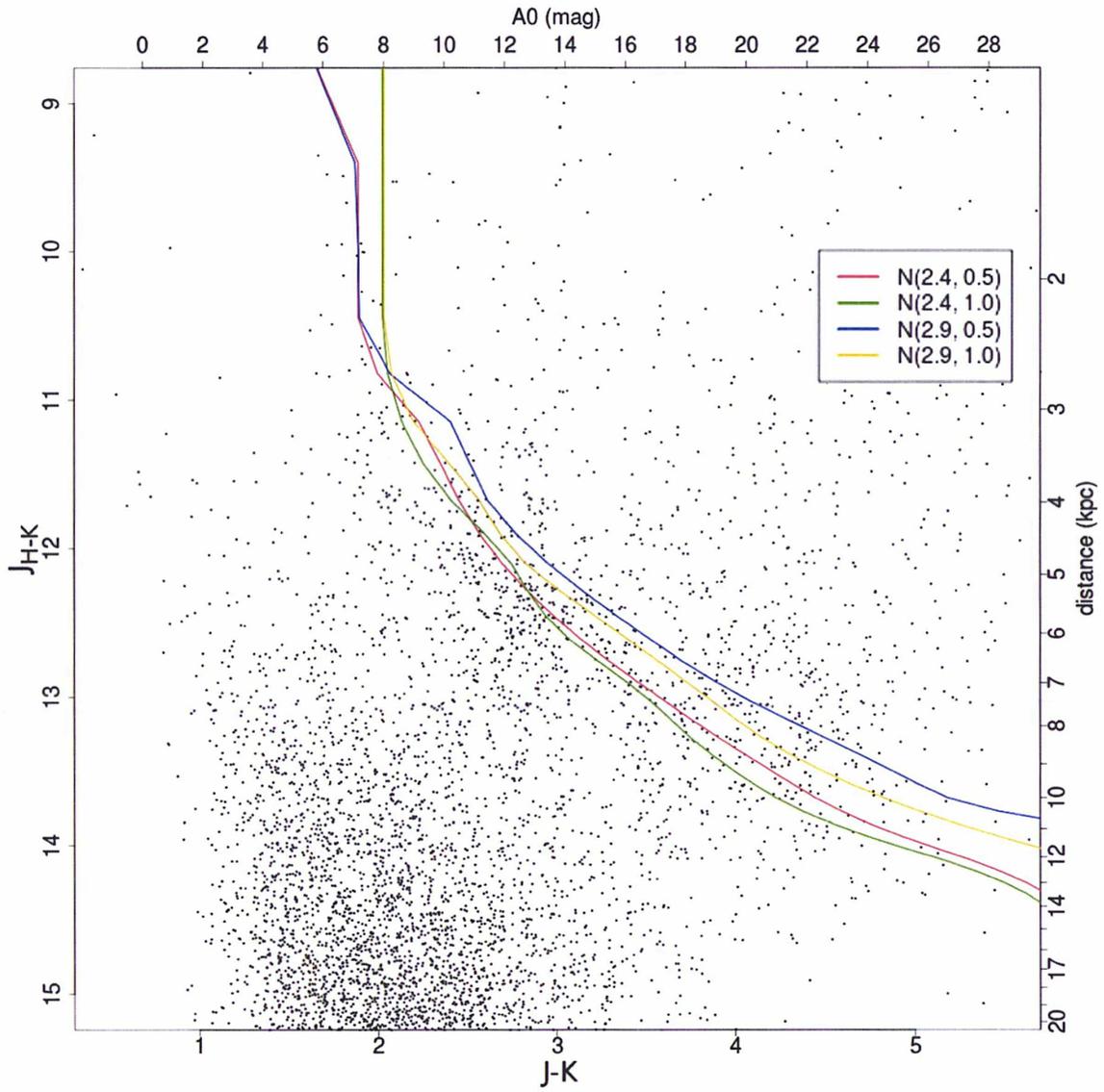


FIGURE 5.13 – Comparaison du résultat de la déconvolution pour les quatre configurations étudiées. L'association couleur-distribution est présentée dans le tableau 5.1.

construit et testé plusieurs *a priori*. Leurs distributions sont explicitées dans le tableau 5.1. L'itération finale assortie de la spline déduite sont présentées pour chaque configuration dans la figure 5.12.

La figure 5.13 permet de comparer le tracé des lois obtenues après la déconvolution à celui de la traînée des étoiles du RC. Les lois obtenues à travers les *a priori* surestimant le plus la relation distance-extinction ne tracent pas de manière optimale la traînée du RC (tracés bleu et jaune). Les deux autres sont compatibles avec la position de la traînée. L'avantage de la configuration verte, c'est-à-dire $P_0(A_0|D) = \mathcal{N}(2.4 \times D, 1.0)$, est de nécessiter moins d'itérations que la verte (~ 30 à la place de ~ 50) et de permettre une plus grande flexibilité.

Le choix d'une droite comme *a priori* $P_0(A_0|D)$ n'est pas pertinent dans le cas de coefficients élevés (comme c'est le cas pour le champ $l = 22.88^\circ$). En effet, dans ce cas là, la limite de l'échantillon en extinction est atteint trop rapidement et le processus de déconvolution sature. Une des solutions possibles pour remédier à ce problème est d'augmenter la taille de l'échantillon en extinction. Une autre est de proposer un *a priori* construit par morceaux. C'est ce qui a été appliqué pour le champ $l = 22.88^\circ$. Le premier segment est construit par un lissage du résultat de DTRC pour ce champ. Le deuxième est construit en prolongeant le dernier point du lissage par une droite de plus faible coefficient. Une dispersion gaussienne d'un écart-type σ égal à 2.0 est alors appliquée pour construire la matrice d'*a priori* $P_0(A_0|D)$. Pour des raisons pratiques, il était difficile de construire aussi précisément un *a priori* pour chaque champ étudié. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser un lissage du résultat de DTRC en tant que $P_0(A_0|D)$.

Une première estimation de l'erreur sur la relation distance-extinction obtenue peut être recherchée à travers l'évaluation d'un intervalle de confiance à $1\sigma^3$. Pour rechercher la spline décrivant le mieux le résultat de BADDASS, on utilise la médiane de la densité de probabilité, ce qui correspond à un quantile de 0.5. Pour évaluer l'intervalle de confiance à 1σ , on cherche à délimiter la zone dans laquelle il y a 68.2% de la probabilité, c'est-à-dire la zone bleue de la figure 5.14. Les splines délimitant l'intervalle de confiance correspondent aux quantiles à $\pm 1\sigma$. On va ainsi rechercher la spline à -1σ en utilisant le quantile qui correspond à la zone hachée verticalement $Q_{-1\sigma} = P(X < \mu - \sigma) = \frac{1-0.682}{2}$. Pour la limite supérieure de l'intervalle de confiance, on recherche la spline qui correspond au quantile de la zone hachée horizontalement $Q_{+1\sigma} = P(X < \mu + \sigma) = 1 - \frac{1-0.682}{2}$.

La figure 5.15 une comparaison du résultat obtenu à travers BADDASS (en bleu), à ceux de DTRC (en jaune), de Marshall et al. (2006) (en vert) et de Sale et al. (2014) en rouge. Ce résultat est consistant avec celui obtenue avec DTRC et celui obtenu par Marshall et al. (2006).

5.7.2 Étude du champ $l = 48.96^\circ$

Les figures 5.16 et 5.17 présentent la relation distance-extinction obtenue à travers BADDASS pour le champ $l = 48.96^\circ$. BADDASS, DTRC et Marshall et al. (2006) sont tous trois consistants avec la position des étoiles du RC dans le CMD. On remarque que la relation distance-extinction proposée par Sale et al. (2014) ne correspond pas à la traînée des étoiles du RC. En effet, cette relation est systématiquement sur-estimée par la méthode

3. On utilise comme auparavant la fonction `cobs`, en faisant varier le paramètre `tau` qui correspond au quantile souhaité.

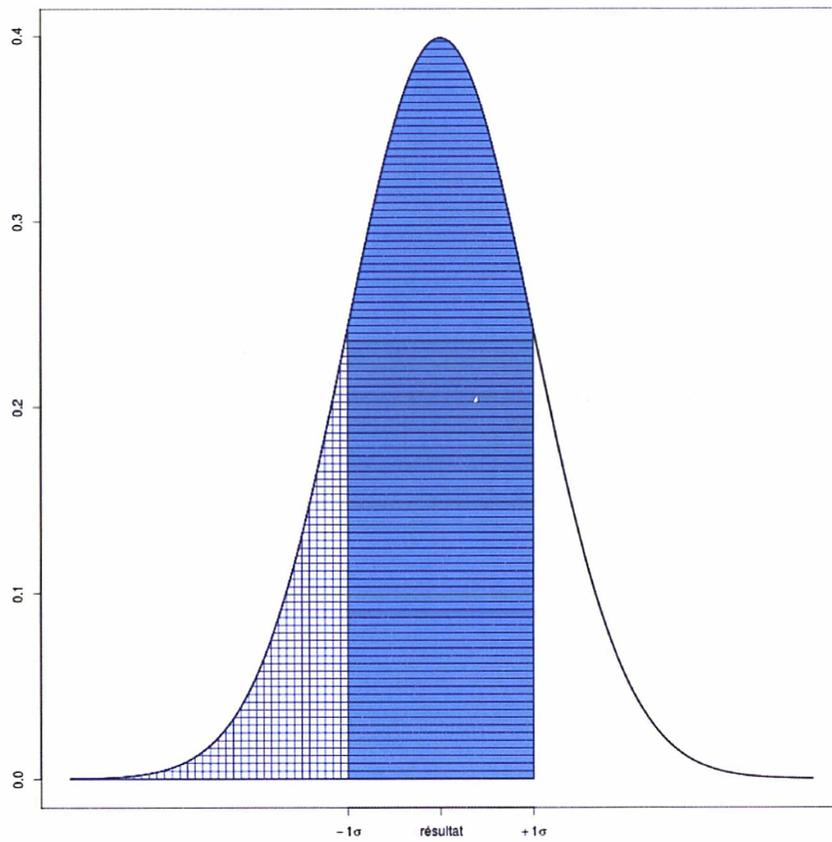


FIGURE 5.14 – La zone bleue correspond à la zone interne à l'intervalle de confiance à 1σ , on y trouve 68.2 % de l'ensemble de la probabilité. La zone hachée verticalement correspond au quantile à -1σ et la zone hachée horizontalement correspond au quantile à $+1\sigma$.

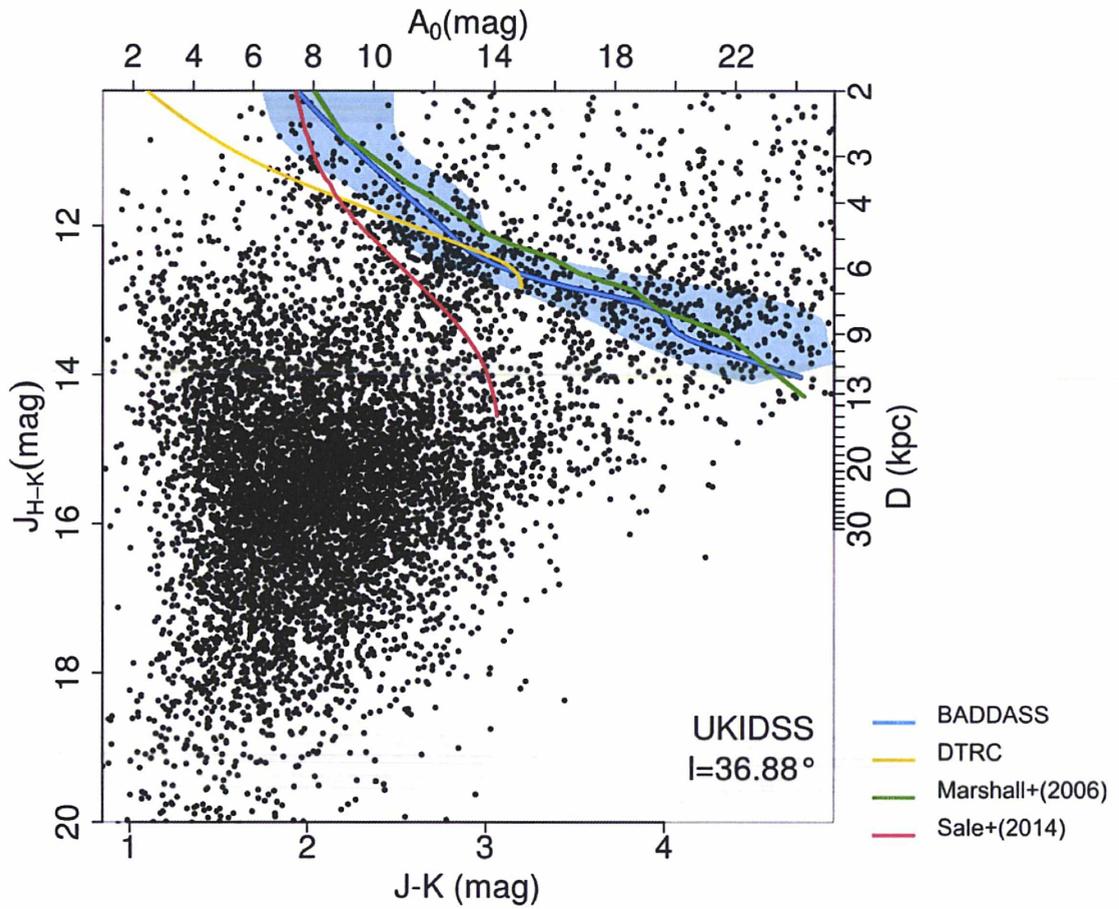


FIGURE 5.15 – Résultat de BADDASS sur le champ $l = 36.88^\circ$. La ligne bleue représente la relation distance-extinction déduite à travers BADDASS. La zone bleue claire représente l'intervalle de confiance à 1 sigma. En jaune, le résultat de DTRC, en vert celui de Marshall et al. (2006) et en rouge celui de Sale et al. (2014).

qu'ils proposent.

La figure 5.18 montre une comparaison le résultat de BADDASS et la position d'un maser issue de Reid et al. (2014). La position du maser est matérialisée par la bande grise. Elle correspond à une forte et brutale augmentation de l'extinction différentielle décrite dans BADDASS mettant en évidence la relation entre l'extinction et les masers.

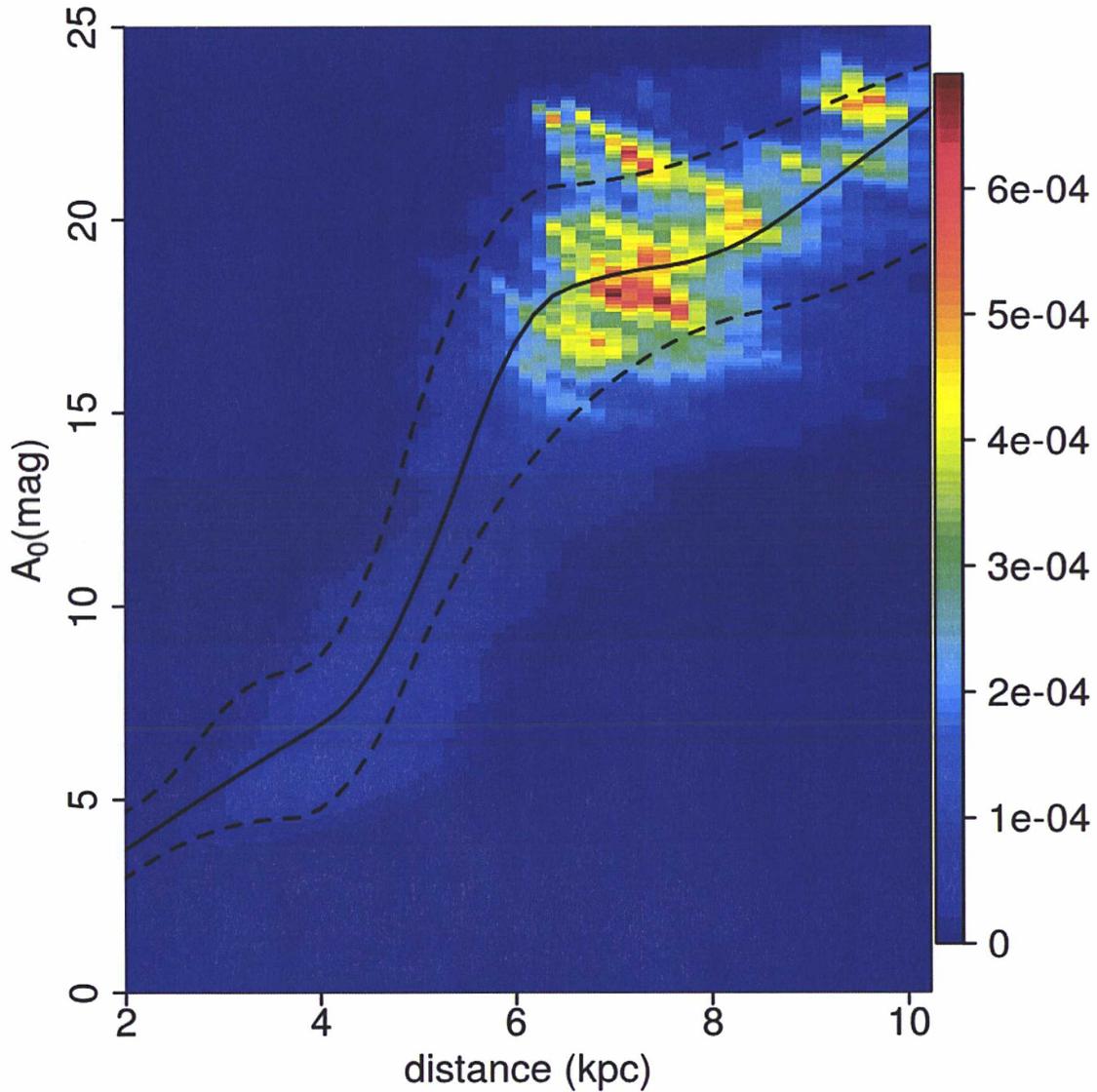


FIGURE 5.16 – Résultat de BADDASS sur le champ $l = 48.96^\circ$. En arrière-plan, le diagramme de densité de probabilité $P(A, D|S)$. En avant plan, la *spline* (en trait plein) et l'intervalle de confiance (en traits discontinus) qui en sont déduits.

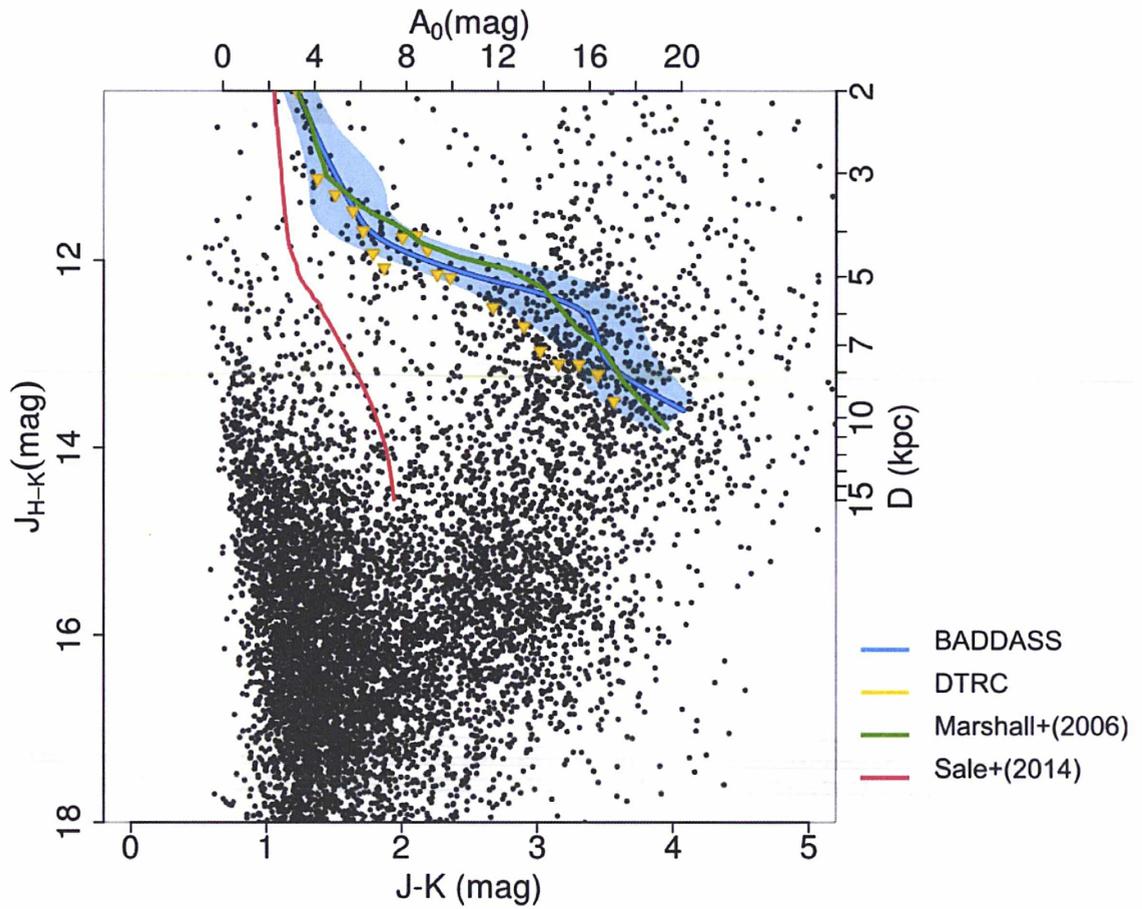


FIGURE 5.17 – Résultat de BADDASS sur le champ $l = 48.96^\circ$. La ligne bleue représente la relation distance-extinction déduite à travers BADDASS. La zone bleue claire représente l'intervalle de confiance à 1 sigma. En jaune, le résultat de DTRC, en vert celui de Marshall et al. (2006) et en rouge celui de Sale et al. (2014).

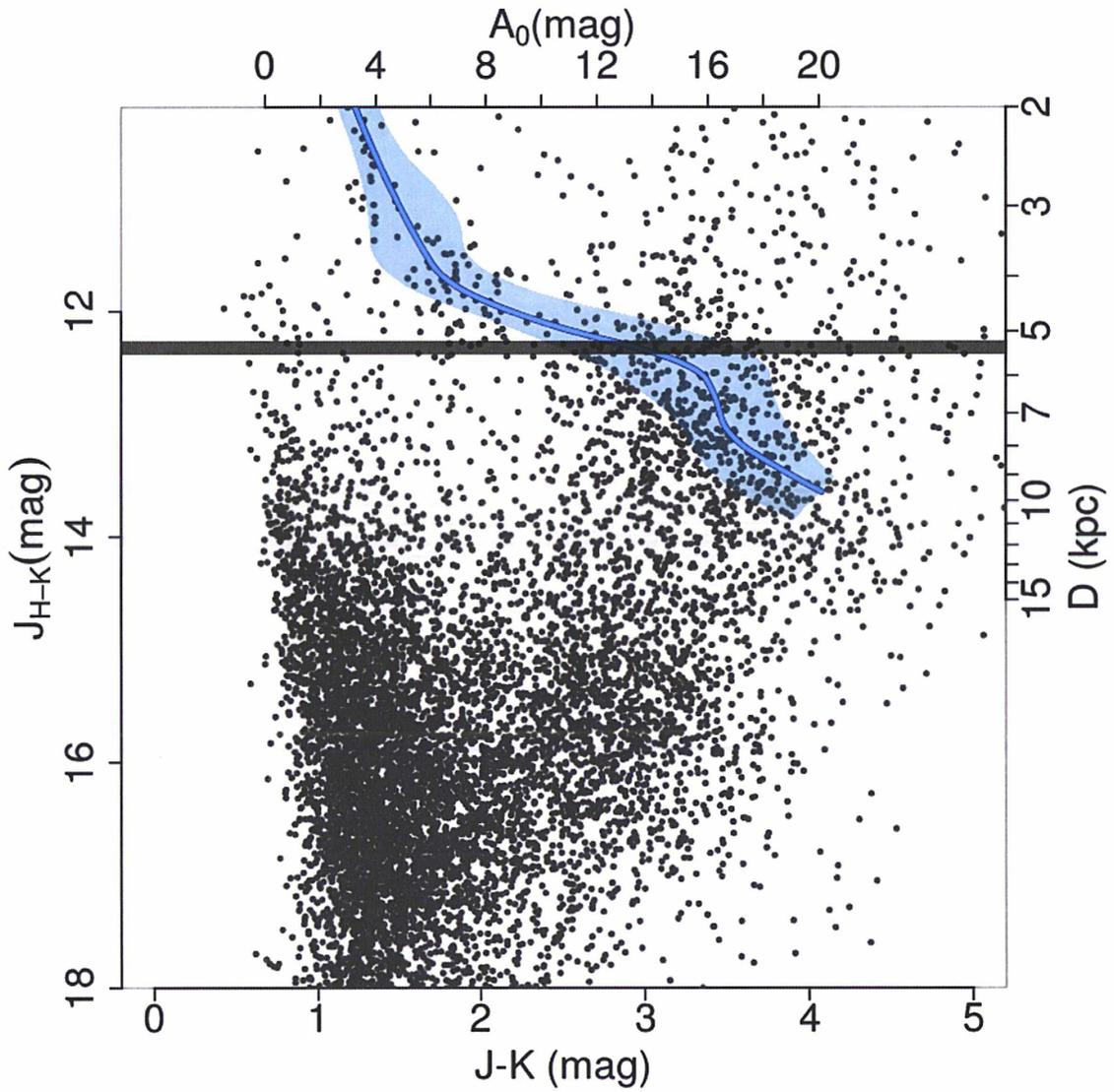


FIGURE 5.18 – Résultat de BADDASS sur le champ $l = 48.96^\circ$. La ligne bleue représente la relation distance-extinction déduite à travers BADDASS. La zone bleue claire représente l'intervalle de confiance à 1 sigma. La zone grisée matérialise la position d'un maser détecté par Reid et al. (2014).

Conclusion et perspectives

Depuis près d'un demi-siècle, les connaissances sur la structure Galactique se sont énormément accrues. Notre Galaxie est maintenant identifiée comme une spirale barrée. De nombreuses interrogations demeurent sur sa structure fine, en particulier sur son nombre de bras, de barre(s) et le lien qui existe entre ces différents éléments.

Pendant ma thèse, j'ai choisi d'étudier le disque mince Galactique du point de vue de l'extinction interstellaire. La première méthode (DTRC) que j'ai développée pour établir une cartographie 3D de l'extinction interstellaire du plan Galactique exploite une particularité des étoiles du *Red Clump*. La dispersion intrinsèque de leurs magnitudes absolues est très faible, ce qui les rend très reconnaissables dans les diagrammes couleur-magnitude : hors de toute extinction elles forment une surdensité compacte qui s'étire en une traînée sous l'effet de l'extinction. Détecter cette traînée revient ainsi à détecter l'extinction. Grâce à DTRC, il a été possible d'établir une cartographie de l'extinction dans le premier quadrant. Cette cartographie détaillée est cohérente avec les autres marqueurs de la structure Galactique tels que les régions HII, les nuages moléculaires géants, les zones de formation d'étoiles massives et la position de sites masers obtenues à travers des mesures de leur parallaxe.

Les limites de DTRC se font nettement sentir lorsque l'on souhaite étudier les structures à grande échelle de notre Galaxie. En effet, cette méthode est limitée à cause de sa robustesse trop pauvre. De plus, DTRC ne permet pas d'étudier la corrélation entre les différentes observables de notre galaxie, dans le cas présent entre l'extinction et la densité stellaire car elle n'est pas adaptable pour retrouver cette dernière.

C'est pour tenter de pallier ces limitations qu'il a été nécessaire de développer une nouvelle méthode (BADDASS). Cette dernière consiste en une inférence bayésienne, permettant ainsi de retrouver la relation distance-extinction du champ en prenant en compte l'ensemble des étoiles observées. A cause des temps de calculs impliqués par cette méthode, une cartographie complète n'est pas encore disponible. Elle est en cours de réalisation et fera l'objet d'une publication (Fourtune-Ravard et al., 2014, in prep.). Les résultats exposés ici sur des données simulées montrent un bon accord entre la loi injectée dans les données et la loi retrouvée grâce à la méthode. Les résultats sur les données réelles prouvent que la loi ainsi déconvoluée est conforme à la position de la traînée des étoiles du RC.

Malgré ces résultats très encourageants, de nombreux tests et améliorations restent à explorer. En particulier, comme toute inférence bayésienne, BADDASS est plus ou moins sensible à la variation des *a priori* utilisés. C'est pourquoi il est important d'étudier l'impact

de ces derniers sur le résultat final. Ce travail est en cours et sera inclus dans la publication à venir.

De même, l'estimation de l'erreur sur la relation distance-extinction ainsi obtenue n'a pour l'instant été abordée que de manière préliminaire et nécessite un travail plus approfondi en incluant également une détermination de la dispersion autour de la relation distance-extinction. Il faut également prendre en compte les inter-relations entre les lignes de visées : les lignes de visées adjacentes peuvent être utilisées pour contraindre la relation distance-extinction dans une direction. On pourra pour cela s'inspirer du travail de Vergely et al. (2010).

Un des énormes avantages de BADDASS est son adaptabilité. En effet, il est possible de l'adapter pour déterminer conjointement la distribution en distance des étoiles et la relation distance-extinction. Cette particularité permettra d'étudier plus précisément la corrélation entre ces deux observables et ainsi accroître notre connaissance de la Voie lactée et de ses semblables.

Les données utilisées ici proviennent du relevé NIR UKIDSS qui a observé le nord du plan Galactique. Depuis peu, le relevé VVV, qui observe le sud du plan Galactique a rendu ses données publiques. En appliquant la méthode sur ces deux jeux de données, il est ainsi maintenant possible d'obtenir une cartographie de l'extinction interstellaire dans la direction du CG indépendamment de tout modèle Galactique.

Il sera possible d'améliorer les résultats obtenus avec les données VVV/UKIDSS en les combinant aux premières observations du satellite Gaia. Celles-ci contraindront fortement la relation sur les premiers kiloparsecs, améliorant d'autant le résultat final. Gaia promet de déterminer la distance des étoiles de notre Galaxie. Mais cela ne suffit pas pour obtenir la relation distance-extinction à cause de la dégénérescence existant entre l'effet de la température effective de l'étoile et celui de l'extinction. BADDASS permet de prendre en compte cette dégénérescence et la corrélation entre les différents paramètres stellaires pour établir au plus juste une cartographie complète de l'extinction interstellaire dans notre Galaxie.

Table des figures

1.1	Coupe transversale de la Voie lactée établie par Herschel (1785, figure 4).	3
1.2	Séquence de Hubble illustrant la classification des galaxies. De gauche à droite : galaxies elliptiques (de type E0 à E7) ; à l'intersection des branches, les galaxies lenticulaires ou S0 ; sur la branche supérieure, les galaxies spirales dites normales et sur la branche inférieure, les galaxies spirales barrées. La séquence de Hubble n'est pas une séquence dans le temps (contrairement à ce qu'on a pu penser autrefois), les galaxies spirales n'étant ainsi pas l'évolution des galaxies elliptiques.	4
1.3	Vue de profil de la Voie lactée (vue d'artiste). Le bulbe est situé au centre du disque dans lequel est contenu le Soleil. Le halo, qui est le composant le plus diffus, délimite l'étendue de notre Galaxie. Crédits : Yannick Boissel.	5
1.4	Figure 2 de Vallée (2013). Cartographie idéalisée des bras Galactiques selon la méta-analyse de Vallée (2013) (lignes colorées). Les lignes en pointillés sont les tangentes aux bras, les orbites circulaires autour du CG sont représentées par les traits noirs continus. Le Soleil est placé en $(0, 7.8)$	8
1.5	Diagramme HR basé sur les données Hipparcos en utilisant 41 453 étoiles du catalogue Hipparcos. L'échelle en couleur indique le nombre d'étoiles dans une cellule de 0.01 mag en abscisse et 0.05 mag en ordonnée. Les étoiles du RC sont entourées en rouge. Crédits : ESA.	11
1.6	CMD des données UKIDSS pour le champ $b = 0^\circ ; l = 40^\circ$. Les étoiles du RC sont entourées en rouge.	11
2.1	Images de la Voie Lactée à différentes longueurs d'onde : en haut, en proche-infrarouge ; en bas, dans le visible. On voit que le disque Galactique est le plus obstrué par la matière interstellaire dans l'optique alors qu'il est visible dans son intégralité en proche-infrarouge. Il est donc plus facilement observable dans le domaine du proche-infrarouge. Crédit : NASA ⁴	17
2.2	Télescope et caméra utilisés au <i>Mount Hopkins</i> pour le relevé 2MASS. Crédits : 2MASS.	17
2.3	Télescope UKIRT du <i>Manau Kea</i> , Hawaï. Crédits : UKIRT.	19
2.4	Estimation par noyau des données UKIDSS pour le champ $(l, b, R) = (20, 0, 0.08)^\circ$. Le maximum des histogrammes est mis en valeur par un point. L'abscisse de ces points représente la complétude du catalogue dans ce champ pour la longueur d'onde considérée.	21

2.5	Étude de la variation de la complétude en fonction de la longitude Galactique pour les données UKIDSS. On remarque que le champ $l = 92^\circ$ a une limite de complétude plus basse que les autres champs. Cela s'explique par le très faible nombre d'étoiles présentes dans ce champ.	22
3.1	Résultats de la simulation de référence	29
3.2	Résultats de la simulation de référence	30
3.3	Résultats de la simulation de référence	31
4.1	CMD du champ UKIDSS $l = 22.88^\circ; b = 0^\circ; R = 0.08^\circ$. En bleu, le modèle de Marshall et al. (2006). On peut voir qu'il ne reproduit pas bien la traînée du RC.	36
4.2	CMD du champ UKIDSS $l = 22.88^\circ; b = 0^\circ; R = 0.08^\circ$. En bleu, le modèle de Marshall et al. (2006). En rouge, le résultat de la détection de la traînée du RC en combinant les données 2MASS et UKIDSS. Entouré en vert, le point i	38
4.3	Schéma de principe expliquant la recherche des points indépendants du modèle d'initialisation.	39
4.4	Schéma de principe expliquant la recherche du premier point indépendant du modèle d'initialisation.	40
4.5	Isochrones dans les différentes métallicités dans le système d'axe $(\frac{J-K}{k_J-k_K}; J_{H-K})$	43
4.6	Comparaison des ajustements entre l'utilisation de la sélection de la zone d'ajustement en fonction des étiquettes incluses dans les isochrones ou en fonction du $\log g$	44
4.7	Comparaison des ajustements entre l'utilisation d'une seule isochrone ou de l'ensemble des isochrones.	45
4.8	Vue de dessus du plan Galactique. Le Soleil est placé en $(0; 0)$ et le Centre Galactique en $(0; 8)$. Les droites en pointillés représentent les longitudes (espacés de 5°).	46
4.9	En rouge, les points détectés par DTRC pour le champ étudié. En gris, ceux des deux champs adjacents. En bleu, le lissage des points, en prenant en compte à la fois le champ étudié et les deux adjacents, comme expliqué plus en détail dans le texte. Les carrés représentent les points utilisés dans la construction de la carte d'extinction non-cumulative.	47
4.10	Application de DTRC sur la simulation de référence. Les points noirs représentent le CMD simulé, les points bleus le modèle d'initialisation simulé et les points rouges sont le résultat de DTRC. On peut voir que le résultat de DTRC ne décrit pas correctement la traînée du RC.	49
4.11	Comparaison entre le CMD simulé à l'aide de la loi d'extinction issue de l'application de DTRC sur la simulation de référence et cette loi. On voit que les points rouges ne concordent pas avec la traînée du RC (ils sont au-dessus) ce qui met en évidence l'existence d'un biais dans la méthode.	50
4.12	Comparaison entre la position du RC simulé et les paramètres intrinsèques utilisés dans DTRC. L'étoile rouge représente le RC tel qu'utilisé dans DTRC : $(J - K)_0 = 0.68$ mag et $K_0 = -1.72$ mag.	51
4.13	Résultat de l'application de DTRC sur les données 2MASS combinées aux données UKIDSS. Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes; elles sont dessinées de 5°	52

4.14	Comparaison entre les cartographies de l’extinction interstellaire : (a) la carte établie à l’aide de DTRC pendant cette thèse ; (b) la carte présentée dans Marshall et al. (2006) (leur figure 9). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont espacées de 5°	55
4.15	Comparaison entre les données UKIDSS, le modèle de Marshall et al. (2006) et DTRC pour différents champs. Ces champs correspondent aux zones présentant des différences entre les deux modèles. A gauche, la comparaison entre les deux modèle d’extinction cumulative. A droite, la comparaison aux données UKIDSS.	56
4.15	(suite) Comparaison entre les données UKIDSS, le modèle de Marshall et al. (2006) et DTRC pour différents champs. Ces champs correspondent aux zones présentant des différences entre les deux modèles. A gauche, la comparaison entre les deux modèle d’extinction cumulative. A droite, la comparaison aux données UKIDSS.	57
4.16	Comparaison entre la cartographie des bras spiraux proposés par Vallée (2013) et la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue grâce à DTRC. Les lignes pleines représentent les bras spiraux tels qu’exposés dans Vallée (2013). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont dessinées de 5°	59
4.17	Comparaison entre la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue à l’aide de DTRC et Hou et al. (2009). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont dessinées de 5°. Les carrés représentent les régions HII et les ronds les GMC. La taille des symboles est reliée à leur masse pour les GMC et leur paramètre d’excitation pour les régions HII.	61
4.18	Comparaison entre la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue à l’aide de DTRC et le modèle de bras poly-logarithmique proposé pour Hou et al. (2009).	62
4.19	Comparaison entre la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue à l’aide de DTRC et les résultats présentés dans Urquhart et al. (2014). Les carrés représentent le résultat de leur analyse de la raie HI (leur table 3) et les ronds représentent les complexes hébergeant de la formation stellaire (leur table 2). Dans les deux cas, les symboles pleins indiquent les points contenus dans le plan ($ l \leq 0.5^\circ$) et les symboles vides ceux qui en sont en dehors.	64
4.20	Comparaison entre la cartographie de l’extinction interstellaire obtenue à l’aide de DTRC et Reid et al. (2014). Chaque symbole correspond à un bras différent identifié par Reid et al. (2014) : 3-kpc, Norma (4-pkc), Scutum-Crux (Sct), Sagittaire(Sgr), Persée (Per) et le bras local (Loc). Les lignes en pointillés correspondent aux longitudes ; elles sont espacées de 5°. Les symboles pleins indiquent les points contenus dans le plan ($ l \leq 0.5^\circ$) et les symboles vides ceux qui en sont en dehors.	66
5.1	Positions dans le diagramme HR des étoiles sélectionnées pour les calculs individuels présentés dans la figure 5.2. En vert, une étoile de la ZAMS (sélectionnée telle qu’elle appartient à l’isochrone d’âge $\tau = 0.1$ Ga) ; en orange une étoile de la MS ; en jaune une étoile du <i>Turn-Off</i> ; en violet une sous-géante ; en rouge une étoile du RC et en bleu cyan une étoile de la branche des géantes au-delà du stade de RC.	78

5.2	Diagrammes de la densité de probabilité $P(m_* A_0, D) \times P(D)$ du couple (A_0, D) pour les différents types d'étoiles simulées (de gauche à droite et de haut en bas) : étoile appartenant aux Sous-Géantes, étoile du RC, étoile de la branche des géantes rouges au-delà du stade du RC, étoile du <i>Turn Off</i> , étoile de la séquence principale, étoile de la ZAMS (sélectionnée telle qu'elle appartient à l'isochrone d'âge $\tau = 0.1$ Ga). L'étoile blanche correspond à la position réelle de l'étoile telle qu'elle a été simulée dans le repère (A_0, D) . Ici, $P(D) = D^2$, c'est-à-dire l'effet cône : lorsque l'on observe un angle solide dans le ciel, on observe un cône dans l'espace, la probabilité de trouver une étoile est ainsi plus élevée à la base qu'à la pointe. Les positions des étoiles dans le diagramme HR sont visibles dans la figure 5.1.	79
5.4	Diagramme de la densité de probabilité $P_{29}(Av, D S)$ qui correspond à l'itération finale après application de BADDASS sur les données issues de la simulation de référence. La ligne grise représente la loi distance-extinction injectée dans la simulation, c'est-à-dire $A_0 = 0.7 \times D$	81
5.5	Distribution en distance du modèle de Fux (1999) à une latitude nulle. En vert, la distribution pour $l = 10^\circ$ et en rouge celle pour $l = 30^\circ$	84
5.8	Comparaison du résultat de la déconvolution pour les deux configurations étudiée : en vert, le résultat pour $l = 10^\circ$ et en rouge celui pour $l = 30^\circ$. . .	85
5.9	Comparaison du résultat de la déconvolution pour les deux configurations étudiée : en vert, le résultat pour la déconvolution avec $P_0(A D) = \mathcal{N}(0.9, 0.5)$ et en rouge celui pour la déconvolution en utilisant $P_0(A D) = \mathcal{N}(0.5, 0.5)$. .	86
5.12	Diagramme de la densité de probabilité $P_f(Av, D , S)$ pour les quatre différents <i>a priori</i> sur la relation distance-extinction. La ligne colorée indique la <i>spline</i> déduite du diagramme. L'association couleur-distribution est présentée dans le tableau 5.1.	90
5.13	Comparaison du résultat de la déconvolution pour les quatre configurations étudiée. L'association couleur-distribution est présentée dans le tableau 5.1.	91
5.14	La zone bleue correspond à la zone interne à l'intervalle de confiance à 1σ , on y trouve 68.2 % de l'ensemble de la probabilité. La zone hachée verticalement correspond au quantile à -1σ et la zone hachée horizontalement correspond au quantile à $+1\sigma$	93
5.15	Résultat de BADDASS sur le champ $l = 36.88^\circ$. La ligne bleue représente la relation distance-extinction déduite à travers BADDASS. La zone bleue claire représente l'intervalle de confiance à 1 sigma. En jaune, le résultat de DTRC, en vert celui de Marshall et al. (2006) et en rouge celui de Sale et al. (2014).	94
5.16	Résultat de BADDASS sur le champ $l = 48.96^\circ$. En arrière-plan, le diagramme de densité de probabilité $P(A, D S)$. En avant plan, la <i>spline</i> (en trait plein) et l'intervalle de confiance (en traits discontinus) qui en sont déduits.	95
5.17	Résultat de BADDASS sur le champ $l = 48.96^\circ$. La ligne bleue représente la relation distance-extinction déduite à travers BADDASS. La zone bleue claire représente l'intervalle de confiance à 1 sigma. En jaune, le résultat de DTRC, en vert celui de Marshall et al. (2006) et en rouge celui de Sale et al. (2014).	96

5.18 Résultat de BADDASS sur le champ $l = 48.96^\circ$. La ligne bleue représente la relation distance-extinction déduite à travers BADDASS. La zone bleue claire représente l'intervalle de confiance à 1 sigma. La zone grisée matérialise la position d'un maser détecté par Reid et al. (2014). 97

Liste des tableaux

2.1	WFCAM bandes passantes utilisées pour UKIDSS (Lawrence et al., 2007). . .	19
4.1	Paramètres du meilleur modèle de bras poly-logarithmiques selon Hou et al. (2009). Le Soleil est placé à 8.0 kpc du CG.	60
5.1	Tableau présentant les différentes configurations testées pour la déconvolution de la relation distance-extinction du champ $l = 36.88^\circ$	89

Bibliographie

- Alard, C. (2001). *Another bar in the Bulge*. A&A, 379 :L44–L47.
- Alves, D. R. (2000). *K-Band Calibration of the Red Clump Luminosity*. ApJ, 539 :732–741.
- Arenou, F., Grenon, M., et Gomez, A. (1992). *A tridimensional model of the galactic interstellar extinction*. A&A, 258 :104–111.
- Babusiaux, C. et Gilmore, G. (2005). *The structure of the Galactic bar*. MNRAS, 358 :1309–1319.
- Babusiaux, C., Gómez, A., Hill, V., Royer, F., Zoccali, M., Arenou, F., Fux, R., Lecureur, A., Schultheis, M., Barbuy, B., Minniti, D., et Ortolani, S. (2010). *Insights on the Milky Way bulge formation from the correlations between kinematics and metallicity*. A&A, 519 :A77.
- Babusiaux, C., Katz, D., Hill, V., Royer, F., Gomez, A., Arenou, F., Combes, F., Di Matteo, P., Gilmore, G., Haywood, M., Robin, A. C., Rodriguez-Fernandez, N., Sartoretti, P., et Schultheis, M. (2014). *Metallicity and kinematics of the bar in-situ*. ArXiv e-prints.
- Bailer-Jones, C. A. L. (2011). *Bayesian inference of stellar parameters and interstellar extinction using parallaxes and multiband photometry*. MNRAS, 411 :435–452.
- Bayes, M. (1763 (publié en 1764)). *An Essay towards Solving a Problem in the Doctrine of Chances. By the Late Rev. Mr. Bayes, F. R. S. Communicated by Mr. Price, in a Letter to John Canton, A. M. F. R. S.* Royal Society of London Philosophical Transactions Series I, 53 :370–418.
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., Indebetouw, R., Meade, M. R., Whitney, B. A., Watson, C., Wolfire, M. G., Wolff, M. J., Ignace, R., Bania, T. M., Bracker, S., Clemens, D. P., Chomiuk, L., Cohen, M., Dickey, J. M., Jackson, J. M., Kobulnicky, H. A., Mercer, E. P., Mathis, J. S., Stolovy, S. R., et Uzpen, B. (2005). *First GLIMPSE Results on the Stellar Structure of the Galaxy*. ApJL, 630 :L149–L152.
- Bensby, T. (2013). *Characterisation of the Galactic thick disk*. ArXiv e-prints.
- Bensby, T., Alves-Brito, A., Oey, M. S., Yong, D., et Meléndez, J. (2011). *A First Constraint on the Thick Disk Scale Length: Differential Radial Abundances in K Giants at Galactocentric Radii 4, 8, and 12 kpc*. ApJL, 735 :L46.
- Bensby, T., Feltzing, S., et Lundstrom, I. (2003). *Oxygen abundances in the Galactic disk (Bensby+, 2004)*. VizieR Online Data Catalog, 341 :50155.

- Bensby, T., Feltzing, S., Lundström, I., et Ilyin, I. (2005). α -, r -, and s -process element trends in the Galactic thin and thick disks. *A&A*, 433 :185–203.
- Bessel, F. W. (1838). *On the parallax of 61 Cygni*. *MNRAS*, 4 :152–161.
- Blum, R. D., Daminieli, A., et Conti, P. S. (1999). *The Stellar Content of Obscured Galactic Giant H II Regions. I. W43*. *AJ*, 117 :1392–1401.
- Bovy, J., Rix, H.-W., et Hogg, D. W. (2012a). *The Milky Way Has No Distinct Thick Disk*. *ApJ*, 751 :131.
- Bovy, J., Rix, H.-W., Hogg, D. W., Beers, T. C., Lee, Y. S., et Zhang, L. (2012b). *The Vertical Motions of Mono-abundance Sub-populations in the Milky Way Disk*. *ApJ*, 755 :115.
- Bovy, J., Rix, H.-W., Liu, C., Hogg, D. W., Beers, T. C., et Lee, Y. S. (2012c). *The Spatial Structure of Mono-abundance Sub-populations of the Milky Way Disk*. *ApJ*, 753 :148.
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., Salasnich, B., Dal Cero, C., Rubele, S., et Nanni, A. (2012). *PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code*. *MNRAS*, 427 :127–145.
- Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., et Diaferio, A. (2010). *Velocity Dispersion Profile of the Milky Way Halo*. *AJ*, 139 :59–67.
- Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., et Hammersley, P. L. (2005). *The thick disc component of the Galaxy from near infrared colour-magnitude diagrams*. *A&A*, 433 :173–183.
- Cabrera-Lavers, A., González-Fernández, C., Garzón, F., Hammersley, P. L., et López-Corredoira, M. (2008). *The long Galactic bar as seen by UKIDSS Galactic plane survey*. *A&A*, 491 :781–787.
- Cabrera-Lavers, A., Hammersley, P. L., González-Fernández, C., López-Corredoira, M., Garzón, F., et Mahoney, T. J. (2007). *Tracing the long bar with red-clump giants*. *A&A*, 465 :825–838.
- Cao, L., Mao, S., Nataf, D., Rattenbury, N. J., et Gould, A. (2013). *A new photometric model of the Galactic bar using red clump giants*. *MNRAS*, 434 :595–605.
- Carollo, D., Beers, T. C., Chiba, M., Norris, J. E., Freeman, K. C., Lee, Y. S., Ivezić, Ž., Rockosi, C. M., et Yanny, B. (2010). *Structure and Kinematics of the Stellar Halos and Thick Disks of the Milky Way Based on Calibration Stars from Sloan Digital Sky Survey DR7*. *ApJ*, 712 :692–727.
- Carollo, D., Beers, T. C., Lee, Y. S., Chiba, M., Norris, J. E., Wilhelm, R., Sivarani, T., Marsteller, B., Munn, J. A., Bailer-Jones, C. A. L., Fiorentin, P. R., et York, D. G. (2007). *Two stellar components in the halo of the Milky Way*. *Nature*, 450 :1020–1025.
- Casagrande, L., Schönrich, R., Asplund, M., Cassisi, S., Ramírez, I., Meléndez, J., Bensby, T., et Feltzing, S. (2011). *New constraints on the chemical evolution of the solar neighbourhood and Galactic disc(s). Improved astrophysical parameters for the Geneva-Copenhagen Survey*. *A&A*, 530 :A138.
- Chabrier, G. (2001). *The Galactic Disk Mass Budget. I. Stellar Mass Function and Density*. *ApJ*, 554 :1274–1281.

- Chen, B. Q., Schultheis, M., Jiang, B. W., Gonzalez, O. A., Robin, A. C., Rejkuba, M., et Minniti, D. (2013). *Three-dimensional interstellar extinction map toward the Galactic bulge*. *A&A*, 550 :A42.
- Chiba, M. et Beers, T. C. (2000). *Kinematics of Metal-poor Stars in the Galaxy. III. Formation of the Stellar Halo and Thick Disk as Revealed from a Large Sample of Non-kinematically Selected Stars*. *AJ*, 119 :2843–2865.
- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., Whitney, B. A., Benjamin, R., Indebetouw, R., Cyganowski, C., Robitaille, T. P., Povich, M., Watson, C., et Bracker, S. (2009). *The Spitzer/GLIMPSE Surveys: A New View of the Milky Way*. *PASP*, 121 :213–230.
- Cohen, R. S. et Thaddeus, P. (1977). *An out-of-plane galactic carbon monoxide survey*. *ApJL*, 217 :L155–L159.
- Cutri, R. M., Skrutskie, M., Van Dyk, S., Beichman, C., Carpenter, J., Chester, T., Cambresy, L., Evans, T., Fowler, J., Gizis, J., Howard, E., Huchra, J., Jarrett, T., Kopan, E., Kirkpatrick, J., Light, R., Marsh, K., McCallon, H., Schneider, S., Stiening, R., Sykes, M., Weinberg, M., Wheaton, W., Wheelock, S., et Zacharias, N. (2003). Explanatory Supplement to the 2MASS All Sky Data Release.
- Dame, T. M. et Thaddeus, P. (2011). *A Molecular Spiral Arm in the Far Outer Galaxy*. *ApJL*, 734 :L24.
- de Jong, J. T. A., Yanny, B., Rix, H.-W., Dolphin, A. E., Martin, N. F., et Beers, T. C. (2010). *Mapping the Stellar Structure of the Milky Way Thick Disk and Halo Using SEGUE Photometry*. *ApJ*, 714 :663–674.
- de Vaucouleurs, G. (1964). *Interpretation of velocity distribution of the inner regions of the Galaxy*. in F. J. Kerr, éditeur, *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, volume 20 in *IAU Symposium*, pages 195–+.
- Dobbs, C. L. et Burkert, A. (2012). *The myth of the molecular ring*. *MNRAS*, 421 :2940–2946.
- Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A., et López-Corredoira, M. (2003). *A three-dimensional Galactic extinction model*. *A&A*, 409 :205–215.
- Drimmel, R. et Spergel, D. N. (2001). *Three-dimensional Structure of the Milky Way Disk: The Distribution of Stars and Dust beyond $0.35 R_{\text{solar}}$* . *ApJ*, 556 :181–202.
- Fitzpatrick, E. L. et Massa, D. (2007). *An Analysis of the Shapes of Interstellar Extinction Curves. V. The IR-through-UV Curve Morphology*. *ApJ*, 663 :320–341.
- Francis, C. et Anderson, E. (2012). *Evidence of a bisymmetric spiral in the Milky Way*. ArXiv e-prints.
- Freudenreich, H. T., Berriman, G. B., Dwek, E., Hauser, M. G., Kelsall, T., Moseley, S. H., Silverberg, R. F., Sodroski, T. J., Toller, G. N., et Weiland, J. L. (1994). *DIRBE evidence for a warp in the interstellar dust layer and stellar disk of the galaxy*. *ApJL*, 429 :L69–L72.
- Fux, R. (1999). *3D self-consistent N-body barred models of the Milky Way. II. Gas dynamics*. *A&A*, 345 :787–812.

- Gerhard, O. (2002). *The Galactic Bar*. in G. S. Da Costa & H. Jerjen, éditeur, *The Dynamics, Structure AMP History of Galaxies : A Workshop in Honour of Professor Ken Freeman*, volume 273 in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 73–+.
- Gilmore, G. et Reid, N. (1983). *New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc*. MNRAS, 202 :1025–1047.
- Girardi, L. et Salaris, M. (2001). *Population effects on the red giant clump absolute magnitude, and distance determinations to nearby galaxies*. MNRAS, 323 :109–129.
- Girardi, L., Williams, B. F., Gilbert, K. M., Rosenfield, P., Dalcanton, J. J., Marigo, P., Boyer, M. L., Dolphin, A., Weisz, D. R., Melbourne, J., Olsen, K. A. G., Seth, A. C., et Skillman, E. (2010). *The ACS Nearby Galaxy Survey Treasury. IX. Constraining Asymptotic Giant Branch Evolution with Old Metal-poor Galaxies*. ApJ, 724 :1030–1043.
- Green, G. M., Schlafly, E. F., Finkbeiner, D. P., Jurić, M., Rix, H.-W., Burgett, W., Chambers, K. C., Draper, P. W., Flewelling, H., Kudritzki, R. P., Magnier, E., Martin, N., Metcalfe, N., Tonry, J., Wainscoat, R., et Waters, C. (2014). *Measuring Distances and Reddenings for a Billion Stars: Toward a 3D Dust Map from Pan-STARRS 1*. ApJ, 783 :114.
- Hammersley, P. L., Garzón, F., Mahoney, T. J., López-Corredoira, M., et Torres, M. A. P. (2000). *Detection of the old stellar component of the major Galactic bar*. MNRAS, 317 :L45–L49.
- Hanson, R. J. et Bailer-Jones, C. A. L. (2014). *3D Galactic dust extinction mapping with multiband photometry*. MNRAS, 438 :2938–2953.
- Haywood, M., Di Matteo, P., Lehnert, M. D., Katz, D., et Gómez, A. (2013). *The age structure of stellar populations in the solar vicinity. Clues of a two-phase formation history of the Milky Way disk*. A&A, 560 :A109.
- Herschel, W. (1785). *On the Construction of the Heavens*. Royal Society of London Philosophical Transactions Series I, 75 :213–266.
- Hill, V., Lecureur, A., Gómez, A., Zoccali, M., Schultheis, M., Babusiaux, C., Royer, F., Barbay, B., Arenou, F., Minniti, D., et Ortolani, S. (2011). *The metallicity distribution of bulge clump giants in Baade’s window*. A&A, 534 :A80.
- Holmberg, J., Nordström, B., et Andersen, J. (2007). *The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood II. New uvby calibrations and rediscussion of stellar ages, the G dwarf problem, age-metallicity diagram, and heating mechanisms of the disk*. A&A, 475 :519–537.
- Hou, L. G., Han, J. L., et Shi, W. B. (2009). *The spiral structure of our Milky Way Galaxy*. A&A, 499 :473–482.
- Jackson, J. M., Finn, S. C., Rathborne, J. M., Chambers, E. T., et Simon, R. (2008). *The Galactic Distribution of Infrared Dark Clouds*. ApJ, 680 :349–361.
- Karataş, Y. et Klement, R. J. (2012). *Kinematics of stellar populations with RAVE data*. NewA, 17 :22–33.

- Khoperskov, S. A., Vasiliev, E. O., Sobolev, A. M., et Khoperskov, A. V. (2013). *The simulation of molecular clouds formation in the Milky Way*. MNRAS, 428 :2311–2320.
- Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., Gilmore, G., Hill, V., Wyse, R. F. G., Helmi, A., Bijaoui, A., Zoccali, M., et Bienaymé, O. (2011). *A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood*. A&A, 535 :A107.
- Kroupa, P. (2001). *On the variation of the initial mass function*. MNRAS, 322 :231–246.
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., Edge, A. C., Hambly, N. C., Jameson, R. F., Lucas, P., Casali, M., Adamson, A., Dye, S., Emerson, J. P., Foucaud, S., Hewett, P., Hirst, P., Hodgkin, S. T., Irwin, M. J., Lodieu, N., McMahon, R. G., Simpson, C., Smail, I., Mortlock, D., et Folger, M. (2007). *The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS)*. MNRAS, 379 :1599–1617.
- Lee, Y. S., Beers, T. C., An, D., Ivezić, Ž., Just, A., Rockosi, C. M., Morrison, H. L., Johnson, J. A., Schönrich, R., Bird, J., Yanny, B., Harding, P., et Rocha-Pinto, H. J. (2011). *Formation and Evolution of the Disk System of the Milky Way: $[\alpha/Fe]$ Ratios and Kinematics of the SEGUE G-dwarf Sample*. ApJ, 738 :187.
- Lin, C. C. et Shu, F. H. (1964). *On the Spiral Structure of Disk Galaxies*. ApJ, 140 :646.
- Lindgren, L. (1995). *Estimating the external accuracy of HIPPARCOS parallaxes by deconvolution*. A&A, 304 :61.
- Lucas, P. W., Hoare, M. G., Longmore, A., Schröder, A. C., Davis, C. J., Adamson, A., Bandyopadhyay, R. M., de Grijs, R., Smith, M., Gosling, A., Mitchison, S., Gáspár, A., Coe, M., Tamura, M., Parker, Q., Irwin, M., Hambly, N., Bryant, J., Collins, R. S., Cross, N., Evans, D. W., Gonzalez-Solares, E., Hodgkin, S., Lewis, J., Read, M., Riello, M., Sutorius, E. T. W., Lawrence, A., Drew, J. E., Dye, S., et Thompson, M. A. (2008). *The UKIDSS Galactic Plane Survey*. MNRAS, 391 :136–163.
- Lucy, L. B. (1974). *An iterative technique for the rectification of observed distributions*. AJ, 79 :745.
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., Groenewegen, M. A. T., Silva, L., et Granato, G. L. (2008). *Evolution of asymptotic giant branch stars. II. Optical to far-infrared isochrones with improved TP-AGB models*. A&A, 482 :883–905.
- Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., et Picaud, S. (2006). *Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions*. A&A, 453 :635–651.
- Martinez-Valpuesta, I. et Gerhard, O. (2011). *Unifying boxy bulge and planar long bar in the Milky Way*. ArXiv e-prints.
- Martinez-Valpuesta, I., Shlosman, I., et Heller, C. (2006). *Evolution of Stellar Bars in Live Axisymmetric Halos: Recurrent Buckling and Secular Growth*. ApJ, 637 :214–226.
- Mathis, J. S. (1990). *Interstellar dust and extinction*. ARAA, 28 :37–70.
- McWilliam, A. et Zoccali, M. (2010). *Two Red Clumps and the X-shaped Milky Way Bulge*. ApJ, 724 :1491–1502.
- Mel’Nik, A. M. et Rautiainen, P. (2011). *A two-component outer ring and Galactic spiral structure*. MNRAS, 418 :2508–2518.

- Morris, M. et Serabyn, E. (1996). *The Galactic Center Environment*. ARAA, 34 :645–702.
- Motte, F., Schilke, P., et Lis, D. C. (2003). *From Massive Protostars to a Giant H II Region: Submillimeter Imaging of the Galactic Ministarburst W43*. ApJ, 582 :277–291.
- Nataf, D. M., Udalski, A., Gould, A., Fouqué, P., et Stanek, K. Z. (2010). *The Split Red Clump of the Galactic Bulge from OGLE-III*. ApJL, 721 :L28–L32.
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Schuller, F., Schneider, N., Bontemps, S., Schilke, P., Menten, K. M., Heitsch, F., Wyrowski, F., Carlhoff, P., Bronfman, L., et Henning, T. (2011). *W43: the closest molecular complex of the Galactic bar?* A&A, 529 :A41.
- Nissen, P. E. et Schuster, W. J. (2010). *Two distinct halo populations in the solar neighborhood. Evidence from stellar abundance ratios and kinematics*. A&A, 511 :L10.
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., Holmberg, J., Pont, F., Jørgensen, B. R., Olsen, E. H., Udry, S., et Mowlavi, N. (2004). *The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood. Ages, metallicities, and kinematic properties of $\sim 14\,000$ F and G dwarfs*. A&A, 418 :989–1019.
- Pohl, M., Englmaier, P., et Bissantz, N. (2008). *Three-Dimensional Distribution of Molecular Gas in the Barred Milky Way*. ApJ, 677 :283–291.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., et Flannery, B. P. (1993). *Numerical Recipes in FORTRAN ; The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 2nd édition.
- Puspitarini, L., Lallement, R., Babusiaux, C., Chen, H., Bonifacio, P., Sbordone, L., Caffau, E., Duffau, S., Hill, V., Monreal-Ibero, A., Royer, F., Arenou, F., R., Peralta, A., Drew, J. E., Bonito, R., Lopez-Santiago, J., Alfaro, E., Bensby, T., Bragaglia, A., Flaccomio, E., Lanzafame, A., Pancino, E., Recio-Blanco, A., Smiljanic, R., Costado, M. T., Lardo, C., de Laverny, P., et Zwitter, T. (2014). *The Gaia-ESO Survey: Extracting diffuse interstellar bands from cool star spectra, DIB-based interstellar medium line-of-sight structures at the kpc scale*. ArXiv e-prints.
- Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., Zheng, X. W., Dame, T. M., Xu, Y., Wu, Y., Zhang, B., Sanna, A., Sato, M., Hachisuka, K., Choi, Y. K., Immer, K., Moscadelli, L., Rygl, K. L. J., et Bartkiewicz, A. (2014). *Trigonometric Parallaxes of High Mass Star Forming Regions: The Structure and Kinematics of the Milky Way*. ApJ, 783 :130.
- Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., Brunthaler, A., Moscadelli, L., Xu, Y., Zhang, B., Sato, M., Honma, M., Hirota, T., Hachisuka, K., Choi, Y. K., Moellenbrock, G. A., et Bartkiewicz, A. (2009). *Trigonometric Parallaxes of Massive Star-Forming Regions. VI. Galactic Structure, Fundamental Parameters, and Noncircular Motions*. ApJ, 700 :137–148.
- Richardson, W. H. (1972). *Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration*. Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 62 :55.
- Robert, C. (2007). *The Bayesian choice*. Springer Editions.
- Robert, C. et Casella, G. (2011). *Méthodes de Monte-Carlo avec R*. Spr.

- Robin, A. C., Marshall, D. J., Schultheis, M., et Reylé, C. (2012). *Stellar populations in the Milky Way bulge region: towards solving the Galactic bulge and bar shapes using 2MASS data*. A&A, 538 :A106.
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., et Picaud, S. (2003). *A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way*. A&A, 409 :523–540.
- Rocha-Pinto, H. J., Maciel, W. J., Scalo, J., et Flynn, C. (2000a). *Chemical enrichment and star formation in the Milky Way disk. I. Sample description and chromospheric age-metallicity relation*. A&A, 358 :850–868.
- Rocha-Pinto, H. J., Scalo, J., Maciel, W. J., et Flynn, C. (2000b). *Chemical enrichment and star formation in the Milky Way disk. II. Star formation history*. A&A, 358 :869–885.
- Roman-Duval, J., Jackson, J. M., Heyer, M., Rathborne, J., et Simon, R. (2010). *Physical Properties and Galactic Distribution of Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey*. ApJ, 723 :492–507.
- Saito, R. K., Hempel, M., Minniti, D., Lucas, P. W., Rejkuba, M., Toledo, I., Gonzalez, O. A., Alonso-Garcia, J., Irwin, M. J., Gonzalez-Solares, E., Hodgkin, S. T., Lewis, J. R., Cross, N., Ivanov, V. D., Kerins, E., Emerson, J. P., Soto, M., Amores, E. B., Gurovich, S., Dekany, I., Angeloni, R., Beamin, J. C., Catelan, M., Padilla, N., Zoccali, M., Pietrukowicz, P., Moni Bidin, C., Mauro, F., Geisler, D., Folkes, S. L., Sale, S. E., Borissova, J., Kurtev, R., Ahumada, A. V., Alonso, M. V., Adamson, A., Arias, J. I., Bandyopadhyay, R. M., Barba, R. H., Barbuy, B., Baume, G. L., Bedin, L. R., Bellini, A., Benjamin, R., Bica, E., Bonatto, C., Bronfman, L., Carraro, G., Chene, A. N., Claria, J. J., Clarke, J. R. A., Contreras, C., Corvillon, A., de Grijs, R., Dias, B., Drew, J. E., Farina, C., Feinstein, C., Fernandez-Lajus, E., Gamen, R. C., Gieren, W., Goldman, B., Gonzalez-Fernandez, C., Grand, R. J. J., Gunthardt, G., Hambly, N. C., Hanson, M. M., Helminiak, K. G., Hoare, M. G., Huckvale, L., Jordan, A., Kinemuchi, K., Longmore, A., Lopez-Corredoira, M., Maccarone, T., Majaess, D., Martin, E. L., Masetti, N., Mennickent, R. E., Mirabel, I. F., Monaco, L., Morelli, L., Motta, V., Palma, T., Parisi, M. C., Parker, Q., Penalzoza, F., Pietrzynski, G., Pignata, G., Popescu, B., Read, M. A., Rojas, A., Roman-Lopes, A., Ruiz, M. T., Saviane, I., Schreiber, M. R., Schroder, A. C., Sharma, S., Smith, M. D., Sodre, Jr., L., Stead, J., Stephens, A. W., Tamura, M., Tappert, C., Thompson, M. A., Valenti, E., Vanzi, L., Walton, N. A., Weidmann, W., et Zijlstra, A. (2011). *VVV DR1: The First Data Release of the Milky Way Bulge and Southern Plane from the Near-Infrared ESO Public Survey VISTA Variables in the Via Lactea*. ArXiv e-prints.
- Sale, S. E. (2012). *3D extinction mapping using hierarchical Bayesian models*. MNRAS, 427 :2119–2131.
- Sale, S. E., Drew, J. E., Barentsen, G., Farnhill, H. J., Raddi, R., Barlow, M. J., Eisloffel, J., Vink, J. S., Rodríguez-Gil, P., et Wright, N. J. (2014). *A 3D extinction map of the northern Galactic plane based on IPHAS photometry*. MNRAS, 443 :2907–2922.
- Sale, S. E., Drew, J. E., Unruh, Y. C., Irwin, M. J., Knigge, C., Phillipps, S., Zijlstra, A. A., Gänsicke, B. T., Greimel, R., Groot, P. J., Mampaso, A., Morris, R. A. H., Napiwotzki, R., Steeghs, D., et Walton, N. A. (2009). *High spatial resolution Galactic 3D extinction mapping with IPHAS*. MNRAS, 392 :497–513.
- Salpeter, E. E. (1955). *The Luminosity Function and Stellar Evolution*. ApJ, 121 :161.

- Sanna, A., Reid, M. J., Menten, K. M., Dame, T. M., Zhang, B., Sato, M., Brunthaler, A., Moscadelli, L., et Immer, K. (2014). *Trigonometric Parallaxes to Star-forming Regions within 4 kpc of the Galactic Center*. *ApJ*, 781 :108.
- Schultheis, M., Chen, B. Q., Jiang, B. W., Gonzalez, O. A., Enokiya, R., Fukui, Y., Torii, K., Rejkuba, M., et Minniti, D. (2014a). *Mapping the Milky Way bulge at high resolution: the 3D dust extinction, CO, and X factor maps*. *A&A*, 566 :A120.
- Schultheis, M., Zasowski, G., Allende Prieto, C., Anders, F., Beaton, R. L., Beers, T. C., Bizyaev, D., Chiappini, C., Frinchaboy, P. M., García Pérez, A. E., Ge, J., Hearty, F., Holtzman, J., Majewski, S. R., Muna, D., Nidever, D., Shetrone, M., et Schneider, D. P. (2014b). *Extinction Maps toward the Milky Way Bulge: Two-dimensional and Three-dimensional Tests with APOGEE*. *AJ*, 148 :24.
- Searle, L. et Zinn, R. (1978). *Compositions of halo clusters and the formation of the galactic halo*. *ApJ*, 225 :357–379.
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., Weinberg, M. D., Schneider, S., Carpenter, J. M., Beichman, C., Capps, R., Chester, T., Elias, J., Huchra, J., Liebert, J., Lonsdale, C., Monet, D. G., Price, S., Seitzer, P., Jarrett, T., Kirkpatrick, J. D., Gizis, J. E., Howard, E., Evans, T., Fowler, J., Fullmer, L., Hurt, R., Light, R., Kopan, E. L., Marsh, K. A., McCallon, H. L., Tam, R., Van Dyk, S., et Wheelock, S. (2006). *The Two Micron All Sky Survey (2MASS)*. *AJ*, 131 :1163–1183.
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., et Yahil, A. (1987). *Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds*. *ApJ*, 319 :730–741.
- Soubiran, C., Bienaymé, O., et Siebert, A. (2003). *Vertical distribution of Galactic disk stars. I. Kinematics and metallicity*. *A&A*, 398 :141–151.
- Stanek, K. Z., Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., Mateo, M., et Krzeminski, W. (1997). *Modeling the Galactic Bar Using Red Clump Giants*. *ApJ*, 477 :163.
- Stecker, F. W., Solomon, P. M., Scoville, N. Z., et Ryter, C. E. (1975). *Molecular hydrogen in the Galaxy and galactic gamma rays*. *ApJ*, 201 :90–97.
- Urquhart, J. S., Figura, C. C., Moore, T. J. T., Hoare, M. G., Lumsden, S. L., Mottram, J. C., Thompson, M. A., et Oudmaijer, R. D. (2014). *The RMS survey: galactic distribution of massive star formation*. *MNRAS*, 437 :1791–1807.
- Vallée, J. P. (1995). *The Milky Way's Spiral Arms Traced by Magnetic Fields, Dust, Gas, and Stars*. *ApJ*, 454 :119.
- Vallée, J. P. (2002). *Metastudy of the Spiral Structure of Our Home Galaxy*. *ApJ*, 566 :261–266.
- Vallée, J. P. (2008). *New Velocimetry and Revised Cartography of the Spiral Arms in the Milky Way – A Consistent Symbiosis*. *AJ*, 135 :1301–1310.
- Vallée, J. P. (2013). *A Synthesis of Fundamental Parameters of Spiral Arms, Based on Recent Observations in the Milky Way*. *International Journal of Astronomy and Astrophysics*, 3 :20–28.

- Vergely, J.-L., Valette, B., Lallement, R., et Raimond, S. (2010). *Spatial distribution of interstellar dust in the Sun's vicinity. Comparison with neutral sodium-bearing gas.* A&A, 518 :A31.
- Wegg, C. et Gerhard, O. (2013). *Mapping the three-dimensional density of the Galactic bulge with VVV red clump stars.* MNRAS, 435 :1874–1887.
- Zhang, B., Moscadelli, L., Sato, M., Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., Brunthaler, A., Dame, T. M., Xu, Y., et Immer, K. (2014). *The Parallax of W43: a Massive Star-forming Complex near the Galactic Bar.* ApJ, 781 :89.
- Zoccali, M. (2010). *The Stellar Population of the Galactic Bulge.* in Cunha, K., Spite, M., et Barbuy, B., éditeurs, *IAU Symposium*, volume 265 in *IAU Symposium*, pages 271–278.

PPN 184 448 59X