



HAL
open science

Formation du disque de la Voie Lactée

Lionel Veltz

► **To cite this version:**

Lionel Veltz. Formation du disque de la Voie Lactée. Astrophysique [astro-ph]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2007. Français. NNT: . tel-00222104

HAL Id: tel-00222104

<https://theses.hal.science/tel-00222104v1>

Submitted on 29 Jan 2008

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

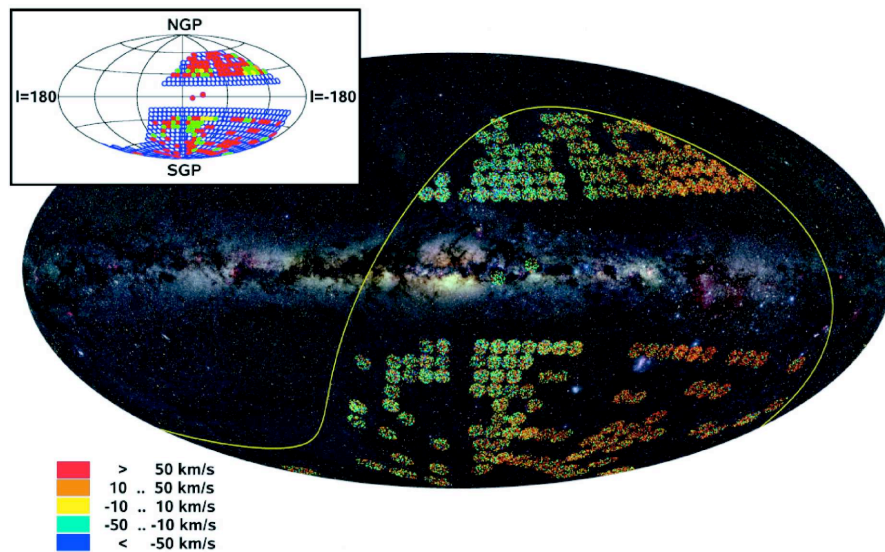
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



- Thèse présentée pour obtenir le grade de
- Docteur de l'Université Louis Pasteur
- Strasbourg I

- Discipline : Astrophysique
- par Lionel VELTZ
-
-

Formation du disque de la Voie Lactée



Soutenue publiquement le 7 décembre 2007

Membres du jury

Directeur de Thèse : M. Olivier BIENAYMÉ, Astronome, Observatoire de Strasbourg
Co-directeur de Thèse : M. Ken FREEMAN, Professeur, Australian National University, Canberra
Président du jury et Rapporteur Interne : Mme. Ariane LANCON, Professeur, Observatoire de Strasbourg
Rapporteur Externe : Mme. Ana GOMEZ, Astronome, GEPI - Observatoire de Paris
Rapporteur Externe : Mme Annie ROBIN, DR CNRS, Observatoire de Besançon

Résumé

Cette thèse étudie la cinématique du disque de la galaxie en vue de contraindre les modèles de sa formation. Elle se place dans le cadre du projet RAVE qui a pour but de faire des mesures spectroscopiques de vitesses radiales et de paramètres stellaires d'un million d'étoiles de l'hémisphère céleste Sud. Pour déterminer les caractéristiques cinématiques du disque, deux méthodes ont été utilisées l'inversion directe des comptages d'étoiles en fonction de la distance et de la vitesse et la modélisation cinématique du disque de la galaxie.

Pour l'inversion, la distance photométrique des étoiles a été déterminée à partir de leur magnitude apparente, en faisant une sélection en couleur judicieuse. Les mouvements propres ont ensuite été transformés en vitesse. La méthode d'inversion directe a permis d'obtenir une décomposition cinématique du disque qui présente une nette séparation entre le disque mince et le disque épais. Cependant, cette méthode présente un certain nombre de biais.

Le modèle cinématique combine les comptages en magnitude obtenus à partir du catalogue 2MASS avec les mesures de mouvements propres du catalogue UCAC2 et de vitesses radiales de RAVE. Ce modèle est un modèle auto-cohérent qui relie la densité d'étoiles aux dispersions de vitesse via le potentiel gravitationnel. La décomposition cinématique du disque galactique obtenu grâce au modèle montre clairement trois composantes : une première composante (disque mince) avec des dispersions de vitesses verticales σ_W compris entre 10 et 25 km.s⁻¹, une deuxième (disque épais) avec des dispersions de $\sigma_W \in [30 - 45]$ km.s⁻¹ et une troisième (disque épais sous-métallique ou halo) avec $\sigma_W \sim 65$ km.s⁻¹.

Les deux méthodes donnent une décomposition cinématique qui montre la même séparation cinématique entre les disques mince et épais. En conséquence, les scénarios qui envisagent la possibilité d'un disque mince initial qui aurait été « chauffé » par des nuages moléculaires ou par les bras spiraux sont exclus par ces résultats. D'autres mécanismes de formation du disque épais comme l'accrétion progressive d'étoiles venant de galaxies satellites ou le chauffage voire la création d'étoiles au moment de la rencontre entre une galaxie satellite importante et notre galaxie restent possibles.

Abstract

This thesis work has focused on the Galactic disk kinematics to put some constraints on the scenarios of the thin and thick disk formation. It takes part of the RAVE project which has the goal to spectroscopically measure the radial velocities and the stellar parameters of one million stars in the South celestial hemisphere. To determine the kinematical characteristic of the disk, two methods have been used, the direct inversion of the stellar counts in function of distance and velocity and the kinematical modelling of the galactic disk.

For the inversion, the photometric distance of stars have been determined from the apparent magnitude in doing an appropriate colour selection. The proper motions have been after transformed in velocity. The direct inversion method has permitted to obtain a kinematical decomposition of the galactic disk which presents a clear separation between the thin and the thick disk. Nevertheless, this method shows some bias.

The kinematical model combines the counts in magnitude obtained from the 2MASS catalogue with the measures of proper motions of UCAC2 catalogue and of radial velocities of RAVE. This model is a self-consistent model which joins the stellar density with the velocity dispersions via the gravitational potential. The kinematical decomposition of the disk obtained from the model shows clearly three components : a first component (thin disk) with vertical velocity dispersion σ_W between 10 and 25 km.s⁻¹, second one (thick disk) with dispersions of $\sigma_W \in [30 - 45]$ km.s⁻¹ and third one (metal weak thick disk or halo) with $\sigma_W \sim 65$ km.s⁻¹.

The two methods give a kinematical decomposition which shows the same kinematical separation between the thin and thick disks. In consequence, the scenarios which offer the possibility of an initial thin disk which would had been " heated " by molecular clouds or spiral arms are ruled out by these results. Other mechanisms of the formation of the thick disk like progressive accretion of stars coming from satellite galaxies or the heating or the creation of stars during the encounter of an important satellite galaxy and our Galaxy remain possible.

Remerciements

Une thèse, c'est une aventure. On part à l'exploration d'un territoire inconnu. Et même si l'on a une idée de la destination, on ne sait pas comment on va l'atteindre. Heureusement, je ne suis pas parti seul. Olivier Beinaymé et Ken Freeman ont été mes guides durant ces trois ans de thèse. Ils m'ont accompagné et proposé des voies de recherches. Je les en remercie.

Cette aventure n'aurait pas été possible sans la collaboration RAVE. Aussi, je tiens à remercier Mathias Steinmetz qui la dirige et tous ces membres. Je veux en particulier adresser ma reconnaissance à James Binney, Gerry Gilmore, Rosemary Wyse, Amina Helmi et Arnaud Siebert pour leurs précieux commentaires sur mon travail.

Cette aventure a été couronnée de succès grâce à mon jury de thèse. Je tiens à remercier les rapporteurs de ma thèse Ana Gomez, Ariane Lançon et Annie Robin pour leur bienveillance dans la lecture de mon manuscrit et leurs conseils pour l'améliorer. Je tiens aussi à saluer Agnès Acker qui a toujours montré un regard positif sur mon travail.

Une thèse est aussi souvent synonyme de voyages. De l'observatoire de Strasbourg en France où j'ai passé ma première année, je suis parti pour l'observatoire de Mount Stromlo en Australie pour ma deuxième année. Je me suis également rendu à l'Observatoire de Haute Provence et l'observatoire de Siding Spring. Dans chacune de ces institutions, j'ai reçu un accueil chaleureux. J'en remercie tous les personnels de ces observatoires. J'ai une pensée plus particulière pour Bruno Moya, Estelle Brunette, Sandrine Langenbacher, Jean-Yves Hangouet et Thomas Keller à Strasbourg, pour Maire Nì Mhòrdha, Graeme Blackman et Albert Eichholzer à Canberra. Je tiens aussi à exprimer toute mon amitié et ma reconnaissance aux observateurs de RAVE : Fred Watson, Ken Russel, Malcom Hartley et Paul Cass.

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'occasion de donner des cours à des étudiants de licence. Cette expérience m'a apporté beaucoup de plaisir que ce soit avec une dizaine d'étudiants comme en T.P. d'informatique ou face à 250 étudiants dans un amphithéâtre pour des T.D. d'astronomie. Je tiens à remercier Marc Munsch, Christian Boily, Rubens Freire et Hubert Baty de m'avoir donné l'opportunité d'enseigner dans leur module. Je remercie aussi Dominique Aubert qui comme moi débutait dans l'enseignement de l'informatique pour les discussions que nous avons eues et qui m'ont aidé à mener à bien ces cours.

Je tiens à remercier Fabien pour toutes les discussions de fin de journée que nous avons eues. Elles me permettaient de faire le bilan de la journée et d'envisager la suite de mes travaux. Je tiens à remercier Jean-Julien qui m'a donné l'occasion d'encadrer des TIPE, mais qui m'a aussi fait découvrir Ruby et Tioga. Je tiens à remercier Olivier Hérent pour les discussions très intéressantes que nous avons à propos de son modèle de répartition des sources X dans la galaxie.

Je tiens à saluer tous les thésards que j'ai côtoyés à l'observatoire de Strasbourg en particulier Nicolas Faber, Maxime Viallet, Ciro Pappalardo, Brent Miszalski, Alexis Klutsch, Francois-Xavier Pineau, Matthieu Petreman et Morgan Fouesneau. Je n'oublie pas non plus les thésards de l'observatoire de Mount Stromlo, en particulier Mary Williams, Patrick Bouchard et Se-Heon Oh.

Je tiens à exprimer toute mon amitié à Eduardo Amores, postdoc à l'observatoire de Strasbourg.

J'adresse un salut amical aux différents stagiaires qui se sont succédé à l'observatoire en particulier pour ceux qui sont devenu thésard comme Florent Renaud et Benjamin Perret et ceux avec qui j'ai partagé des passions communes comme Marc et Damien Mat.

Je remercie ma famille qui m'a soutenu tout au long de mes études et qui m'a encouragé à poursuivre.

Enfin, je ne peux pas finir sans dire à quel point la présence à mes cotés de ma future-femme, Marion, a été pour moi un encouragement de tous les instants. Elle m'a aidé à me souvenir des choses importantes auxquels il fallait que je pense, à préparer mes présentations et m'a fait profiter de sa propre expérience du travail de thèse. Je souhaite lui exprimer plus que des remerciements. C'est avec tout mon amour que je nous souhaite de vivre heureux et d'avoir de nombreux enfants.

Et pour n'oublier personne, je veux dire un grand merci à toutes les personnes que j'ai rencontrées au cours de ces trois années de thèse qui chacune selon leurs mérites m'ont apporté quelque chose.

Table des matières

| | | |
|---|--|-----------|
| | Introduction | 1 |
| 1 | Évolution de la conception de la Voie Lactée | 1 |
| 2 | La Voie Lactée par rapport aux autres galaxies | 2 |
| 3 | Mon travail de thèse | 4 |
| | Références | 6 |
| | I La Voie Lactée | 7 |
| 1 | Le bulbe | 8 |
| | 1.1 Structure | 9 |
| | 1.2 Cinématique | 12 |
| | 1.3 Composition chimique | 12 |
| 2 | Le disque galactique | 13 |
| | 2.1 Structures du disque | 14 |
| | 2.1.1 Les échelles de hauteur | 14 |
| | 2.1.2 Les échelles de longueur | 15 |
| | 2.2 Caractéristiques cinématiques | 17 |
| | 2.2.1 Cinématique du disque mince | 17 |
| | 2.2.2 Cinématique du disque épais | 18 |
| | 2.3 Caractéristiques chimiques | 18 |
| 3 | Le halo | 20 |
| | 3.1 Structure | 20 |
| | 3.2 Caractéristiques cinématiques | 20 |
| | 3.3 Caractéristiques chimiques | 21 |
| 4 | Scénarios de formation de la galaxie | 21 |
| | 4.1 Chauffage du disque mince initial | 22 |
| | 4.2 Création du disque épais avant le disque mince | 23 |
| | 4.3 Apports extérieurs | 23 |
| | 4.4 contraintes sur les scénarios | 24 |
| | Références | 25 |
| | II Les échantillons | 33 |
| 1 | Sélections | 34 |
| | 1.1 Choix du filtre | 34 |
| | 1.2 Position sur le ciel | 34 |
| | 1.3 Couleur | 36 |
| | 1.4 Récapitulatif des sélections | 36 |
| 2 | Magnitudes absolues | 37 |
| | 2.1 Les géantes | 37 |
| | 2.2 Les naines | 38 |
| | 2.3 L'échantillon | 38 |
| 3 | Caractéristiques de nos échantillons | 38 |
| | 3.1 Catalogue photométrique | 39 |

| | | |
|------------------------------------|---|-----------|
| 3.1.1 | Les erreurs photométriques | 39 |
| 3.1.2 | La séparation des étoiles et des galaxies | 40 |
| 3.1.3 | La complétude en magnitude | 40 |
| 3.1.4 | Impact des erreurs sur l'analyse des comptages | 41 |
| 3.2 | Caractéristiques de l'échantillon pour les mouvements propres | 42 |
| 3.2.1 | Les erreurs de l'UCAC | 42 |
| 3.2.2 | Comparaison des mouvements propres de notre échantillon avec ceux de PM2000 | 47 |
| 3.2.3 | Impact des erreurs sur l'analyse des mouvements propres | 47 |
| 3.3 | Catalogue de vitesses radiales | 48 |
| 3.3.1 | Les erreurs sur les vitesses radiales | 48 |
| 3.3.2 | Impact des erreurs sur l'analyse des vitesses radiales | 48 |
| 3.4 | Récapitulatif de l'impact des erreurs | 49 |
| Références | | 50 |
| III L'inversion | | 53 |
| 1 | Préparation de l'échantillon | 53 |
| 2 | Inversion directe | 55 |
| 3 | Résultats | 55 |
| 4 | Biais de la méthode | 58 |
| 4.1 | Effet de la taille des intervalles de l'histogramme | 58 |
| 4.2 | Effet du nombre d'étoiles | 60 |
| 4.3 | Séparation de deux populations | 62 |
| 5 | Conclusions pour l'inversion | 65 |
| Références | | 66 |
| IV Le modèle cigal | | 67 |
| 1 | Introduction | 67 |
| 2 | Description globale | 68 |
| 3 | La densité et le potentiel vertical | 68 |
| 4 | Les distributions cinématiques | 69 |
| 5 | Les fonctions de luminosité | 70 |
| 6 | Les paramètres du modèle | 72 |
| Références | | 73 |
| V Résultats du modèle cigal | | 75 |
| 1 | Ajustement du modèle aux observations | 75 |
| 1.1 | Les comptages | 76 |
| 1.2 | Les histogrammes de mouvements propres | 76 |
| 1.3 | Les histogrammes de vitesses radiales | 76 |
| 2 | Séparation naines-géantes | 83 |
| 3 | Décomposition cinématique | 91 |
| 3.1 | Contributions cinématiques | 91 |
| 3.2 | Tests sur la discontinuité des composantes cinématiques | 99 |
| 3.3 | Échelles de hauteur | 104 |
| 4 | Paramètres cinématiques | 105 |
| 4.1 | Courant asymétrique | 105 |
| 4.2 | Les rapports d'axes de l'ellipsoïde | 106 |
| 4.3 | Vitesse et position du soleil | 106 |
| 4.4 | Comparaisons avec d'autres modèles | 107 |
| 5 | Fonction de luminosité | 107 |
| Références | | 110 |

| | | |
|---|--|------------|
| | Conclusion | 111 |
| 1 | Intérêts des échantillons | 111 |
| 2 | Les méthodes et leurs résultats | 112 |
| 3 | Conséquences pour les scénarios de formation de la Voie Lactée | 113 |
| 4 | Perspectives | 113 |
| | Références | 114 |
| | A Article 1 | 115 |
| | B Article 2 | 141 |
| | C Ma participation à RAVE | 157 |

Table des figures

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | Classification de Hubble | 3 |
| I.1 | Principales structures de la galaxie | 8 |
| I.2 | Image du centre galactique vu par COBE | 9 |
| I.3 | Orientation du bulbe par rapport au Soleil | 10 |
| I.4 | Vue schématique du centre de la galaxie | 11 |
| I.5 | Mise en évidence de l'existence du disque épais | 13 |
| I.6 | Comparaison des abondances chimiques du disque mince et épais | 19 |
| I.7 | Corrélation entre métallicité et excentricité | 21 |
| II.1 | Carte d'extinction en K | 35 |
| II.2 | Diagramme couleur-magnitude ($m_K/J-K$) | 36 |
| II.3 | Diagramme HR ($M_K/J-K$) | 37 |
| II.4 | Diagramme HR en ($M_K/J-K$) pour la séquence principale | 38 |
| II.5 | Distribution en couleur (J-K) des étoiles | 39 |
| II.6 | Séparation des étoiles et des galaxies à faible magnitude | 40 |
| II.7 | Estimation de la limite de complétude | 41 |
| II.8 | Erreur pour les mouvements propres de l'UCAC | 42 |
| II.9 | Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec m_K entre 6 et 10 | 43 |
| II.10 | Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec m_K entre 10 et 14 | 44 |
| II.11 | Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec m_K entre 6 et 10 | 45 |
| II.12 | Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec m_K entre 10 et 14 | 46 |
| II.13 | Erreur sur les mouvements propres de PM2000 | 47 |
| II.14 | Précision des vitesse radiales RAVE | 49 |
| III.1 | Détermination de la magnitude absolue des naines en fonction de la couleur | 54 |
| III.2 | Décomposition cinématique pour les étoiles entre 0 et 400 pc et entre 400 et 800 pc | 56 |
| III.3 | Décomposition cinématique pour les étoiles au-delà de 800pc et au-delà de 1000pc | 57 |
| III.4 | Effet de la taille de l'intervalle des histogrammes sur la décomposition cinématique (1-1) | 58 |
| III.5 | Effet de la taille de l'intervalle des histogrammes sur la décomposition cinématique (1-2) | 59 |
| III.6 | Effet du nombre d'étoiles dans les histogrammes sur la décomposition cinématique (2-1) | 60 |
| III.7 | Effet du nombre d'étoiles dans les histogrammes sur la décomposition cinématique (2-2) | 61 |
| III.8 | Effet des populations dans les histogrammes sur la décomposition cinématique (3-1) | 62 |
| III.9 | Effet des populations dans les histogrammes sur la décomposition cinématique (3-2) | 63 |

| | |
|--|-----|
| III.10 Effet des populations dans les histogrammes sur la décomposition cinématique (3-3) | 64 |
| IV.1 Forme de la galaxie vue par Herschel | 67 |
| IV.2 Fonction de luminosité | 71 |
| V.1 Observations et modèle des comptages | 77 |
| V.2 Observations et modèle des mouvements propres avec m_K entre 6 et 10 pour le pôle Nord galactique | 78 |
| V.3 Observations et modèle des mouvements propres avec m_K entre 10 et 14 pour le pôle Nord galactique | 79 |
| V.4 Observations et modèle des mouvements propres avec m_K entre 6 et 10 pour le pôle Sud galactique | 80 |
| V.5 Observations et modèle des mouvements propres avec m_K entre 10 et 14 pour le pôle Sud galactique | 81 |
| V.6 Observations et modèle des vitesses radiales | 82 |
| V.7 Types d'étoiles dans les comptages | 84 |
| V.8 Types d'étoiles pour les mouvements propres avec m_K entre 6 et 10 dans la direction du pôle Nord galactique | 85 |
| V.9 Types d'étoiles pour les mouvements propres avec m_K entre 10 et 14 dans la direction du pôle Nord galactique | 86 |
| V.10 Types d'étoiles pour les mouvements propres avec m_K entre 6 et 10 dans la direction du pôle Sud galactique | 87 |
| V.11 Types d'étoiles pour les mouvements propres avec m_K entre 10 et 14 dans la direction du pôle Sud galactique | 88 |
| V.12 Contribution des naines et des géantes dans ELODIE et RAVE | 89 |
| V.13 Nombre de naines et géantes dans RAVE selon le $\log g$ | 90 |
| V.14 Distribution cinématique pour notre meilleur modèle | 91 |
| V.15 Contributions cinématiques dans les comptages | 93 |
| V.16 Contributions cinématiques aux vitesses radiales | 94 |
| V.17 Contributions cinématiques aux mouvements propres avec m_K entre 6 et 10 dans la direction du pôle Nord galactique | 95 |
| V.18 Contributions cinématiques aux mouvements propres avec m_K entre 10 et 14 dans la direction du pôle Nord galactique | 96 |
| V.19 Contributions cinématiques aux mouvements propres avec m_K entre 6 et 10 dans la direction du pôle Sud galactique | 97 |
| V.20 Contributions cinématiques aux mouvements propres avec m_K entre 10 et 14 dans la direction du pôle Sud galactique | 98 |
| V.21 Distribution cinématique continue | 100 |
| V.22 Distribution verticale des étoiles en nombre | 102 |
| V.23 Distribution verticale d'étoiles en nombre tenant compte de la variation de la métallicité | 103 |
| V.24 Distribution en densité des étoiles au-dessus du plan galactique | 105 |
| V.25 Fonction de luminosité locale et obtenue avec le modèle | 107 |
| V.26 Sélection en couleur des étoiles de la fonction de luminosité | 109 |

Liste des tableaux

| | | |
|-------|--|-----|
| 1 | Fraction de chaque type de galaxies | 3 |
| I.1 | Tableau des caractéristiques du bulbe obtenues avec les données COBE/DIRBE | 10 |
| I.2 | Valeurs de l'échelle de hauteur h_z du disque mince et du disque épais | 15 |
| I.3 | Valeurs de l'échelle de longueur h_R pour le disque mince et le disque épais | 16 |
| I.4 | Caractéristiques cinématiques du disque mince | 17 |
| I.5 | Caractéristiques cinématiques du disque épais | 18 |
| III.1 | Tableau des valeurs d'entrée des populations simulées | 62 |
| IV.1 | Valeurs du potentiel vertical galactique que nous avons utilisées. | 69 |
| IV.2 | Liste des paramètres libres du modèle | 72 |
| V.1 | Liste des valeurs des composantes cinématiques $\phi_{kin,i}$ | 99 |
| V.2 | Comparaison des modèles cinématiques | 100 |

Introduction

1 Évolution de la conception de la Voie Lactée

Lorsque la nuit tombe, commencent à apparaître les étoiles, d'abord les plus brillantes, puis peu à peu les plus faibles. Lorsque la nuit est bien noire, une traînée blanche semble comme barrer le ciel. Dans la vision mythologique du monde des Grecs de l'antiquité, cette traînée est le lait sorti du sein d'Héra. D'où le nom sous lequel nous la connaissons, la Voie Lactée.

La vision que nous avons du monde qui nous entoure et de la Voie Lactée en particulier a évolué au cours des siècles. Pour le philosophe grec Aristote (384-322 avant JC), la Terre est au centre d'un univers limité par une sphère, appelée sphère des fixes, sur laquelle sont les étoiles. Il sépare l'univers en deux zones, le monde sublunaire où les choses évoluent et le monde supralunaire où tout reste immuable. Dans cette cosmologie, la Voie Lactée étant irrégulière, Aristote considère qu'elle appartient au monde sublunaire. Il la voit comme un phénomène atmosphérique au même titre que les étoiles filantes et les comètes.

L'astronome danois, Tycho Brahé (1546-1601), par l'observation des comètes va faire évoluer la position de la Voie Lactée dans la vision du monde héritée de l'antiquité. Il situe la Voie Lactée entre le système solaire et la sphère des fixes, mais il n'explique pas sa nature. C'est Galilée (1564-1642), physicien et astronome italien, grâce à sa lunette astronomique qui va découvrir que la Voie Lactée est constituée d'une multitude d'étoiles trop faibles pour être distinguées individuellement. Par ailleurs, il se fait l'avocat de la vision héliocentrique du monde. Ses observations, toujours avec sa lunette astronomique, de Jupiter et de ses satellites vont lui donner la conviction que c'est le Soleil qui est au centre du système solaire et non la Terre.

Au dix-huitième siècle, des philosophes comme le Suédois Emanuel Swedenborg (1688-1772), l'anglais Thomas Wright (1711-1786) et l'allemand Emmanuel Kant (1724-1804) ont proposé que la Voie Lactée est un système d'étoiles appartenant à un disque. Kant va même plus loin, il émet l'hypothèse que les nébuleuses, taches diffuses présentes sur la voûte céleste, soient d'autres systèmes d'étoiles semblables à la Voie Lactée. Il les appelle des univers-îles.

William Herschel (1738-1822), puis Jacobus Cornelius Kapteyn (1851-1922) en faisant des comptages d'étoiles en fonction de leur luminosité ont tenté de déterminer la forme de la Voie Lactée et la place du Soleil en son sein. Selon eux, la Voie Lactée est un ensemble d'étoiles ayant la forme d'un disque pour lequel le Soleil est situé près du centre.

Dans ce contexte, la question de la nature des nébuleuses et de leur distance reste en suspens. Ce problème va être abordé lors d'un événement, appelé "Le Grand Débat", le 26 avril 1920 à l'Académie Nationale des Sciences à Washington où vont se confronter deux courants de pensée : pour les uns représentés par l'astrophysicien américain Harlow Shapley (1885-1912) les

nébuleuses sont des objets situés à l'intérieur de notre galaxie, pour les autres représentés par l'astronome américain Heber D. Curtis (1872-1942) les nébuleuses sont situées à l'extérieur de la Voie Lactée et sont de même nature que la Voie Lactée. Malgré cette rencontre, le problème reste non résolu.

C'est Hubble (1889-1953) qui apporte la preuve que les nébuleuses spirales sont des univers-îles comme la Voie Lactée. Hubble va mesurer la distance de ces nébuleuses grâce aux céphéides¹ et démontrer que les nébuleuses sont à des distances bien plus grandes que la taille de la Voie Lactée. L'histoire de l'évolution de la compréhension de la nature de la Voie Lactée a permis de construire la notion de galaxie telle que nous la connaissons aujourd'hui.

Une galaxie est un ensemble d'étoiles qui représente la brique élémentaire dont est constitué l'univers.

2 La Voie Lactée par rapport aux autres galaxies

L'observation des galaxies extérieures a inspiré à Hubble une première manière d'étudier les galaxies (Hubble 1926). Il a établi une classification, appelée classification de Hubble, selon l'apparence morphologique des galaxies (fig. 1). Il distingue principalement trois types de galaxies : les galaxies elliptiques notées E, les galaxies spirales notées S et les galaxies irrégulières notées Ir.

Les galaxies elliptiques sont des galaxies dont l'image sur le ciel a la forme d'une ellipse et ne montre pas de structures. À la lettre E désignant les galaxies elliptiques, on ajoute un chiffre pouvant varier de 0 à 7, de circulaire à très elliptique respectivement. Ce chiffre correspond à la valeur de l'ellipticité² multipliée par dix.

Les galaxies spirales sont des galaxies qui se présentent sous la forme d'un disque avec un noyau, aussi appelé bulbe, qui correspond à une partie plus lumineuse au centre de la galaxie. Parmi les galaxies spirales, Hubble distingue les galaxies dont le noyau a la forme d'une barre. Ces galaxies barrées sont alors notées SB et non pas S simplement. Un indice supplémentaire vient s'ajouter à cette nomenclature pour préciser les caractéristiques du disque des galaxies spirales. En effet, l'image des galaxies spirales présente des structures telles que des zones plus denses, appelées bras spiraux. Ces structures ressemblent aux bras d'une pieuvre. Elles prennent naissance au niveau du coeur de la galaxie et s'enroulent autour en spirale. Les galaxies spirales seront notées Sa, Sb ou Sc (ou SBa, SBb, SBc si leur noyau a la forme d'une barre) suivant l'importance du noyau par rapport au disque et l'espace qui sépare les bras spiraux, d'un grand noyau et des bras très serrés à un très petit noyau et des bras très ouverts respectivement.

Enfin, toutes les galaxies qu'il n'est pas possible de classer dans les deux catégories précédentes, car de forme trop différentes des deux types habituels sont classées comme galaxies irrégulières.

Dans une version révisée de sa classification, Hubble ajoute un nouveau type, les galaxies lenticulaires notées S0 (Hubble 1936). Ces galaxies présentent un noyau très important par rapport à leur disque. De plus, le disque de ces galaxies ne présente pas de structures comme par exemple des bras spiraux.

¹ Les céphéides sont des étoiles dont la luminosité varie au cours du temps (étoiles variables). Cette variation dépend de leur luminosité. Il est donc possible à partir de la mesure de la période de ces étoiles de connaître leur luminosité et donc leur distance.

² L'ellipticité e est définie de la manière suivante $e = (a - b)/a$ où a est le grand axe et b le petit axe de l'ellipse de la projection de la galaxie sur le ciel.

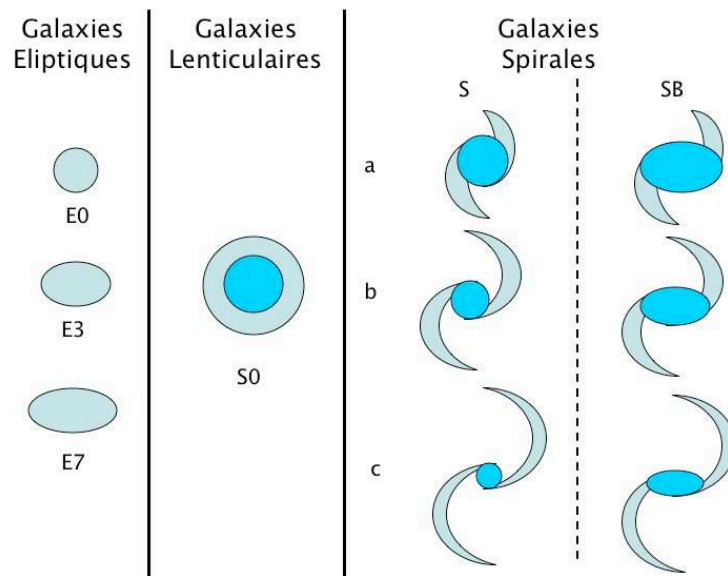


FIG. 1 – Classification de Hubble

La fraction de chaque type de galaxies est présentée dans le tableau 1 dont les valeurs sont extraites de l'article de Fukugita *et al.* (1998). On remarque que les galaxies spirales sont largement majoritaires. Elles représentent presque les deux tiers des galaxies. Cependant, cette proportion dépend de l'environnement (Hubble 1936, van den Bergh 2007). Par environnement, on entend le nombre de galaxies de taille comparable qui se trouvent à proximité de la galaxie étudiée. On peut distinguer trois types d'environnement : quand une galaxie est complètement isolée, on parle de galaxies de champ, quand une galaxie a quelques voisines, de galaxies qui appartiennent à un groupe, enfin quand elle a un grand nombre de voisines, de galaxies d'amas. Plus l'environnement est dense (grand nombre de voisins), plus la proportion de galaxies elliptiques par rapport aux galaxies spirales augmente.

| Type | E | S0 | S | Ir |
|--------------|----|----|----|----|
| Fraction (%) | 11 | 21 | 62 | 6 |

TAB. 1 – Fraction de chaque type de galaxies.

Toutes ces galaxies n'ont ni la même masse, ni la même taille. Les galaxies peuvent avoir une masse entre 10^8 et $10^{13} M_{\odot}$ ³ et une taille de l'ordre de 1 à 1000 kpc⁴. Il existe par exemple des galaxies naines sphéroïdales, notées dSph, et des galaxies naines elliptiques, notées dE, dont la masse est de l'ordre de $10^8 M_{\odot}$ et la taille de l'ordre du kiloparsec. A contrario, au centre des amas de galaxies, on trouve des galaxies elliptiques géantes, notées cD dont la masse peut atteindre $10^{13} M_{\odot}$ et une taille de 1000 kpc.

Voyons à présent quelle est la place de la Voie Lactée par rapport aux autres galaxies. Intéressons-nous d'abord à sa place dans la classification de Hubble. Bien que définir à quel type de galaxies la Voie Lactée appartient est compliqué par le fait que nous ne la voyons pas de l'extérieur, mais de l'intérieur, il est cependant possible de déduire de la finesse de la traînée que présente la galaxie sur le ciel nocturne, que notre galaxie est une galaxie spirale. Elle appartient à un groupe, appelé le groupe local qui se trouve à la périphérie de l'amas de la Vierge. Il compte deux galaxies principales la Voie Lactée et la galaxie d'Andromède (M31) ainsi qu'une trentaine de galaxies naines

³ M_{\odot} : masse solaire soit $2 \cdot 10^{30}$ kg

⁴ kpc : kiloparsec, 1 parsec représente $3.1 \cdot 10^{16}$ mètres.

(Grebel 2006). La voie Lactée a une masse de $1.42_{-0.54}^{+1.14} 10^{12} M_{\odot}$ et un diamètre de 26.8 ± 1.1 kpc (Smith *et al.* 2007, Goodwin *et al.* 1998). Notre galaxie est une galaxie moyenne dont le type, la masse et la taille sont celles d'un grand nombre de galaxies de l'univers.

3 Mon travail de thèse

Notre galaxie, en plus d'être un parfait exemple de galaxie spirale, présente l'avantage que nous pouvons étudier sa structure très en profondeur. En effet, il est possible de distinguer les étoiles individuellement. Différents types d'informations peuvent être déduites de l'observation des étoiles de la galaxie : leur luminosité qui permet de réaliser des comptages d'étoiles en fonction de leur magnitude apparente⁵, leur mouvement apparent par rapport au fond de ciel, appelé mouvement propre, et leur vitesse d'approche ou de recul par rapport à nous, appelée vitesse radiale. Ce niveau de détail permet de mesurer précisément les structures qui caractérisent la galaxie comme le bulbe, le disque et le halo. La zone intermédiaire entre le disque et le halo est plus particulièrement intéressante, car Gilmore & Reid (1983) ont apporté la preuve qu'il existe une composante stellaire faible, appelée disque épais, qui a également été observée dans d'autres galaxies spirales (Elmegreen & Elmegreen 2006). Cette composante reste encore mal définie.

En conséquence, le but de mon travail de thèse est de combiner l'information sur la luminosité (photométrique) avec celle sur le mouvement (cinématique) des étoiles de la galaxie pour améliorer les mesures de la taille et de la densité du disque épais. Pour faire cela, j'ai utilisé des méthodes d'inversion des comptages d'étoiles en fonction de la magnitude et des mouvements propres. J'ai également développé un modèle cinématique du disque de la galaxie. Une meilleure connaissance du disque épais va aussi me permettre d'apporter des contraintes sur les scénarios de formation de la galaxie et donc aussi des autres galaxies spirales.

Dans le premier chapitre, je fais l'état de nos connaissances sur les différentes structures qui composent la galaxie. Comme pour la plupart des galaxies, on peut distinguer trois principales composantes stellaires dans la galaxie : le bulbe, le disque et le halo. Le bulbe est le renflement présent dans la partie centrale de la galaxie. Le disque est une structure plate parcourue par des bras spiraux. Il peut se décomposer sous la forme de deux structures : le disque mince et le disque épais. Le halo est une partie plus diffuse qui entoure la galaxie. En effet, il est nécessaire de connaître en détail les structures des galaxies pour contraindre les différents scénarios de leur formation. Je présente différents modèles possibles pour la formation de la galaxie. En effet, la question de la formation et de l'évolution des galaxies est l'un des grands problèmes de l'astrophysique moderne.

Dans le deuxième chapitre, j'explique comment j'ai constitué des échantillons d'étoiles définis par leur magnitude, leurs mouvements propres et leur vitesse radiale qui m'ont permis d'appliquer les deux méthodes d'analyse évoquées précédemment (inversion directe et modèle). Je me suis servi des données collectées lors de récents et précis relevés de l'ensemble du ciel comme le Two-Micron All-Sky Survey (2MASS) pour définir la magnitude des étoiles, l'USNO CCD Astrogaph Catalog (UCAC) pour les mouvements propres et le Radial Velocity Experiment (RAVE) pour les vitesses radiales. Dans le cas de RAVE, j'ai participé à son développement par les observations que j'ai réalisées sur le télescope de 1.2 m (UK Schmidt Telescope) de l'observatoire Anglo-Australien (AAO) avec le spectrographe multi-objet 6df.

Dans le troisième chapitre, je présente la méthode d'inversion directe des comptages d'étoiles en fonction de la distance et de la vitesse. Pour cela, nous avons déterminé une distance photométrique de nos étoiles à partir de leur magnitude apparente, en faisant une sélection en couleur judicieuse. Nous avons ensuite transformé les mouvements propres en vitesse. Notre méthode d'inversion directe, nous a permis d'obtenir une décomposition cinématique du disque. J'analyse ce résultat et montre que notre méthode peut introduire un certain nombre de biais.

Dans le quatrième chapitre, j'expose mon modèle cinématique du disque de la galaxie. Contrairement aux méthodes classiques pour déterminer les caractéristiques du disque mince et du disque épais qui consistent à décomposer le disque de la galaxie en une somme de deux popula-

⁵ La magnitude d'une étoile est la mesure de sa luminosité. Elle est basée sur une échelle logarithmique inverse.

tions (une pour le disque mince, l'autre pour le disque épais), nous avons choisi de le décomposer en vingt populations. Ce qui permet de voir s'il y a continuité entre les populations du disque mince et du disque épais. Mon modèle du disque galactique est un modèle dynamique auto-cohérent qui relie la densité d'étoiles à leur dispersion en vitesse via le potentiel gravitationnel. Pour avoir une certaine densité d'étoiles en fonction de la distance (comptages en magnitude), il faut que les étoiles qui subissent la force de rappel due à la masse du disque aient une vitesse suffisante pour s'écarter du disque. La distribution des étoiles en fonction de la vitesse et de la magnitude impose à son tour une certaine répartition en densité des étoiles par rapport au plan galactique. J'ai ajusté la densité d'étoiles de chaque type et de chaque dispersion sur les histogrammes de comptages, de mouvements propres et de vitesses radiales observés. La principale difficulté que présente mon modèle est le grand nombre de paramètres libres.

Dans le cinquième chapitre, j'analyse les différences entre le modèle et les observations. Je présente la décomposition cinématique du disque que j'ai obtenue et montre que cette décomposition est robuste. De plus, cette décomposition permet de définir de manière unique l'échelle de hauteur du disque mince et du disque épais. Grâce à mon meilleur modèle, j'ai aussi obtenu la valeur d'un certain nombre de paramètres cinématiques.

Enfin, je fais le bilan de l'ensemble de mes résultats et tire les conclusions quant aux contraintes qu'ils apportent sur les modèles de formation de la galaxie. J'envisage aussi quelques pistes pour des études futures. En particulier, j'évoque l'intérêt de projet comme RAVE et GAIA dans la détermination des structures de la galaxie.



Références

- ELMEGREEN, B. G. & ELMEGREEN, D. M., 2006; *Observations of Thick Disks in the Hubble Space Telescope Ultra Deep Field*. *ApJ*, **650**, 644
- FUKUGITA, M., HOGAN, C. J. & PEEBLES, P. J. E., 1998; *The Cosmic Baryon Budget*. *ApJ*, **503**, 518
- GILMORE, G. & REID, N., 1983; *New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc*. *MNRAS*, **202**, 1025
- GOODWIN, S. P., GRIBBIN, J. & HENDRY, M. A., 1998; *The relative size of the Milky Way*. *The Observatory*, **118**, 201
- GREBEL, E. K., 2006; *Local Group(s)*. ArXiv Astrophysics e-prints
- HUBBLE, E. P., 1926; *Extragalactic nebulae*. *ApJ*, **64**, 321
- , 1936; *Realm of the Nebulae*. Yale University Press
- SMITH, M. C., RUCHTI, G. R., HELMI, A., WYSE, R. F. G., FULBRIGHT, J. P., FREEMAN, K. C., NAVARRO, J. F., SEABROKE, G. M., STEINMETZ, M., WILLIAMS, M., BIENAYMÉ, O., BINNEY, J., BLAND-HAWTHORN, J., DEHNEN, W., GIBSON, B. K., GILMORE, G., GREBEL, E. K., MUNARI, U., PARKER, Q. A., SCHOLZ, R.-D., SIEBERT, A., WATSON, F. G. & ZWITTER, T., 2007; *The RAVE survey : constraining the local Galactic escape speed*. *MNRAS*, **379**, 755
- VAN DEN BERGH, S., 2007; *Some Musings on Galaxy Morphology, Galactic Colors, and the Environments of Galaxies*. *AJ*, **134**, 1508

Chapitre Premier

La Voie Lactée

Pour comprendre comment la galaxie s'est formée, il faut bien comprendre comment elle est constituée. En 1944, Baade proposait de classer les étoiles de la galaxie suivant leur âge en deux populations : La population I, les étoiles jeunes, comme par exemple les étoiles du disque et la population II, les étoiles vieilles, comme par exemple les étoiles des amas globulaires¹ du halo. En 1957 à la conférence du Vatican, les astrophysiciens ont ajouté trois autres critères pour définir les populations stellaires : la structure, la cinématique et la composition chimique.

La structure est la description de la forme et de la répartition spatiale de la densité d'étoiles. La définition de la forme des populations stellaires de notre galaxie est compliquée par le fait que nous nous trouvons dans la galaxie. Aussi, l'observation des galaxies extérieures a permis de définir des lois de densité qui ont été utilisées pour décrire les populations stellaires de notre galaxie.

La cinématique est la mesure du mouvement des étoiles. Par mouvement, on entend le mouvement moyen de l'ensemble des étoiles, mais aussi leur dispersion de vitesse². Ce mouvement se décompose en une vitesse transverse lié au mouvement par rapport au fond du ciel, appelé mouvement propre et en une vitesse d'approche ou de recul par rapport au Soleil, appelé vitesse radiale.

L'abondance chimique est en général définie par ce que l'on appelle la métallicité. La métallicité d'une étoile est la mesure de l'abondance en métaux³ de l'étoile. À cela peut se rajouter la mesure de l'enrichissement en éléments- α ⁴. C'est-à-dire que l'on va comparer l'abondance en éléments- α de deux populations stellaires à une métallicité donnée.

¹ Un amas globulaire est un ensemble compact d'étoile de forme sphérique contenant plusieurs dizaines de milliers d'étoiles dans un volume de quelques parsecs.

² La dispersion de vitesse d'un ensemble d'étoiles est l'écart quadratique (au carré) moyen à leur mouvement moyen.

³ En astronomie par métaux, on entend tous les éléments à l'exception de l'Hydrogène H et de l'Hélium He. En effet, seuls l'Hydrogène et l'Hélium étaient déjà présents dans le gaz primordial. Tous les autres éléments sont produits par les réactions nucléaires qui ont lieu au coeur des étoiles

⁴ Les éléments- α sont les éléments produits par la fusion d'un ou plusieurs atomes d'Hélium. On peut citer par exemple : l'Oxygène O, le Magnésium Mg, le Silicium Si, le Calcium Ca, le Titane Ti, ...

Dans ce chapitre, je présente l'état de l'art des connaissances à propos de la galaxie et une vue générale des scénarios de sa formation. Je décris successivement les trois populations stellaires qui composent la Voie Lactée : le bulbe (la partie centrale de la galaxie), le disque et le halo (la partie externe de la galaxie) (fig. I.1). Pour chacune, la structure, la cinématique et l'abondance chimique seront examinées. Je montre que la connaissance des populations stellaires permet d'imaginer un certain nombre de scénarios de formation de la galaxie décrits à la fin de ce chapitre.

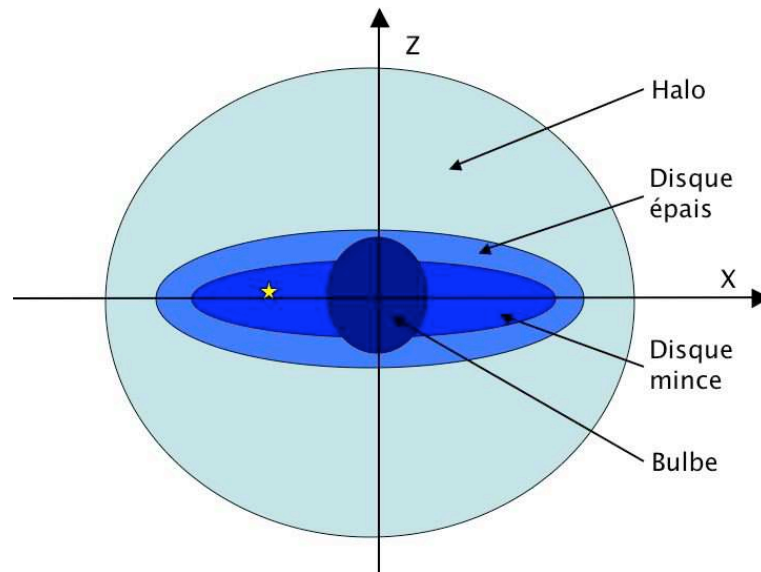


FIG. I.1 – Coupe transversale de la galaxie. Si l'on décrit la galaxie de l'extérieur vers l'intérieur, on trouve d'abord le halo, puis vient le disque qui est décomposé en deux structures : le disque mince et le disque épais, enfin au centre de la galaxie, on a le bulbe. L'étoile jaune représente le Soleil qui est situé à 7.5 kpc du centre de la galaxie (Nishiyama *et al.* 2006) et légèrement au-dessus du plan.

1 Le bulbe

Le bulbe de la galaxie représente $10^{10} M_{\odot}$ sous forme d'étoiles, soit 20 % de la masse stellaire de la galaxie (Kent *et al.* 1991). Il est constitué essentiellement d'étoiles vieilles dont l'âge est supérieur à 10 milliards d'années (Ortolani *et al.* 1995, Zoccali *et al.* 2003), bien que des populations stellaires jeunes ont été découvertes à quelques centaines de parsecs du centre de la Galaxie (Serabyn & Morris 1996, Morris & Serabyn 1996, Launhardt *et al.* 2002).

Au centre de la galaxie, on s'attendait à observer un trou noir super-massif⁵, comme on peut en observer dans certaines galaxies extérieures, appelées galaxies à noyaux actifs (AGN⁶). Dès les années 50, Les radioastronomes ont détecté une source radio dans la région centrale de la galaxie. Mais, c'est Balick & Brown (1974) qui ont détecté une source radio ponctuelle Sagittarius A* précisément au centre de la galaxie. Cette source était supposée associée au trou noir super-massif de la galaxie (Lo 1986). Eckart & Genzel (1998) et Genzel & Karas (2007) utilisant des observations en infrarouge ont mis en évidence la présence de ce trou noir qui a une masse de $\sim 2.6 \cdot 10^6 M_{\odot}$.

⁵ Il existe deux classes de trous noirs : les trous noirs stellaires et les trous noirs galactiques. Les trous noirs stellaires sont les restes d'étoiles massives qui ont explosées en supernova. Ils ont une masse comprise entre 1 et $10 M_{\odot}$. Les trous noirs galactiques quant à eux sont supposés avoir une masse entre $10^6 M_{\odot}$ et $10^9 M_{\odot}$.

⁶ Les AGN sont des galaxies dont la partie centrale émet une luminosité très intense. On pense que ce rayonnement n'est pas produits par les étoiles, mais qu'il est dû à un trou noir super-massif.

1.1 STRUCTURE

La structure du bulbe est difficile à étudier pour plusieurs raisons. Tout d'abord à cause de notre position dans la galaxie, le bulbe se trouve en arrière plan par rapport au disque. De plus, le milieu interstellaire du disque se comporte comme un milieu opaque pour la lumière visible, ce qui limite les champs d'observations. Schultheis *et al.* (1999) en utilisant les données DENIS ont calculé des valeurs d'extinction de $A_V \simeq 6$ jusqu'à $A_V \simeq 37$ pour les régions centrales dans le plan du disque ($|b| \leq 1.5^\circ$). Il existe cependant quelques champs d'observation où l'extinction est faible comme la fenêtre de Baade ($l,b)=(1^\circ,-3.9^\circ)$ (Baade & Gaposchkin 1963) où $\langle A_V \rangle = 1.54$ (Stanek 1996) ou bien la fenêtre de Plaut ($l,b)=(0^\circ,-8^\circ)$ (Plaut 1970, 1971) où $\langle A_V \rangle = 0.78$ (van den Bergh & Herbst 1974), mais qui ne permettent que des études limitées. Une autre manière d'éviter les problèmes d'extinction est d'observer le bulbe en d'autres longueurs d'ondes que le visible comme en radio ou dans l'infrarouge. Dans ces gammes de longueur d'onde, l'extinction est moins importante et permet d'analyser l'ensemble du bulbe.

Sur la base d'observation du bulbe des autres galaxies, de Vaucouleurs (1974) propose que le bulbe de la galaxie n'est peut-être pas sphérique, mais plutôt sous une forme barrée.

Dans les années 70, des observations radio de l'hydrogène atomique HI et de la molécule CO qui montraient un mouvement du gaz largement non circulaire faisaient, elles aussi, penser que le bulbe était de forme barrée (Peters 1975, Cohen & Few 1976, Liszt & Burton 1980, Gerhard & Vietri 1986, Mulder & Liem 1986).

Au début des années 90, l'étude de Blitz & Spergel (1991) réalisée à partir de la carte infrarouge à $2.4 \mu\text{m}$ de Matsumoto *et al.* (1982) a montré l'intérêt des données infrarouges dans l'étude du bulbe galactique. Mais, le vrai développement de cette technique est venu des données du satellite COBE (COsmic Background Explorer)⁷. En effet, son instrument DIRBE (Diffuse InfraRed Background Experiment) a réalisé des cartes de brillance du ciel en infrarouge à des longueurs d'onde entre 1.25 et $240 \mu\text{m}$. On y voit clairement une asymétrie (Weiland *et al.* 1994). Le bulbe est plus brillant aux longitudes positives qu'aux négatives (fig. I.2 extraite de Launhardt *et al.* (2002)).

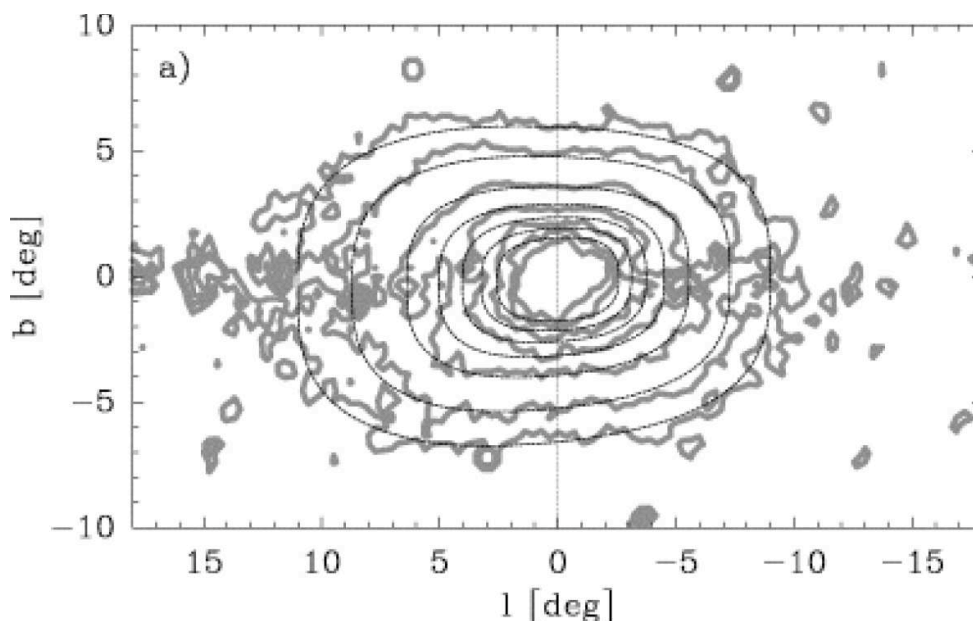


FIG. I.2 – Distribution de la brillance de surface à $2.2 \mu\text{m}$ du bulbe galactique. Les contributions du disque galactique et de la poussière ont été enlevées. La ligne épaisse grise correspond aux observations et la ligne fine noire au modèle de la distribution de brillance de surface. On constate une asymétrie entre les longitudes positives et négatives. (figure n° 5 de Launhardt *et al.* (2002))

⁷ COBE avait pour principal objectif d'étudier le fond diffus cosmologique.

En analysant ces données, Dwek *et al.* (1995) et Freudenreich (1998) avec des modèles paramétriques et Binney *et al.* (1997) et Bissantz & Gerhard (2002) avec des modèles non-paramétriques ont validé l'hypothèse de la triaxialité⁸ du bulbe, dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.1.

| ϕ | a | rappports d'axe | références |
|----------|----------|-------------------|-----------------------------|
| 20° | - | (1 :0.33 :0.23) | Dwek <i>et al.</i> (1995) |
| 14° | 1.7 kpc | (1 :0.4 :0.25) | Freudenreich (1998) |
| 20° | 2 kpc | (1 :0.6 :0.4) | Binney <i>et al.</i> (1997) |
| 20 – 25° | 1.75 kpc | (1 :0.3-0.4 :0.3) | Bissantz & Gerhard (2002) |

TAB. I.1 – Tableau des caractéristiques du bulbe obtenues avec les données COBE/DIRBE. ϕ est l'angle que fait le grand axe avec la ligne joignant le Soleil au centre de la galaxie. a est la longueur du demi-grand axe. Les valeurs trouvées sont assez similaires.

Cependant, comme l'a montré Zhao (2000), dans le cadre de ces études, il existe une dégénérescence entre l'angle que fait le grand axe ϕ et le rapport des axes du bulbe ($a : b : c$) voir (fig. I.3). Ainsi déduire la distribution de densité à trois dimensions à partir de l'image en deux dimensions que nous avons du bulbe de la galaxie grâce aux cartes de COBE/DIRBE peut conduire à des solutions non uniques. Launhardt *et al.* (2002) en combinant les données du satellite IRAS (Infrared Astronomical Satellite)⁹ avec celles précédemment obtenues avec COBE/DIRBE ont pu lever cette dégénérescence. Ils obtiennent un angle de $\phi = 15^\circ$, des rapports d'axe (1 :0.3 :0.2) et un demi-grand axe de $a = 1.1$ kpc.

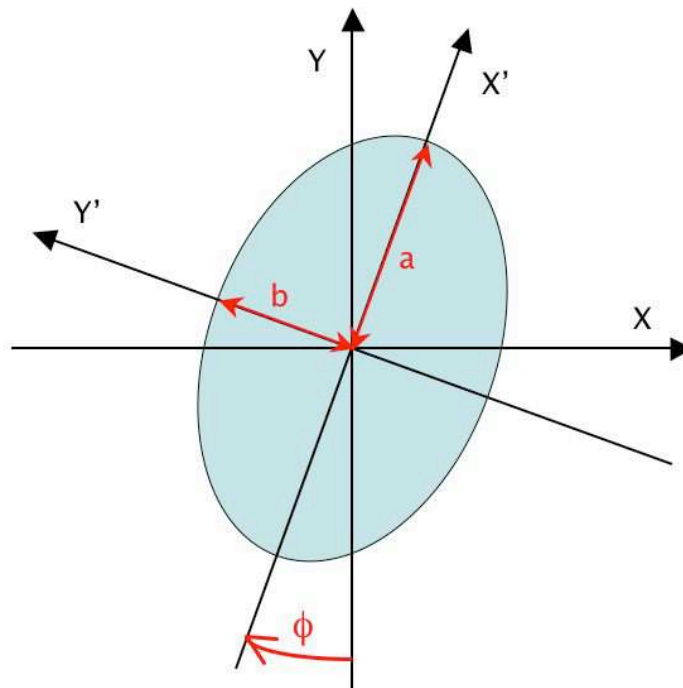


FIG. I.3 – Schéma du bulbe de la galaxie. Pour décrire l'orientation du bulbe, on considère l'angle ϕ que fait la direction Y qui va du Soleil au centre de la galaxie avec la direction X' du grand axe de l'ellipse qui représente le bulbe.

⁸ Le bulbe présente des dimensions différentes suivant ses trois axes de symétrie.

⁹ IRAS est un satellite qui a fait un relevé de l'ensemble du ciel à 12, 25, 60 et 100 μm . Il a permis d'augmenter de 70 % le nombre de sources infrarouges connues à l'époque.

En parallèle de la modélisation des cartes COBE/DIRBE, l'étude des comptages d'étoiles des grands relevés infrarouges tels que le TMGS (Two-Micron Galactic Survey) (Lopez-Corredoira *et al.* 1997, López-Corredoira *et al.* 2000) et DENIS (Deep Near Infrared Survey) Robin *et al.* (2003) et Picaud & Robin (2004) aboutissaient à des valeurs légèrement plus faibles de l'angle que fait le bulbe par rapport à la ligne joignant le soleil au centre galactique ($10^\circ < \phi < 12^\circ$).

Sevenster *et al.* (1999) en étudiant un échantillon d'étoiles OH/IR¹⁰ trouvent que le grand axe du bulbe est orienté à $\phi = 44^\circ$. Cette valeur diffère de celle obtenue à partir des données COBE/DIRBE et des comptages. Hammersley *et al.* (2000), Alard (2001) et López-Corredoira *et al.* (2001) confirment le résultat de Sevenster *et al.* (1999) avec d'autres données et l'expliquent en supposant l'existence d'une structure stellaire en forme de barre différente du bulbe (fig. I.4). Plus récemment, Benjamin *et al.* (2005) et Groenewegen & Blommaert (2005) obtiennent un angle pour la barre $\phi_{\text{barre}} = 44 - 47^\circ$. La confirmation de la présence de deux structures l'une de demi-grand axe $a \sim 1\text{kpc}$ (le bulbe) et l'autre de $a \sim 4\text{kpc}$ (la barre) dans le centre de la galaxie a été apportée par Babusiaux & Gilmore (2005), Nishiyama *et al.* (2005) et López-Corredoira *et al.* (2007). Cabrera-Lavers *et al.* (2007b) a mesuré un angle du bulbe $\phi = 12.6^\circ \pm 3.2^\circ$ et de la barre $\phi_{\text{barre}} = 43.0^\circ \pm 1.8^\circ$.

Comme nous l'avons vu le bulbe est clairement une structure triaxiale. Ses dimensions sont de l'ordre de $a \sim 1\text{kpc}$ selon son grand axe et 0.3 kpc et 0.2 kpc pour les deux autres axes. Bien que le débat de l'orientation du bulbe par rapport à nous ϕ n'est pas clos, il semble se dégager un consensus vers une valeur faible de l'ordre de $\phi_{\text{bulbe}} \sim 15^\circ$. En plus du bulbe, il semble qu'il existe une barre, bien plus grande que le bulbe, de 4kpc de demi-grand axe orientée à $\phi_{\text{barre}} \sim 45.0^\circ$ (fig. I.4).

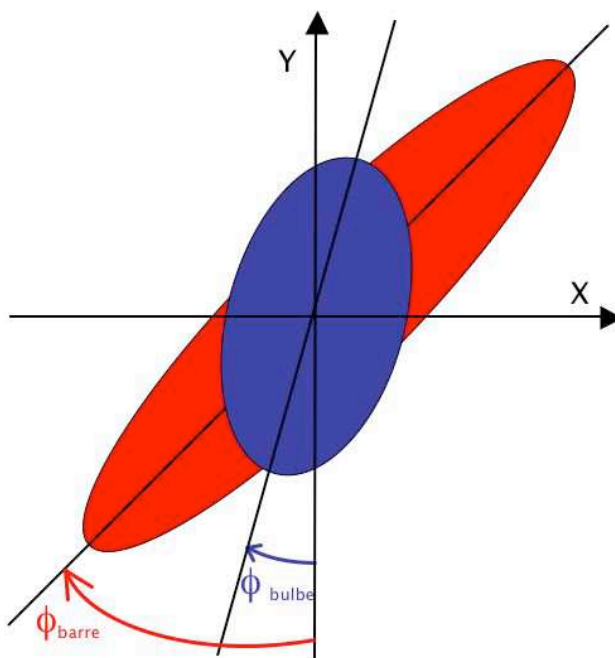


FIG. I.4 – Schéma des structures présentes au centre de la galaxie. L'axe Y est la direction du Soleil au centre de la galaxie. En bleu est représenté le bulbe de la galaxie orienté selon un angle $\phi_{\text{bulbe}} = 15^\circ$ et en rouge la barre orientée selon un angle $\phi_{\text{barre}} = 45.0^\circ$.

¹⁰ Les étoiles OH/IR, étoiles infrarouges qui produisent une forte émission radio en OH (radical hydroxyle), sont des géantes rouges de masse comprise entre 1 et 10 fois la masse du Soleil qui voient leur luminosité varier cycliquement avec une période de 200 à 2000 jours.

1.2 CINÉMATIQUE

Pour comprendre la cinématique du bulbe, un certain nombre de modèles dynamiques ont été développés comme le modèle de Zhao (1996) qui envisage le bulbe comme une barre en rotation rapide ou les modèles N-corps de Sellwood (1993) et de Fux (1997) qui forment la barre à partir d'une instabilité du disque.

Ces modèles sont confrontés aux observations des mouvements propres et des vitesses radiales des étoiles du bulbe. Les observations même dans les zones de faible extinction (fenêtre de Baade ou Plaut) posent deux problèmes. Il faut pouvoir séparer les étoiles du disque des étoiles du bulbe et distinguer les étoiles individuellement dans des champs où la densité d'étoiles est grande. C'est pourquoi, il a été nécessaire de rechercher des traceurs de la cinématique du bulbe. Les nébuleuses planétaires qui ont été recherchées systématiquement dans la direction du bulbe et les étoiles qui ont été surveillées dans le cadre de recherche de micros-lentilles sont de bons candidats pour jouer ce rôle.

Ainsi, Durand *et al.* (1998) et Beaulieu *et al.* (2000), en comparant la cinématique des nébuleuses planétaires aux modèles dynamiques évoqués précédemment trouvent que le bulbe présente un mouvement de rotation. Ce résultat est confirmé par Kuijken & Rich (2002) qui ont observé le bulbe avec le télescope spatial Hubble.

Par ailleurs, Sumi *et al.* (2004) ont présenté un catalogue de mouvements propres pour 5 080 236 étoiles observées dans le cadre du projet Optical Gravitational Lensing Experiment II (OGLE-II)¹¹. Utilisant ces données, Rattenbury *et al.* (2007) ont calculé la dispersion des mouvements propres des géantes rouges du clump. Ils remarquent qu'il existe de grandes différences entre les champs et l'interprètent comme le signe d'un effet de populations à petite échelle peut-être dû à un petit événement d'accrétion.

Rich *et al.* (2007b) arrivent à la même conclusion en analysant un relevé de vitesses radiales en direction du bulbe galactique d'étoiles de type spectral M. Ils trouvent, également, que le bulbe ne tourne pas comme un corps rigide, contrairement aux études antérieures. Enfin, la courbe de rotation du bulbe et le profil de dispersion de vitesse obtenus ne s'accordent pas avec les modèles dynamiques de citet1996MNRAS.283..149Z, Sellwood (1993) et de Fux (1997).

Le comportement cinématique du bulbe que l'on croyait bien établi, on pensait que le bulbe tournait comme un corps rigide, a été remis en cause par des études récentes. Le bulbe est une structure complexe qui comprend certainement différentes populations d'étoiles qui n'ont pas la même histoire. Il n'est donc peut-être pas possible de décrire la cinématique du bulbe comme un objet unique, mais plutôt comme un ensemble de différents groupes avec leur cinématique propre.

1.3 COMPOSITION CHIMIQUE

La détermination de la distribution de la métallicité dans le bulbe a nécessité différentes techniques comme la photométrie, la spectroscopie visible et infrarouge.

À partir de la photométrie, Zoccali *et al.* (2003) ont construit un diagramme couleur-magnitude (K,V-K) du bulbe qu'ils ont comparé à ceux d'amas globulaires de métallicité connue. Ils en déduisent une distribution de métallicité du bulbe qui s'étend de -1.8 à +0.2 dex avec un pic à $[Fe/H] \sim -0.1$.

Zoccali *et al.* (2006), Fulbright *et al.* (2006) et Fulbright *et al.* (2007) ont réalisé des observations spectroscopiques dans le visible qui se sont concentrées sur les zones de faible extinction comme par exemple la fenêtre de Baade (l,b)=(1°, -3.9°). Ils retrouvent une métallicité de $[Fe/H] \sim -0.1$ et un enrichissement en éléments- α ainsi qu'en Sodium Na et en Aluminium Al par rapport aux étoiles du disque (mince et épais) à une métallicité donnée.

Une nouvelle technique de spectroscopie infrarouge a été testée dans la fenêtre de Baade et a donné des résultats similaires aux études en visible : $[Fe/H] \sim -0.2$ et un enrichissement de +0.3

¹¹ OGLE est un projet astronomique polonais qui a pour principal but la recherche de matière noire via le phénomène de micro-lentille gravitationnelle. Ces principaux champs d'observation sont en direction des grand et petit nuages de Magellan, ainsi que du bulbe de la galaxie.

dex en éléments- α (Rich & Origlia 2005). Rich *et al.* (2007a) l'ont ensuite appliquée à la région centrale du bulbe. Ils ne trouvent pas de gradient de métallicité ou de gradient d'enrichissement en éléments- α entre ce champ central et la fenêtre de Baade.

Le bulbe présente une métallicité qui s'étale de $[Fe/H] = -1.8$ à $+0.2$ avec une valeur qui pique à $[Fe/H] \sim -0.1$ dex. Il montre aussi un enrichissement en éléments- α . Mais aucun gradient de métallicité ou d'enrichissement en éléments- α n'a été détecté.

2 Le disque galactique

Le disque de la galaxie est un système complexe formé d'étoiles, de nuages de gaz et de poussières. Il comprend principalement deux structures : le disque mince et le disque épais. Le disque mince est la partie la plus visible du disque, elle comprend entre autre des étoiles jeunes. En effet, la galaxie continue de former des étoiles dans les bras spiraux. Le disque mince est donc une structure en perpétuelle évolution. L'autre composante du disque de la galaxie, le disque épais, a d'abord été mis en évidence dans des galaxies extérieures vues par la tranche à la fin des années 1970 et au début des années 1980 (Burstein 1979, van der Kruit & Searle 1981, van der Kruit & Shostak 1982). Les disques épais sont communs dans les galaxies spirales et lenticulaires (Dalcanton & Bernstein 2002, Mould 2005, Elmegreen & Elmegreen 2006). En 1983, l'existence d'un disque épais dans notre galaxie a été démontrée par Gilmore & Reid (1983), en analysant la densité verticale en étoiles du disque de la galaxie (fig. I.5 extraite de Gilmore & Reid (1983)). Cependant, dès 1957, une composante qui ressemble beaucoup à ce que nous appelons désormais le disque épais de la galaxie avait déjà été décrite sous le nom de "population II intermédiaire" entre le disque et le halo lors d'une conférence au Vatican (O'Connell 1958, Blaauw 1995).

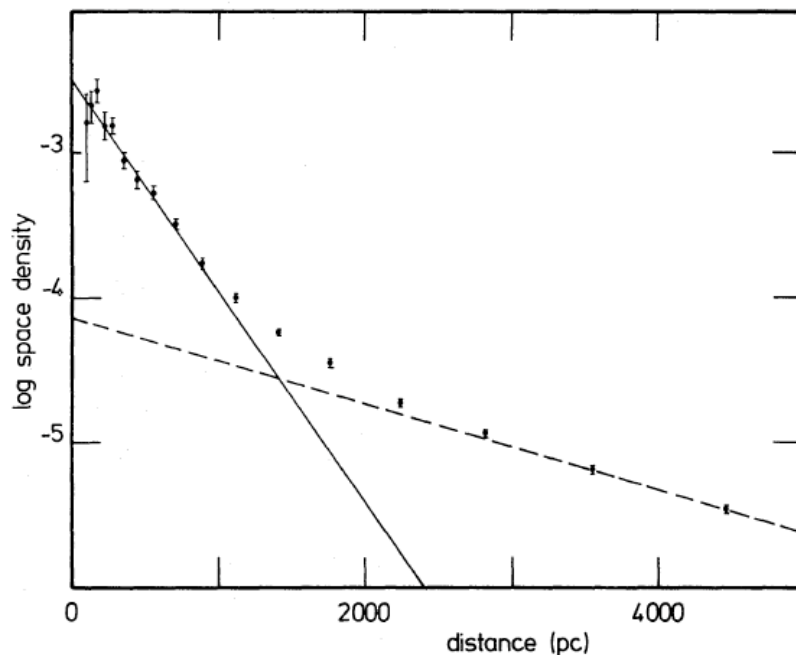


FIG. I.5 – Distribution en densité des étoiles de magnitude absolue $4 \leq M_V \leq 5$ en fonction de la distance au plan Galactique. On constate une inflexion de la courbe vers 1.5 kpc qui est le signe de la présence d'une deuxième composante dans le disque. Gilmore & Reid (1983) mesure une échelle de hauteur de 300 pc (ligne continue) pour le disque mince et de 1350 pc (ligne trait-tirée) pour le disque épais. (figure n° 6 de Gilmore & Reid (1983))

2.1 STRUCTURES DU DISQUE

La plupart des étoiles des disques mince et épais de la galaxie appartiennent à une structure axisymétrique. Autrement dit, la forme du disque ne dépend que de la position z au-dessus de son plan et de la distance R au centre de la galaxie. On caractérise donc la structure des disques de la galaxie par deux grandeurs caractéristiques : l'échelle de hauteur h_z et l'échelle de longueur h_R . Celles-ci sont définies de la manière suivante¹² :

$$\rho_i(R, z) = \rho_{0,i} \exp\left(-\frac{|z-z_\odot|}{h_{z,i}}\right) \exp\left(-\frac{|R-R_\odot|}{h_{R,i}}\right) \quad (\text{I.1})$$

où $\rho_i(R, z)$ est la densité en étoiles à la distance R du centre de la galaxie et à la hauteur z au-dessus du plan de la galaxie, $\rho_{0,i}$ la densité du disque au niveau du soleil, z_\odot est la position du soleil au-dessus du plan, R_\odot la position par rapport au centre de la Galaxie. Les indices $i = 1, 2$ correspondent respectivement au disque mince et au disque épais.

Cette manière de représenter la densité du disque est ce que l'on appelle une modélisation suivant une loi exponentielle. Il en existe d'autres comme la modélisation suivant une loi en sech^2 qui s'écrit :

$$\rho_i(R, z) = \rho_{0,i} \text{sech}^2\left(-\frac{|z-z_\odot|}{h_{z,i}}\right) \exp\left(-\frac{|R-R_\odot|}{h_{R,i}}\right). \quad (\text{I.2})$$

Dans ce cas, $h'_{z,i}$ n'est pas directement l'échelle de hauteur du disque. Mais, il est possible de la transformer pour s'y ramener de la façon suivante $h_{z,i} \approx h'_{z,i}/2$. Cette loi à l'avantage de correspondre à un modèle plus physique. En effet, elle correspond à la distribution de densité qu'aurait un disque isotherme autogravitant¹³. Des études qui modélisent le disque de la galaxie par une loi en sech^2 ont obtenu un meilleur accord avec la densité observée Gould *et al.* (1996), Bilir *et al.* (2005). Cependant, Phleps *et al.* (2000) a montré qu'il n'y avait que peu de différences entre les deux lois pour des étoiles dont la distance au Soleil va jusqu'à 1kpc. C'est pourquoi, par la suite, j'ai choisi de n'utiliser que la loi exponentielle.

2.1.1 Les échelles de hauteur

Les estimations de l'échelle de hauteur du disque mince semblent converger vers une valeur de ~ 300 pc (tab. I.2). Dans le cas du disque épais, les différents auteurs obtiennent des valeurs très différentes de 540 pc pour (Ak *et al.* 2007a) à 1500 pc pour Reid & Majewski (1993). On peut aussi trouver dans la littérature des valeurs intermédiaires comme 800 pc (Reylé & Robin 2001), 1000 pc (Ng *et al.* 1997) et 1100 pc (Spagna *et al.* 1996) (voir tab. I.2).

Les premières déterminations des échelles de hauteur se basaient sur des champs profonds mais de taille réduite (Reid & Majewski 1993) ou des champs étendus mais peu profonds (Gilmore & Reid 1983). Les études postérieures ont bénéficié du développement des grands relevés tels le Two-Micron All-Sky Survey (2MASS) (Ojha 2001, Cabrera-Lavers *et al.* 2005), le Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (Chen *et al.* 2001, Juric *et al.* 2005, Ak *et al.* 2007a) ou plus récemment le Beijing-Arizona-Taiwan-Connecticut survey (BATC) (Du *et al.* 2003, 2006). Mais le désaccord persiste.

Reylé & Robin (2001) et Siegel *et al.* (2002) notent que les différentes études donnent soit une échelle de hauteur du disque épais grande (> 1 kpc) et un rapport de densité disque mince - disque épais petit ($\sim 2\%$) ou une échelle petite (~ 600 pc) et un rapport grand ($\sim 6\%$). Par ailleurs, Karaali *et al.* (2004), Karaali (2006) et Bilir *et al.* (2006) trouvent qu'il existe une dépendance entre les échelles de hauteur et la magnitude absolue des étoiles étudiées. Enfin, Cabrera-Lavers *et al.* (2007a) remarquent que l'échelle de hauteur du disque épais change suivant la distance au centre galactique suivant la loi :

$$h_z(R) = (940 \pm 20) \times [1 - (0.12 \pm 0.02)(R - R_\odot)](\text{pc}). \quad (\text{I.3})$$

Ils interprètent ce changement comme le signe du "flare" du disque.

¹² Autre définition possible, une échelle de hauteur (de longueur) correspond à la distance du plan galactique z (du centre de la galaxie R) pour laquelle la densité a diminué de la fraction $1/e \approx 0.37$ par rapport à la densité à $z = 0$ ($R=0$).

¹³ La galaxie peut se comparer un nuage de gaz dans lequel les molécules sont les étoiles. On peut donc définir une température du gaz d'étoiles qui est donnée par leur dispersion de vitesse.

La mesure de l'échelle de hauteur du disque épais par les comptages ne permet pas d'obtenir une valeur concordante pour toutes les études. Cette difficulté est certainement lié à problème de définition de l'appartenance des étoiles au disque épais.

| $h_{z,1}$ (pc) | $h_{z,2}$ (pc) | $\rho_{0,2}/\rho_{0,1}$ (%) | Référence |
|--------------------|--------------------|-----------------------------|-------------------------------------|
| 325 | 1400-1600 | 2.5 ± 2.0 | Reid & Majewski (1993) |
| 259 ± 12 | 1137 ± 61 | 4.3 | Spagna <i>et al.</i> (1996) |
| 100-250-500 | 1000 | - | Ng <i>et al.</i> (1997) |
| - | 800 | 6.2 | Reylé & Robin (2001) |
| 320^{+14}_{-15} | 640^{+30}_{-32} | 7.0 ± 1.0 | Du <i>et al.</i> (2003) |
| 2MASS | | | |
| - | 860 ± 200 | 3.5 ± 2.0 | Ojha (2001) |
| 268.81 ± 12.65 | 1061.9 ± 52.16 | 8.6 | Cabrera-Lavers <i>et al.</i> (2005) |
| - | 783 ± 48 | 8 ± 5.6 | Girard <i>et al.</i> (2006) |
| SDSS | | | |
| 330 ± 3 | 580-750 | 13-6.5 | Chen <i>et al.</i> (2001) |
| 280 ± 10 | 1200 ± 50 | 4 ± 1.5 | Juric <i>et al.</i> (2005) |
| 206 ± 9 | 493 ± 12 | 16 | Ak <i>et al.</i> (2007a) |
| 198 ± 9 | 579 ± 15 | 10 | |
| BATC | | | |
| 320^{+14}_{-15} | 640^{+30}_{-32} | 7.0 ± 1.0 | Du <i>et al.</i> (2003) |
| 220-320 | 600-1100 | 7.0-1.0 | Du <i>et al.</i> (2006) |
| 265-495 | 805-970 | 9.5-5.2 | Karaali <i>et al.</i> (2004) |
| 274^{+8}_{-6} | 807^{+78}_{-61} | 5.62 | Karaali (2006) |
| 276^{+12}_{-12} | 895^{+114}_{-96} | 5.13 | |
| 163-363 | 760^{+62}_{-55} | 3.31-7.59 | Bilir <i>et al.</i> (2006) |

TAB. I.2 – Valeurs de l'échelle de hauteur du disque mince et du disque épais. La première partie du tableau montre le large éventail des valeurs de l'échelle de hauteur du disque épais que l'on peut trouver dans la littérature, la deuxième l'apport des grands relevés, la troisième fait référence à des auteurs qui proposent que l'échelle de hauteur dépende de la magnitude absolue des étoiles analysées.

2.1.2 Les échelles de longueur

Les échelles de longueur du disque mince et du disque épais sont assez mal connues (Tab. I.3). Les premiers modèles galactiques basés sur des comptages optiques donnaient une valeur de ~ 3.5 kpc pour l'échelle de longueur du disque, sans distinction entre le disque mince et le disque épais (Gilmore 1984, Bahcall 1986).

Cette valeur de 3.5 kpc voire des valeurs grandes ont également été obtenues par d'autres études optiques spécifiquement pour le disque mince (Gould *et al.* 1997, Mendez & van Altena 1998, Larsen & Humphreys 2003). Cependant, d'autres auteurs obtenaient des valeurs plus petites ~ 2.5 kpc (Robin *et al.* 1992, Ojha *et al.* 1994, 1996, Siegel *et al.* 2002).

L'échelle de longueur du disque mince obtenue grâce à l'analyse de la cinématique locale et en particulier via les données du satellite HIPPARCOS tendent vers des valeurs faibles (Fux & Martinet 1994, Bienaymé & Séchaud 1997, Dehnen 1998, Bienaymé 1999, Ojha 2001), à l'exception de Feast (2000) qui obtient une échelle de longueur de $h_R = 3.3 \pm 0.6$ kpc en réanalysant des données

de vitesse radiale de différents types d'étoiles variables.

Les données du satellite COBE seules, puis en les combinant avec les comptages en infrarouge donnent une estimation de l'échelle de longueur qui s'est progressivement réduite de 3.0 à 2.3 kpc (Spergel *et al.* 1996, Freudenreich 1998, Chen *et al.* 1999, Drimmel & Spergel 2001). En effet, les relevés en infrarouge (DENIS et TGMS) donnent l'estimation basse de l'échelle de longueur (Ruphy *et al.* 1996, Porcel *et al.* 1998). Enfin, plus récemment, Juric *et al.* (2005) en analysant les données du SDSS obtiennent une valeur de 2.4 ± 0.2 kpc.

| $h_{R,1}$ (kpc) | $h_{R,2}$ (kpc) | Référence |
|---------------------|---------------------|-------------------------------------|
| 4.0 | 4.0 | Gilmore (1984) |
| 3.5 | - | Bahcall (1986) |
| 2.5 | - | Robin <i>et al.</i> (1992) |
| $2.5^{+0.8}_{-0.6}$ | - | Fux & Martinet (1994) |
| 2-2.5 | - | Ojha <i>et al.</i> (1994) |
| 2.3 ± 0.6 | 3.0 ± 1.0 | Ojha <i>et al.</i> (1996) |
| - | 2.8 ± 0.8 | Robin <i>et al.</i> (1996) |
| - | 4.5 | Ng <i>et al.</i> (1997) |
| 1.7-2.9 | - | Bienaymé & Séchaud (1997) |
| 3.1 | - | Gould <i>et al.</i> (1997) |
| 4.0-8.0 | - | Mendez & van Altena (1998) |
| 1.6-2.8 | - | Dehnen & Binney (1998) |
| 1.8 ± 0.2 | - | Bienaymé (1999) |
| - | 3.0 ± 1.5 | Buser <i>et al.</i> (1999) |
| 3.3 | - | Feast (2000) |
| - | 2.5 | Reylé & Robin (2001) |
| 2.0-2.5 | 3.0-4.0 | Siegel <i>et al.</i> (2002) |
| COBE | | |
| 3.0 | - | Spergel <i>et al.</i> (1996) |
| 2.6 | - | Freudenreich (1998) |
| 2.25 ± 0.05 | - | Chen <i>et al.</i> (1999) |
| 2.38 | - | Drimmel & Spergel (2001) |
| DENIS | | |
| 2.3 ± 0.1 | - | Ruphy <i>et al.</i> (1996) |
| TGMS-2MASS | | |
| 2.1 ± 0.3 | - | Porcel <i>et al.</i> (1998) |
| 2.8 ± 0.3 | $3.7^{+0.8}_{-0.5}$ | Ojha (2001) |
| - | 3.04 ± 0.11 | Cabrera-Lavers <i>et al.</i> (2005) |
| APS-POSS | | |
| 3.5 ± 0.3 | 4.7 ± 0.2 | Larsen & Humphreys (2003) |
| SDSS | | |
| 2.4 ± 0.2 | 3.5 ± 1.0 | Juric <i>et al.</i> (2005) |

TAB. I.3 – Valeurs de l'échelle de longueur h_R pour le disque mince et le disque épais extraites de la littérature. La première partie du tableau montre l'évolution de la détermination des échelles de longueur du mince et du disque épais par ordre chronologique, la deuxième les résultats obtenus grâce aux différents relevés.

L'échelle de longueur du disque épais n'a été que peu étudiée du fait de la difficulté de distinguer les étoiles du disque épais de celles du disque mince. Certaines études obtiennent une petite échelle de longueur pour le disque épais $h_{R,2} = 2.5\text{-}3.0$ kpc (Ojha *et al.* 1996, Robin *et al.* 1996, Buser *et al.* 1999, Reylé & Robin 2001), alors que d'autres obtiennent des valeurs entre $h_{R,2} = 3.0\text{-}5.0$ kpc (Siegel *et al.* 2002, Ng *et al.* 1997). Les estimations les plus récentes faites à partir de relevés comme APS-POSS I, 2MASS et le SDSS donnent toutes une valeur grande de l'échelle de longueur du disque épais, même si la dispersion entre les différentes déterminations reste grande (Larsen & Humphreys 2003, Ojha 2001, Cabrera-Lavers *et al.* 2005, Juric *et al.* 2005).

Même si les valeurs exactes de l'échelle de longueur du disque mince et du disque épais restent assez mal définies. Il semble clair que l'échelle de longueur du disque épais est plus grande que celle du disque mince. Ce constat est une contrainte importante pour les scénarios de formation du disque de la galaxie.

2.2 CARACTÉRISTIQUES CINÉMATIQUES

2.2.1 Cinématique du disque mince

L'étude cinématique du disque mince est rendue difficile par la présence d'autres populations comme le disque épais et le halo. De plus, le disque mince n'est pas une structure lisse du point de vue cinématique. En effet, si l'on représente le mouvement des étoiles dans un diagramme fonction des vitesses dans les trois directions cardinales que sont la direction qui va du Soleil au centre galactique U , la direction du pôle Nord galactique W et la direction perpendiculaire aux deux autres orientée dans le sens de rotation de la galaxie V , on remarque des sous-structures telles le super-amas des Pléiades-Hyades, l'amas de Sirius et le courant d'Hercules. Contrairement à l'intuition qui pourrait faire penser que ces sous-structures sont les traces de la dissolution des amas dans le disque de la galaxie, ces groupes dynamiques ne seraient que le fruit du passage des bras spiraux qui rassembleraient des étoiles du disque (étoiles vieilles) aussi bien que des étoiles d'amas (étoiles plus jeunes) (De Simone *et al.* 2004, Famaey *et al.* 2005, Quillen & Minchev 2005).

Par ailleurs, la cinématique des étoiles semble varier avec le type spectral (Parenago 1950). Les étoiles plus jeunes ont une dispersion de vitesse plus petite et une vitesse de rotation autour de la galaxie plus grande que les étoiles plus vieilles (Gomez *et al.* 1997, Vallenari *et al.* 2006). Ceci se retrouve dans l'analyse des données HIPPARCOS faite par Dehnen & Binney (1998) et Bienaymé (1999) qui tracent la dispersion de vitesse des étoiles en fonction de l'indice de couleur B-V. En effet, la dispersion de vitesse des étoiles de couleur bleu, en moyenne jeunes, est plus petite que celle des étoiles de couleur rouge, en moyenne vieilles. Wielen (1977) explique cette corrélation en terme de diffusion des étoiles dans le disque de la galaxie au cours du temps.

Les différentes déterminations des dispersions de vitesse σ_U , σ_V et σ_W du disque mince donnent des valeurs assez semblables (tab. I.4). On peut penser que les différences sont essentiellement dues à des différences d'âge des étoiles de chaque échantillon.

| σ_U (km s ⁻¹) | σ_V (km s ⁻¹) | σ_W (km s ⁻¹) | Référence |
|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|
| 33±5 | 28±4 | 22±3 | Chen <i>et al.</i> (1999) |
| 39±2 | 20±2 | 20±1 | Soubiran <i>et al.</i> (2003) |
| 28±1 | 16±2 | 12±1 | Cubarsi & Alcobé (2004) |
| 34±4 | 21±2 | 13±1 | Vallenari <i>et al.</i> (2006) |

TAB. I.4 – Valeurs des dispersions de vitesse σ_U , σ_V et σ_W du disque mince extraites de la littérature récentes. Il faut noter que les valeurs de dispersions de vitesse de Vallenari *et al.* (2006) dépendent de l'âge des étoiles. Il n'est indiqué ici que la valeur pour les étoiles de 7 à 10 milliards d'années.

2.2.2 Cinématique du disque épais

Contrairement au disque mince, il reste de larges incertitudes sur la valeur de la dispersion de vitesse du disque épais (tab. I.5). Le disque épais étant à l'interface entre le disque mince et le halo. Il est toujours délicat de bien séparer les étoiles du disque mince des étoiles des autres composantes. La plupart des études modélisent le disque mince et le disque épais par des composantes isothermes. Le regroupement des étoiles suivant ces deux composantes donne la cinématique de chacune. Une autre manière d'opérer la distinction entre le disque mince et le disque épais est d'établir un critère de métallicité comme l'on fait Chiba & Beers (2000) ou Arifyanto *et al.* (2005).

Une autre manière de caractériser cinématiquement les composantes du disque est d'étudier leur vitesse de rotation. Les populations avec une grande dispersion de vitesse ont tendance à tourner moins vite autour du centre de la galaxie que celle avec une dispersion de vitesse plus petite. On appelle courant asymétrique ou retard à la rotation la différence entre la vitesse moyenne de rotation d'une population et la vitesse du référentiel standard.

Pour le disque épais, la question de l'existence d'un gradient vertical du courant asymétrique s'est posée. Selon Chiba & Beers (2000) ou Girard *et al.* (2006), le courant asymétrique V_{lag} varie suivant la hauteur au-dessus du plan galactique suivant une pente de $\partial V_{lag}/\partial z = -30 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Alors que d'autres études ne détectent pas de gradient (Soubiran *et al.* 2003, Vallenari *et al.* 2006). Une explication des différentes valeurs de courant asymétrique trouvées suivant la hauteur au dessus du plan pourrait être la nature composite du disque épais (Gilmore *et al.* 2002). Le disque épais serait constitué d'une partie proche du disque mince (composante continue) mais séparé cinématiquement du disque mince et d'une autre partie avec une échelle de hauteur bien plus grande mais faite de morceaux (fruits de l'accrétion des satellites).

La cinématique du disque épais n'est pas encore bien définie. De plus, il pourrait exister non pas un mais deux disques épais : un qui serait une population relativement homogène avec une cinématique qui se rapproche de celle du disque mince et un autre composite avec une cinématique qui se rapproche de celle du halo.

| σ_U (km s ⁻¹) | σ_V (km s ⁻¹) | σ_W (km s ⁻¹) | V_{lag} | Référence |
|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|-----------|--------------------------------|
| 81±9 | 68±8 | 75±9 | - | Chen <i>et al.</i> (1999) |
| 46±4 | 50±4 | 35±3 | 20±5 | Chiba & Beers (2000) |
| - | 50 | 35 | 35 | Gilmore <i>et al.</i> (2002) |
| 63±6 | 39±4 | 39±4 | 51±5 | Soubiran <i>et al.</i> (2003) |
| 66±2 | 40±9 | 41±2 | 51±3 | Cubarsi & Alcobé (2004) |
| 74±2 | 50±1 | 37±1 | 44 | Arifyanto <i>et al.</i> (2005) |
| 65±2 | 39±9 | 41±2 | 51±3 | Alcobé & Cubarsi (2005) |
| 74±11 | 50±7 | 38±7 | 42±7 | Vallenari <i>et al.</i> (2006) |
| 74.6±6.0 | 64.2±5.2 | - | - | Girard <i>et al.</i> (2006) |

TAB. I.5 – Valeurs des dispersions de vitesse σ_U , σ_V et σ_W et du courant asymétrique V_{lag} du disque épais extraites de la littérature récentes.

2.3 CARACTÉRISTIQUES CHIMIQUES

Edvardsson *et al.* (1993) a été le premier à utiliser les caractéristiques cinématiques du disque mince et du disque épais pour caractériser des abondances chimiques de chacun.

La valeur communément admise pour la métallicité moyenne du disque mince est de $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -0.2$ (Gilmore *et al.* 1995, Rocha-Pinto & Maciel 1996, 1998, Kotoneva *et al.* 2002). Cependant, Haywood (2001) et Taylor & Croxall (2005) trouvent que la métallicité moyenne du disque mince est plutôt de $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -0.04 \pm 0.1$. Selon ces auteurs, les études trouvant une métallicité plus faible pour le disque mince présentent des biais en faveur des étoiles de faible métallicité qui n'ont pas été corrigés.

La métallicité du disque épais est plus faible que celle du disque mince. Elle est en moyenne de l'ordre de $\langle [Fe/H] \rangle = -0.7$, mais elle présente une queue de distribution qui s'étend jusqu'à $[Fe/H] = -2.35$ (Gilmore *et al.* 1995, Chiba & Beers 2000, Beers *et al.* 2002, Allende Prieto *et al.* 2006).

Il existe un gradient vertical de métallicité en fonction de la hauteur au dessus du disque de $\partial[Fe/H] / \partial z = -0.26 \text{ dex kpc}^{-1}$ pour $z < 10 \text{ kpc}$ (Du *et al.* 2004, Ak *et al.* 2007b). Cependant, Gilmore *et al.* (1995) ont montré qu'il n'existe pas de gradient de métallicité en fonction de la hauteur au dessus du plan pour les étoiles du disque épais (voir aussi Bensby *et al.* (2005), Feltzing (2006), Allende Prieto *et al.* (2006)).

La dispersion des abondances chimiques du disque mince et du disque épais est faible, ce qui facilite la comparaison pour les deux disques (Bensby *et al.* 2004, Reddy *et al.* 2006). Par exemple, l'abondance en éléments- α (Oxygène O, Magnésium Mg, Silicium Si, Calcium Ca et Titane Ti) à une certaine métallicité $[Fe/H]$ est plus grande pour les étoiles du disque épais que celle du disque mince (Gratton *et al.* 2003, Fuhrmann 2004, Bensby *et al.* 2005). De plus, d'autres éléments comme l'aluminium Al, le Silicium Si, le Zinc Zn, l'Yttrium Y, le Barium Ba et l'Europium Eu montrent aussi une différence entre les deux disques. En revanche, le Sodium Na, le Chrome Cr, le Nickel Ni et le Cuivre Cu ont une abondance similaire pour les étoiles du disque mince et du disque épais (fig. I.6 extraite de Bensby *et al.* (2005)) (Soubiran & Girard 2005, Bensby *et al.* 2005, Feltzing 2006, Brewer & Carney 2006).

Les études utilisant la combinaison des informations cinématiques et sur les abondances chimiques ont montré que les étoiles du disque épais sont plus vieilles que celles du disque mince (Fuhrmann 2004, Bensby *et al.* 2005, Reddy *et al.* 2006, Allende Prieto *et al.* 2006).

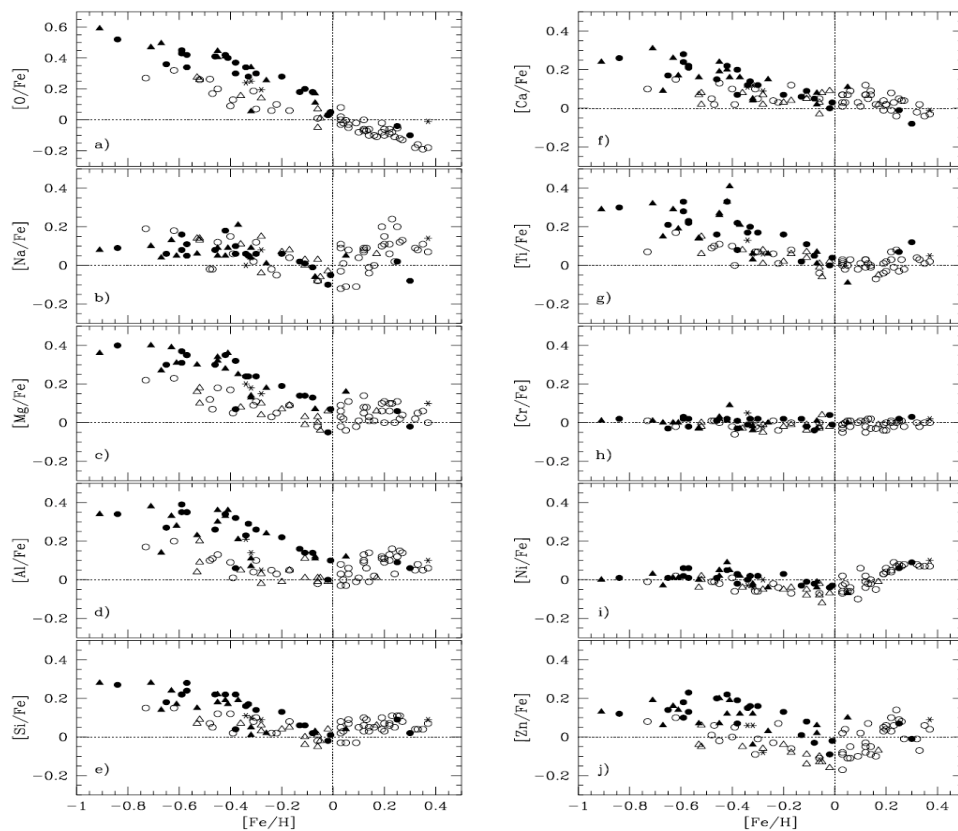


FIG. I.6 – Comparaison des abondances chimiques du disque mince et épais en fonction de la métallicité. La ligne pointillée indique la métallicité solaire. Les symboles vides et pleins sont les abondances des étoiles du disque mince et du disque épais respectivement. (fig. n° 8 de Bensby *et al.* (2005))

3 Le halo

Le halo est la population la plus vieille de la galaxie. Son âge est estimé entre 12 et 14 milliards d'années. Le halo représente 1% de la masse totale des étoiles de la galaxie soit environ $10^9 M_{\odot}$ (Morrison 1993). Il s'étend jusqu'à ~ 100 kpc du centre de la galaxie.

3.1 STRUCTURE

La densité en étoiles du halo en fonction de la distance au centre de la galaxie $\rho_s(R)$ peut être modélisée par diverses formes. Une paramétrisation possible est la loi empirique de Vaucouleurs (1948) en $r^{1/4}$ qui a d'abord servi à décrire le profil de brillance de surface des galaxies elliptiques.

Cette loi a été déprojetée, de façon approchée, en trois dimensions par Young (1976) sous la forme suivante :

$$\rho_s(R) = \rho_s \frac{\exp^{-7.669(R/R_e)^{1/4}}}{(R/R_e)^{7/8}} \quad (\text{I.4})$$

où ρ_s est la densité locale du halo et R_e le rayon effectif. Si le halo n'est pas sphérique, il faut corriger R par le rapport d'axe $\kappa = c/a$ de la manière suivante :

$$R = [x^2 + (z/\kappa)^2]^{(1/2)} \quad (\text{I.5})$$

où

$$x = (R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l)^{(1/2)} \quad (\text{I.6})$$

et

$$z = r \sin b \quad (\text{I.7})$$

avec r la distance selon la ligne de visée, l et b les coordonnées galactiques et R_0 la distance du soleil au centre de la galaxie. Mais, la loi de de Vaucouleurs (1948) peut aussi s'approximer de la façon suivante :

$$\rho_s(R) = \rho_s \frac{\exp^{-10.093(R/R_0)^{1/4} + 10.093}}{(R/R_0)^{7/8}} \times \begin{cases} 1.25 \frac{\exp[-10.093(R/R_0)^{1/4} + 10.093]}{(R/R_0)^{6/8}} & \text{si } R < 0.03R_0 \\ \frac{1-0.08669}{(R/R_0)^{1/4}} & \text{si } R \geq 0.03R_0 \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

La plupart des auteurs trouve que le halo interne est significativement aplati $\kappa \sim 0.6$ (Phleps *et al.* 2005, Juric *et al.* 2005, Ak *et al.* 2007a). Newberg & Yanny (2005) ont analysé les données de la version 3 du SDSS. Ces auteurs ont montré que les comptages des étoiles du halo ne sont pas symétriques suivant les plans $l = 0^\circ$ et $l = 180^\circ$. Le maximum des comptages dépend de la magnitude et de la sélection en couleur. Ils interprètent cela comme la preuve que le halo est triaxial avec le grand axe à 65° de la ligne joignant le soleil au centre galactique.

En plus d'une structure lisse, le halo est strié de nombreux courants. Majewski *et al.* (2003) ont mis évidence les traînées d'étoiles que crée une galaxie satellite, en l'occurrence la galaxie du Sagittaire (Ibata *et al.* 1995). Grâce aux données du SDSS, d'autres courants et surdensités, ont été révélés dans le halo comme par exemple une surdensité dans la région de la constellation de la Vierge (Juric *et al.* 2005).

3.2 CARACTÉRISTIQUES CINÉMATIQUES

Selon Chiba & Beers (2000), les étoiles dont la métallicité est supérieure à $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7$ présentent une vitesse de rotation importante, ce d'autant plus que leur métallicité est grande. Il est possible que ces étoiles n'appartiennent pas toutes au halo mais qu'une partie d'entre elles soient des étoiles du disque épais de faible métallicité. En revanche, les étoiles dont la métallicité est inférieure à $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.7$ présentent une vitesse de rotation très lente ($V_{rot} < 40 \text{ km s}^{-1}$), voire pas de rotation du tout. La rotation du halo décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du disque de la galaxie. Les dispersions de vitesse des étoiles du halo sont grandes $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (141 \pm 11, 106 \pm 9, 94 \pm 8)$ en km s^{-1} pour Chiba & Beers (2000) ou $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (151 \pm 14, 116 \pm 11, 96 \pm 11)$ pour Vallenari *et al.* (2006).

3.3 CARACTÉRISTIQUES CHIMIQUES

La métallicité du halo va de $[Fe/H]$ -5 à -1 dex. Les étoiles du halo dont la métallicité est la plus grande rejoignent la queue de la distribution en métallicité du disque mince. Les étoiles du halo sont enrichies en éléments α , ce qui est le signe d'un épisode de formation stellaire court (Wallerstein *et al.* 1997).

4 Scénarios de formation de la galaxie

Eggen *et al.* (1962) sont les premiers à avoir proposé un modèle global de formation de la galaxie. Les auteurs sont partis du constat que les étoiles de faible métallicité ont des orbites très excentriques et un faible moment angulaire (fig. I.7).

Selon ce modèle, le matériel intergalactique (gaz primordial) commence à s'effondrer en direction du centre de la galaxie. Pendant cet effondrement, des condensations se forment qui donneront plus tard les amas globulaires et les étoiles du halo. Ce halo ainsi formé est en rotation soit parce que le nuage protogalactique était déjà en rotation, soit parce qu'il a acquis un moment angulaire dû au couple qu'exercent les condensations. En seulement quelque centaines de millions d'années, cette rotation va empêcher la matière de tomber directement vers le centre de galaxie. L'effondrement se poursuivra désormais en direction du plan perpendiculaire à l'axe de rotation. La matière qui s'agrège ainsi va former le disque mince. La densité de matière du disque va augmenter ce qui va accélérer le taux de formation des étoiles. La mort des premières générations d'étoiles va enrichir le gaz en éléments produits en leurs seins. Il en résulte que les générations suivantes formées à partir de ce milieu vont progressivement s'enrichir en métaux.

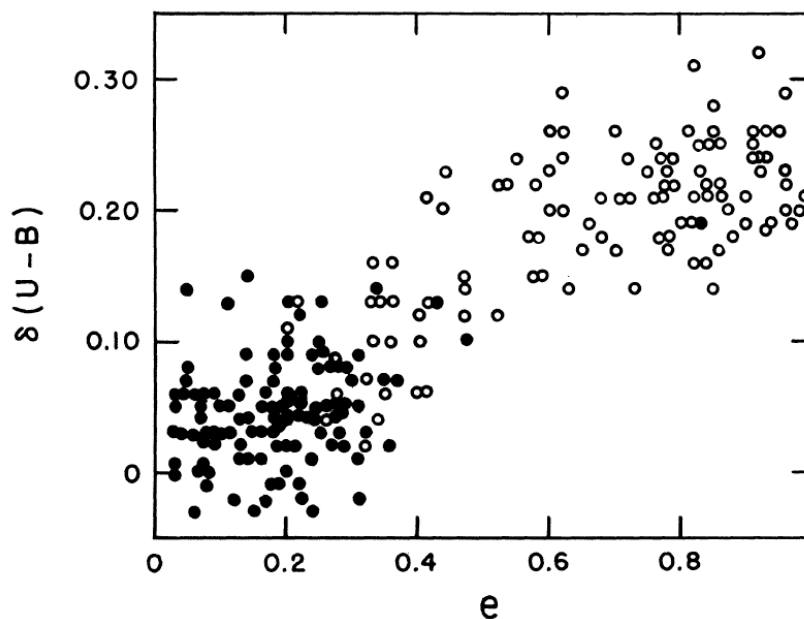


FIG. I.7 – Corrélation entre l'excès en ultra-violet $\delta(U - B)$ (traceur de la métallicité) et l'excentricité de l'orbite des étoiles. (fig. n° 4 de Eggen *et al.* (1962))

Searle & Zinn (1978) ont mis en évidence qu'il n'y a pas de gradient radial de métallicité dans les amas globulaires du halo, ce qui semble confirmer que l'effondrement qui a formé la galaxie a été rapide. Cependant, les mêmes auteurs ont trouvé que les amas du halo externe (éloignés de plus de 8kpc de la galaxie) présentent un large éventail d'âge. Ils ont donc proposé que le

halo ait continué de former des amas d'étoiles voire des galaxies naines à partir de fragments du nuage protogalactique, après l'effondrement initial qui a formé les régions centrales de la galaxie. Parmi ces structures formées plus tardivement dans le halo certaines ont pu être accrétées par le disque. De plus, ces fragments ont pu connaître des épisodes de formation d'étoiles et donc d'évolution de la métallicité avant leur accrétion dans le disque. Cette vision de la formation de la galaxie rappelle la théorie de formation hiérarchique des galaxies (Press & Schechter 1974, White & Rees 1978), dans laquelle les galaxies se forment à partir de l'accrétion de plein de plus petites structures (galaxies satellites et amas d'étoiles) (Navarro *et al.* 1997, Springel & Hernquist 2005).

La découverte du disque épais dans la galaxie par Gilmore & Reid (1983) a obligé à introduire un épisode supplémentaire dans l'histoire de la formation de la galaxie. Trois grandes classes de modèle de formation du disque épais ont été envisagées le chauffage d'un disque mince initial, la création d'un disque épais précédant la création du disque mince et l'apport extérieur d'étoiles qui vont former le disque épais.

4.1 CHAUFFAGE DU DISQUE MINCE INITIAL

Dans cette première version de la formation du disque, après l'effondrement initial du nuage protogalactique, la galaxie se présente sous la forme d'un disque mince. Les étoiles de ce disque mince initial vont voir leur dispersion de vitesse verticale augmenter jusqu'à atteindre celle du disque épais. On appelle ce mécanisme un chauffage dynamique. Pour créer ce chauffage plusieurs acteurs ont été postulés.

Pour commencer, on peut chercher ces agents dans le disque lui-même. Le disque est constitué d'étoiles, mais aussi de gaz sous forme de nuages moléculaires. Spitzer & Schwarzschild (1951, 1953) et Wielen (1977) ont donc envisagé que des nuages moléculaires géants pouvaient changer les orbites des étoiles du disque et ainsi augmenter leur dispersion de vitesse verticale. Cependant, le nombre de nuages moléculaires géants présents dans le disque ne semble pas suffire pour créer une dispersion de vitesse verticale de l'ordre de celle du disque épais (Binney & Lacey 1988). Le disque de la galaxie est aussi traversé par des ondes de densité que sont les bras spiraux. Sellwood & Carlberg (1984), Carlberg & Sellwood (1985) ont donc proposé que le passage de ces ondes soit responsable du chauffage du disque mince initial. Mais, cette hypothèse ne semble pas valide. En effet, dans ce cas le chauffage dynamique s'effectue principalement dans le plan de la galaxie et non suivant la direction verticale, comme il le faudrait pour expliquer la formation du disque épais. En revanche, l'action conjuguée des nuages moléculaires géants et des bras spiraux pourrait créer un effet de chauffage du disque de la galaxie dans la direction verticale (Jenkins & Binney 1990).

Le chauffage du disque mince initial pourrait aussi être dû à des éléments perturbateurs extérieurs. Par exemple, Ipser & Semenzato (1985) et Lacey & Ostriker (1985) ont développé l'idée que des trous noirs massifs ($m \sim 10^8 M_\odot$) présents dans le halo pourraient croiser le disque de la galaxie et ainsi créer une agitation suffisante dans le disque pour augmenter la dispersion de vitesse des étoiles. Ces trous noirs auraient pour origine les étoiles qui se sont formées tout au début de l'univers. Ces étoiles n'étant constituées que d'hydrogène et d'hélium, elles auraient pu atteindre des masses très importantes et en mourant donner des trous noirs supermassifs. Une autre option pourrait être l'intervention de galaxies naines comme postulées par Searle & Zinn (1978). Quinn *et al.* (1993) ont donc étudié l'influence de la fusion d'une galaxie satellite sur le disque d'une galaxie spirale. Les auteurs concluent que la galaxie pourrait développer ainsi un disque épais à partir d'un disque mince initial. En effet, les étoiles du disque mince initial se retrouvent chauffées dynamiquement par la fusion de la galaxie satellite et donnent naissance instantanément à un disque épais d'étoiles. Contrairement à tous les scénarios que nous avons évoqués jusque là où le disque épais se formait progressivement par un processus de chauffage lent et continu, ce phénomène violent va aussi disloquer le gaz présent dans le disque mince primitif. Ce gaz ainsi que le gaz de la galaxie satellite est supposé retomber au niveau du disque mince et former les étoiles du disque mince actuel. Enfin, une dernière possibilité découle d'un résultat de l'analyse des simulations cosmologiques de l'assemblage des halos de matière noire (Moore *et al.* 1999). Il existerait des morceaux de matière noire d'une masse de $M_{DM} \sim 5 \cdot 10^8 M_\odot$. Fuchs *et al.* (2001) ont proposé que ceux-ci pourraient créer un chauffage du disque mince initial. Hayashi & Chiba

(2006) ont mené une étude très complète sur le sujet. Ils montraient que ce processus de chauffage du disque n'est plus valable à l'époque actuelle. Mais dans le passé quand le disque de la galaxie était moins important, il a tout à fait pu chauffer le disque mince initial et ainsi créer un disque épais très similaire à celui de la galaxie.

Enfin, Kroupa (2002) propose que le gaz présent dans le disque initial ait produit des amas d'étoiles de grandes masses lors d'un épisode de formation stellaire important. Les étoiles de ces amas de grandes masses pourraient atteindre des dispersions de vitesse comparables à celle du disque épais.

4.2 CRÉATION DU DISQUE ÉPAIS AVANT LE DISQUE MINCE

Deuxième classe de modèle de création de disque épais, les scénarios où se forme un disque épais, puis un disque mince. Cette classe comprend principalement deux scénarios.

Le premier qui reprend les grandes lignes du modèle de Eggen *et al.* (1962) est proposé par Sandage (1990). Dans ce modèle, la galaxie se forme par un effondrement radial rapide du nuage protogalactique qui va former un protobulbe et le halo de la galaxie. Puis l'effondrement va changer de direction, en raison de l'augmentation de la vitesse de rotation du halo. Le gaz va s'assembler sous la forme d'un disque dans lequel la densité augmente. Ce disque de gaz est trop chaud pour former des étoiles dans sa partie interne (disque mince), mais commence à former des étoiles à une certaine hauteur au-dessus du plan. Par la suite le refroidissement du gaz va permettre la formation du disque mince. Ce modèle se rapproche beaucoup du résultat obtenu par des simulations de formation de galaxies spirales de Samland & Gerhard (2003) qui utilisent un code, qualifié de chimico-dynamique, qui tient compte à la fois de la dynamique et de l'évolution chimique des étoiles et du milieu interstellaire. En particulier, Samland (2004) a simulé une galaxie qui ressemble beaucoup à la Voie Lactée. Cette simulation montre que le disque initial est un disque épais dans lequel se déroule la formation d'étoiles. La formation du disque mince ne se déroulerait que plus tard et de l'intérieur vers l'extérieur du disque.

La deuxième scénario fait appel à la fusion de protogalaxies riches en gaz. Brook *et al.* (2004, 2005) ont utilisé le code chimico-dynamique GCD+ créé par Kawata & Gibson (2003) pour simuler la formation de galaxies spirales qui présentent un disque ressemblant à celui de la Voie Lactée. Dans ces simulations, le disque de la galaxie se forme par la fusion de protogalaxies dont la masse sous forme de gaz est bien supérieure à celle sous forme stellaire. Ce disque présente une épaisseur, ainsi qu'une composition chimique (métallicité et abondance en éléments- α) qui fait penser à celle du disque épais. Par la suite, un disque plus fin se formerait qui correspondrait au disque mince. Cependant, ces simulations ne correspondent pas tout à fait à la Voie Lactée. En effet, le disque épais a un âge estimé de dix milliards d'années et donc est plus ancien que le disque épais de ces simulations. Selon les auteurs, ceci ne serait dû qu'à la période à laquelle le démarrage du processus de formation de la galaxie commence. S'ils avaient simulé une galaxie qui aurait commencé à se former plus tôt, l'écart d'âge du disque épais disparaîtrait. Une autre différence entre le disque épais de la galaxie et le disque épais des galaxies simulées est l'échelle de longueur. Dans le cas de la Voie Lactée, l'échelle de longueur du disque épais est plus longue que celle du disque mince, alors qu'il apparaît le contraire dans les simulations. Ce problème a été résolu par la simulation de la fusion de deux protogalaxies riches en gaz de Brook *et al.* (2007) qui ont simulé une galaxie pour laquelle les échelles de longueur des disques correspondent à celles de la galaxie.

4.3 APPORTS EXTÉRIEURS

Enfin un troisième type de scénarios est proposé par Abadi *et al.* (2003a,b) dans lequel le disque épais est formé d'étoiles de galaxies satellites qui se sont agrégées au disque de la galaxie. Là aussi, les auteurs se sont servis d'un code chimico-dynamique, le code GRAPESPH élaboré par Steinmetz (1996) auquel a été ajouté le traitement des effets de chauffage par photoionisation dû au rayonnement de fond UV (Navarro & Steinmetz 1997, Steinmetz & Navarro 1999). Abadi *et al.* (2003a,b) ont produit une simulation de la formation d'une galaxie comparable à la Voie Lactée. Dans cette simulation, des blocs de gaz commencent à former des étoiles très tôt dans l'histoire

de la galaxie. Ces blocs vont progressivement s'agréger pour former un ensemble massif qui sera à l'origine de la galaxie. Après la galaxie va évoluer en formant des étoiles dans le disque mince par l'accrétion de gaz froid. En analysant les différentes composantes stellaires de cette galaxie simulée, les auteurs concluent que plus de soixante pour cent des étoiles du disque épais de cette galaxie simulée, voire même plus si on ne considère que les étoiles les plus vieilles, proviennent d'étoiles de galaxies satellites qui ont été accrétées par la galaxie.

4.4 CONTRAINTES SUR LES SCÉNARIOS

L'ensemble des caractéristiques des différentes composantes apporte des contraintes sur les scénarios de formation de la galaxie. L'analyse du halo a été à la base des premiers modèles. Il donne un aperçu des conditions initiales de la formation de la galaxie. Le bulbe quant à lui est une structure complexe comprenant certainement plusieurs populations qui se sont formées à différentes époques. Le disque est certainement la meilleure composante en termes de traceur de la formation de la galaxie. On peut retracer son histoire grâce à sa structure qui mérite d'être mieux définie et sa cinématique qui peut apporter des contraintes nouvelles sur la formation de la galaxie. Dans le chapitre suivant, les différents échantillons nécessaires à l'analyse de la structure et de la composition cinématique du disque seront passés en revue.



Références

- ABADI, M. G., NAVARRO, J. F., STEINMETZ, M. & EKE, V. R., 2003a; *Simulations of Galaxy Formation in a Λ Cold Dark Matter Universe. I. Dynamical and Photometric Properties of a Simulated Disk Galaxy*. ApJ, **591**, 499
- , 2003b; *Simulations of Galaxy Formation in a Λ Cold Dark Matter Universe. II. The Fine Structure of Simulated Galactic Disks*. ApJ, **597**, 21
- AK, S., BILIR, S., KARAALI, S. & BUSER, R., 2007a; *Estimation of galactic model parameters with the Sloan Digital Sky Survey and the metallicity distribution in two fields in the anti-centre direction of the Galaxy*. Astronomische Nachrichten, **328**, 169
- AK, S., BILIR, S., KARAALI, S., BUSER, R. & CABRERA-LAVERS, A., 2007b; *The metallicity distributions in high-latitudes with SDSS*. New Astronomy, **12**, 605
- ALARD, C., 2001; *Another bar in the Bulge*. A&A, **379**, L44
- ALCOBÉ, S. & CUBARSI, R., 2005; *Disk populations from HIPPARCOS kinematic data. Discontinuities in the local velocity distribution*. A&A, **442**, 929
- ALLENDE PRIETO, C., BEERS, T. C., WILHELM, R., NEWBERG, H. J., ROCKOSI, C. M., YANNY, B. & LEE, Y. S., 2006; *A Spectroscopic Study of the Ancient Milky Way : F- and G-Type Stars in the Third Data Release of the Sloan Digital Sky Survey*. ApJ, **636**, 804
- ARIFYANTO, M. I., FUCHS, B., JAHREISS, H. & WIELEN, R., 2005; *Kinematics of nearby subdwarf stars*. A&A, **433**, 911
- BAADE, W. & GAPOSCHKIN, C. H. P., 1963; *Evolution of stars and galaxies*. Cambridge, Harvard University Press, 1963.p.277
- BABUSIAUX, C. & GILMORE, G., 2005; *The structure of the Galactic bar*. MNRAS, **358**, 1309
- BAHCALL, J. N., 1986; *Star counts and galactic structure*. ARA&A, **24**, 577
- BALICK, B. & BROWN, R. L., 1974; *Intense subarcsecond structure in the galactic center*. ApJ, **194**, 265
- BEAULIEU, S. F., FREEMAN, K. C., KALNAJS, A. J., SAHA, P. & ZHAO, H., 2000; *Dynamics of the Galactic Bulge Using Planetary Nebulae*. AJ, **120**, 855
- BEERS, T. C., DRILLING, J. S., ROSSI, S., CHIBA, M., RHEE, J., FÜHRMEISTER, B., NORRIS, J. E. & VON HIPPEL, T., 2002; *Metal Abundances and Kinematics of Bright Metal-poor Giants Selected from the LSE Survey : Implications for the Metal-weak Thick Disk*. AJ, **124**, 931
- 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. & UZPEN, B., 2005; *First GLIMPSE Results on the Stellar Structure of the Galaxy*. ApJ, **630**, L149
- BENSBY, T., FELTZING, S. & LUNDSTRÖM, I., 2004; *Oxygen trends in the Galactic thin and thick disks*. A&A, **415**, 155
- BENSBY, T., FELTZING, S., LUNDSTRÖM, I. & ILYIN, I., 2005; *α -, r-, and s-process element trends in the Galactic thin and thick disks*. A&A, **433**, 185
- BIENAYMÉ, O., 1999; *The local stellar velocity distribution of the Galaxy. Galactic structure and potential*. A&A, **341**, 86
- BIENAYMÉ, O. & SÉCHAUD, N., 1997; *Stellar kinematics in the solar neighbourhood and the disc scale lengths of the Galaxy*. A&A, **323**, 781
- BILIR, S., KARAALI, S. & GILMORE, G., 2006; *Investigation of the ELAIS field by Vega photometry : absolute magnitude-dependent Galactic model parameters*. MNRAS, **366**, 1295
- BILIR, S., KARAALI, S. & TUNÇEL, S., 2005; *Absolute magnitudes for late-type dwarf stars for Sloan photometry*. Astronomische Nachrichten, **326**, 321
- BINNEY, J., GERHARD, O. & SPERGEL, D., 1997; *The photometric structure of the inner Galaxy*. MNRAS, **288**, 365
- BINNEY, J. & LACEY, C., 1988; *The diffusion of stars through phase space*. MNRAS, **230**, 597
- BISSANTZ, N. & GERHARD, O., 2002; *Spiral arms, bar shape and bulge microlensing in the Milky Way*. MNRAS, **330**, 591
- BLAAUW, A., 1995; *Stellar Evolution and the Population Concept after 1950; The Vatican Conference*. Dans *Stellar Populations*, P. C. van der Kruit & G. Gilmore, réds., tm. 164 de IAU Symposium
- BLITZ, L. & SPERGEL, D. N., 1991; *Direct evidence for a bar at the Galactic center*. ApJ, **379**, 631
- BREWER, M.-M. & CARNEY, B. W., 2006; *A Comparison of the Chemical Evolutionary Histories of the Galactic Thin Disk and Thick Disk Stellar Populations*. AJ, **131**, 431
- BROOK, C., RICHARD, S., KAWATA, D., MARTEL, H. & GIBSON, B. K., 2007; *Two Disk Components from a Gas-Rich Disk-Disk Merger*. ApJ, **658**, 60

- BROOK, C. B., GIBSON, B. K., MARTEL, H. & KAWATA, D., 2005; *The Emergence of the Thick Disk in a CDM Universe. II. Colors and Abundance Patterns*. ApJ, **630**, 298
- BROOK, C. B., KAWATA, D., GIBSON, B. K. & FREEMAN, K. C., 2004; *The Emergence of the Thick Disk in a Cold Dark Matter Universe*. ApJ, **612**, 894
- BURSTEIN, D., 1979; *Structure and origin of S0 galaxies. III - The luminosity distribution perpendicular to the plane of the disks in S0's*. ApJ, **234**, 829
- BUSER, R., RONG, J. & KARAALI, S., 1999; *The new Basel high-latitude field star survey of the Galaxy. II. The thick disk component : density structure, luminosity function, and metallicity distribution*. A&A, **348**, 98
- CABRERA-LAVERS, A., BILIR, S., AK, S., YAZ, E. & LÓPEZ-CORREDOIRA, M., 2007a; *Estimation of Galactic model parameters in high latitudes with 2MASS*. A&A, **464**, 565
- CABRERA-LAVERS, A., GARZÓN, F. & HAMMERSLEY, P. L., 2005; *The thick disc component of the Galaxy from near infrared colour-magnitude diagrams*. A&A, **433**, 173
- CABRERA-LAVERS, A., HAMMERSLEY, P. L., GONZÁLEZ-FERNÁNDEZ, C., LÓPEZ-CORREDOIRA, M., GARZÓN, F. & MAHONEY, T. J., 2007b; *Tracing the long bar with red-clump giants*. A&A, **465**, 825
- CARLBERG, R. G. & SELLWOOD, J. A., 1985; *Dynamical evolution in galactic disks*. ApJ, **292**, 79
- CHEN, B., FIGUERAS, F., TORRA, J., JORDI, C., LURI, X. & GALADÍ-ENRÍQUEZ, D., 1999; *Constraining galactic structure parameters from a new extinction model and four star count samples*. A&A, **352**, 459
- CHEN, B., STOUGHTON, C., SMITH, J. A., UOMOTO, A., PIER, J. R., YANNY, B., IVEZIĆ, Ž., YORK, D. G., ANDERSON, J. E., ANNIS, J., BRINKMANN, J., CSABAI, I., FUKUGITA, M., HINDSLEY, R., LUPTON, R., MUNN, J. A. & THE SDSS COLLABORATION, 2001; *Stellar Population Studies with the SDSS. I. The Vertical Distribution of Stars in the Milky Way*. ApJ, **553**, 184
- CHIBA, M. & 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 Nonkinematically Selected Stars*. AJ, **119**, 2843
- COHEN, R. J. & FEW, R. W., 1976; *Observations of OH in the galactic centre*. MNRAS, **176**, 495
- CUBARSI, R. & ALCOBÉ, S., 2004; *Cumulants and symmetries in a trivariate normal mixture. A qualitative study of the local velocity distribution*. A&A, **427**, 131
- DALCANTON, J. J. & BERNSTEIN, R. A., 2002; *A Structural and Dynamical Study of Late-Type, Edge-on Galaxies. II. Vertical Color Gradients and the Detection of Ubiquitous Thick Disks*. AJ, **124**, 1328
- DE SIMONE, R., WU, X. & TREMAINE, S., 2004; *The stellar velocity distribution in the solar neighbourhood*. MNRAS, **350**, 627
- DE VAUCOULEURS, G., 1948; *Recherches sur les Nebuleuses Extragalactiques*. Annales d'Astrophysique, **11**, 247
- , 1974; *Structures of Central Bulges and Nuclei of Galaxies*. Dans *The Formation and Dynamics of Galaxies*, J. R. Shakeshaft, réd., tm. 58 de IAU Symposium
- DEHNEN, W., 1998; *The Distribution of Nearby Stars in Velocity Space Inferred from HIPPARCOS Data*. AJ, **115**, 2384
- DEHNEN, W. & BINNEY, J. J., 1998; *Local stellar kinematics from HIPPARCOS data*. MNRAS, **298**, 387
- DRIMMEL, R. & SPERGEL, D. N., 2001; *Three-dimensional Structure of the Milky Way Disk : The Distribution of Stars and Dust beyond 0.35 R_⊙*. ApJ, **556**, 181
- DU, C., MA, J., WU, Z. & ZHOU, X., 2006; *Galactic structure studies from the Beijing-Arizona-Taiwan-Connecticut survey*. MNRAS, **372**, 1304
- DU, C., ZHOU, X., MA, J., BING-CHIH CHEN, A., YANG, Y., LI, J., WU, H., JIANG, Z. & CHEN, J., 2003; *Galactic structure studies with BATC star counts*. A&A, **407**, 541
- DU, C.-H., ZHOU, X., MA, J., SHI, J.-R., CHEN, A. B.-C., JIANG, Z.-J. & CHEN, J.-S., 2004; *The Metallicity Distribution of F/G Dwarfs Derived from BATC Survey Data*. AJ, **128**, 2265
- DURAND, S., ACKER, A. & ZIJLSTRA, A., 1998; *The kinematics of 867 galactic planetary nebulae*. A&AS, **132**, 13
- DWEK, E., ARENDT, R. G., HAUSER, M. G., KELLALL, T., LISSE, C. M., MOSELEY, S. H., SILVERBERG, R. F., SODROSKI, T. J. & WEILAND, J. L., 1995; *Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations*. ApJ, **445**, 716
- ECKART, A. & GENZEL, R., 1998; *First Conclusive Evidence for a Massive Black Hole in the Center of the Milky Way*. Dans *Black Holes : Theory and Observation*, F. W. Hehl, C. Kiefer & R. J. K. Metzler, réds., tm. 514 de *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag
- EDVARDSSON, B., ANDERSEN, J., GUSTAFSSON, B., LAMBERT, D. L., NISSEN, P. E. & TOMKIN, J., 1993; *The Chemical Evolution of the Galactic Disk - Part One - Analysis and Results*. A&A, **275**, 101

- EGGEN, O. J., LYNDEN-BELL, D. & SANDAGE, A. R., 1962; *Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed*. ApJ, **136**, 748
- ELMEGREEN, B. G. & ELMEGREEN, D. M., 2006; *Observations of Thick Disks in the Hubble Space Telescope Ultra Deep Field*. ApJ, **650**, 644
- FAMAËY, B., JORISSEN, A., LURI, X., MAYOR, M., UDRY, S., DEJONGHE, H. & TURON, C., 2005; *Local kinematics of K and M giants from CORAVEL/Hipparcos/Tycho-2 data. Revisiting the concept of superclusters*. A&A, **430**, 165
- FEAST, M., 2000; *The local solar motion and the scale-length of the Galactic disc*. MNRAS, **313**, 596
- FELTZING, S., 2006; *Abundance structure of the Galactic disk*. Memorie della Societa Astronomica Italiana, **77**, 1103
- FREUDENREICH, H. T., 1998; *A COBE Model of the Galactic Bar and Disk*. ApJ, **492**, 495
- FUCHS, B., DETTBARN, C., JAHREISS, H. & WIELEN, R., 2001; *The Evolution of the Milky Way Monitored in the Solar Neighbourhood*. Dans *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, S. Deiters, B. Fuchs, A. Just, R. Spurzem & R. Wielen, réds., tm. 228 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*
- FUHRMANN, K., 2004; *Nearby stars of the Galactic disk and halo. III*. Astronomische Nachrichten, **325**, 3
- FULBRIGHT, J. P., MCWILLIAM, A. & RICH, R. M., 2006; *Abundances of Baade's Window Giants from Keck HIRES Spectra. I. Stellar Parameters and [Fe/H] Values*. ApJ, **636**, 821
- , 2007; *Abundances of Baade's Window Giants from Keck HIRES Spectra. II. The Alpha and Light Odd Elements*. ApJ, **661**, 1152
- FUX, R., 1997; *3D self-consistent N-body barred models of the Milky Way. I. Stellar dynamics*. A&A, **327**, 983
- FUX, R. & MARTINET, L., 1994; *The disc scale length of the Galaxy*. A&A, **287**, L21
- GENZEL, R. & KARAS, V., 2007; *The Galactic Center*. Dans *IAU Symposium*, V. Karas & G. Matt, réds., tm. 238 de *IAU Symposium*
- GERHARD, O. E. & VIETRI, M., 1986; *The Peculiar Shape of the Inner Galactic Rotation Curve*. MNRAS, **223**, 377
- GILMORE, G., 1984; *New light on faint stars. VI - Structure and evolution of the Galactic spheroid*. MNRAS, **207**, 223
- GILMORE, G. & REID, N., 1983; *New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc*. MNRAS, **202**, 1025
- GILMORE, G., WYSE, R. F. G. & JONES, J. B., 1995; *A determination of the thick disk chemical abundance distribution : Implications for galaxy evolution*. AJ, **109**, 1095
- GILMORE, G., WYSE, R. F. G. & NORRIS, J. E., 2002; *Deciphering the Last Major Invasion of the Milky Way*. ApJ, **574**, L39
- GIRARD, T. M., KORCHAGIN, V. I., CASSETTI-DINESCU, D. I., VAN ALTENA, W. F., LÓPEZ, C. E. & MONET, D. G., 2006; *Velocity Shear of the Thick Disk from SPM3 Proper Motions at the South Galactic Pole*. AJ, **132**, 1768
- GOMEZ, A., GRENIER, S., UDRY, S. & HAYWOOD, M., 1997; *Kinematics of Disk Stars in the Solar Neighbourhood*. The First Results of Hipparcos and Tycho, 23rd meeting of the IAU, Joint Discussion 14, 25 August 1997, Kyoto, Japan, meeting abstract, **14**
- GOULD, A., BAHCALL, J. N. & FLYNN, C., 1996; *Disk M Dwarf Luminosity Function from Hubble Space Telescope Star Counts*. ApJ, **465**, 759
- , 1997; *M Dwarfs from Hubble Space Telescope Star Counts. III. The Groth Strip*. ApJ, **482**, 913
- GRATTON, R. G., CARRETTA, E., DESIDERA, S., LUCATELLO, S., MAZZEI, P. & BARBIERI, M., 2003; *Abundances for metal-poor stars with accurate parallaxes. II. alpha -elements in the halo*. A&A, **406**, 131
- GROENEWEGEN, M. A. T. & BLOMMAERT, J. A. D. L., 2005; *Mira variables in the OGLE bulge fields*. A&A, **443**, 143
- HAMMERSLEY, P. L., GARZÓN, F., MAHONEY, T. J., LÓPEZ-CORREDOIRA, M. & TORRES, M. A. P., 2000; *Detection of the old stellar component of the major Galactic bar*. MNRAS, **317**, L45
- HAYASHI, H. & CHIBA, M., 2006; *Dynamical Effects of Cold Dark Matter Subhalos on a Galactic Disk*. PASJ, **58**, 835
- HAYWOOD, M., 2001; *A revision of the solar neighbourhood metallicity distribution*. MNRAS, **325**, 1365
- IBATA, R. A., GILMORE, G. & IRWIN, M. J., 1995; *Sagittarius : the nearest dwarf galaxy*. MNRAS, **277**, 781
- IPSER, J. R. & SEMENZATO, R., 1985; *Effects of encounters between disk stars and a Galactic-halo population of heavy objects*. A&A, **149**, 408
- JENKINS, A. & BINNEY, J., 1990; *Spiral heating of galactic discs*. MNRAS, **245**, 305
- JURIC, M., IVEZIC, Z., BROOKS, A., LUPTON, R. H., SCHLEGEL, D., FINKBEINER, D., PADMANABHAN, N., BOND, N., ROCKOSI, C. M., KNAPP, G. R., GUNN, J. E., SUMI, T., SCHNEIDER, D., BARENTINE, J. C., BREWINGTON, H. J., BRINKMANN, J.,

- FUKUGITA, M., HARVANEK, M., KLEINMAN, S. J., KRZESINSKI, J., LONG, D., NEILSEN, E. H., JR., NITTA, A., SNEDDEN, S. A. & YORK, D. G., 2005; *The Milky Way Tomography with SDSS*. ArXiv Astrophysics e-prints
- KARAALI, S., 2006; *Parametrization of the Galactic structure by two exponentials*. *Astronomische Nachrichten*, **327**, 97
- KARAALI, S., BILIR, S. & HAMZAOĞLU, E., 2004; *A different approach for the estimation of Galactic model parameters*. *MNRAS*, **355**, 307
- KAWATA, D. & GIBSON, B. K., 2003; *GCD+ : a new chemodynamical approach to modelling supernovae and chemical enrichment in elliptical galaxies*. *MNRAS*, **340**, 908
- KENT, S. M., DAME, T. M. & FAZIO, G., 1991; *Galactic structure from the Spacelab infrared telescope. II - Luminosity models of the Milky Way*. *ApJ*, **378**, 131
- KOTONEVA, E., FLYNN, C., CHIAPPINI, C. & MATTEUCCI, F., 2002; *K dwarfs and the chemical evolution of the solar cylinder*. *MNRAS*, **336**, 879
- KROUPA, P., 2002; *Thickening of galactic discs through clustered star formation*. *MNRAS*, **330**, 707
- KUIJKEN, K. & RICH, R. M., 2002; *Hubble Space Telescope WFPC2 Proper Motions in Two Bulge Fields : Kinematics and Stellar Population of the Galactic Bulge*. *AJ*, **124**, 2054
- LACEY, C. G. & OSTRIKER, J. P., 1985; *Massive black holes in galactic halos ?* *ApJ*, **299**, 633
- LARSEN, J. A. & HUMPHREYS, R. M., 2003; *Fitting a Galactic Model to an All-Sky Survey*. *AJ*, **125**, 1958
- LAUNHARDT, R., ZYLKA, R. & MEZGER, P. G., 2002; *The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter*. *A&A*, **384**, 112
- LISZT, H. S. & BURTON, W. B., 1980; *The gas distribution in the central region of the Galaxy. III - A barlike model of the inner-Galaxy gas based on improved H I data*. *ApJ*, **236**, 779
- LO, K. Y., 1986; *The galactic center - Is it a massive black hole ?* *Science*, **233**, 1394
- LÓPEZ-CORREDOIRA, M., CABRERA-LAVERS, A., MAHONEY, T. J., HAMMERSLEY, P. L., GARZÓN, F. & GONZÁLEZ-FERNÁNDEZ, C., 2007; *The Long Bar in the Milky Way : Corroboration of an Old Hypothesis*. *AJ*, **133**, 154
- LOPEZ-CORREDOIRA, M., GARZON, F., HAMMERSLEY, P., MAHONEY, T. & CALBET, X., 1997; *The morphology and luminosity function of the Galactic bulge from TMGS star counts*. *MNRAS*, **292**, L15
- LÓPEZ-CORREDOIRA, M., HAMMERSLEY, P. L., GARZÓN, F., CABRERA-LAVERS, A., CASTRO-RODRÍGUEZ, N., SCHULTHEIS, M. & MAHONEY, T. J., 2001; *Searching for the in-plane Galactic bar and ring in DENIS*. *A&A*, **373**, 139
- LÓPEZ-CORREDOIRA, M., HAMMERSLEY, P. L., GARZÓN, F., SIMONNEAU, E. & MAHONEY, T. J., 2000; *Inversion of stellar statistics equation for the Galactic bulge*. *MNRAS*, **313**, 392
- MAJEWSKI, S. R., SKRUTSKIE, M. F., WEINBERG, M. D. & OSTHEIMER, J. C., 2003; *A Two Micron All Sky Survey View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. I. Morphology of the Sagittarius Core and Tidal Arms*. *ApJ*, **599**, 1082
- MATSUMOTO, T., HAYAKAWA, S., KOIZUMI, H., MURAKAMI, H., UYAMA, K., YAMAGAMI, T. & THOMAS, J. A., 1982; *Balloon observation of the central bulge of our Galaxy in near infrared radiation*. Dans *The Galactic Center*, G. R. Riegler & R. D. Blandford, réds., tm. 83 de *American Institute of Physics Conference Series*
- MENDEZ, R. A. & VAN ALTENA, W. F., 1998; *A new optical reddening model for the solar neighborhood. Galactic structure through low-latitude starcounts from the Guide Star Catalogue*. *A&A*, **330**, 910
- MOORE, B., GHIGNA, S., GOVERNATO, F., LAKE, G., QUINN, T., STADEL, J. & TOZZI, P., 1999; *Dark Matter Substructure within Galactic Halos*. *ApJ*, **524**, L19
- MORRIS, M. & SERABYN, E., 1996; *The Galactic Center Environment*. *ARA&A*, **34**, 645
- MORRISON, H. L., 1993; *The local density of halo giants*. *AJ*, **106**, 578
- MOULD, J., 2005; *Red Thick Disks of Nearby Galaxies*. *AJ*, **129**, 698
- MULDER, W. A. & LIEM, B. T., 1986; *Construction of a global gas-dynamical model for our galaxy*. *A&A*, **157**, 148
- NAVARRO, J. F., FRENK, C. S. & WHITE, S. D. M., 1997; *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*. *ApJ*, **490**, 493
- NAVARRO, J. F. & STEINMETZ, M., 1997; *The Effects of a Photoionizing Ultraviolet Background on the Formation of Disk Galaxies*. *ApJ*, **478**, 13
- NEWBERG, H. J. & YANNY, B., 2005; *The Halo of the Milky Way*. Dans *Astrometry in the Age of the Next Generation of Large Telescopes*, P. K. Seidelmann & A. K. B. Monet, réds., tm. 338 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*
- NG, Y. K., BERTELLI, G., CHIOSI, C. & BRESSAN, A., 1997; *Probing the Galaxy. I. The galactic structure towards the galactic pole*. *A&A*, **324**, 65

- NISHIYAMA, S., NAGATA, T., BABA, D., HABA, Y., KADOWAKI, R., KATO, D., KURITA, M., NAGASHIMA, C., NAGAYAMA, T., MURAI, Y., NAKAJIMA, Y., TAMURA, M., NAKAYA, H., SUGITANI, K., NAOI, T., MATSUNAGA, N., TANABÉ, T., KUSAKABE, N. & SATO, S., 2005; *A Distinct Structure inside the Galactic Bar*. *ApJ*, **621**, L105
- NISHIYAMA, S., NAGATA, T., SATO, S., KATO, D., NAGAYAMA, T., KUSAKABE, N., MATSUNAGA, N., NAOI, T., SUGITANI, K. & TAMURA, M., 2006; *The Distance to the Galactic Center Derived from Infrared Photometry of Bulge Red Clump Stars*. *ApJ*, **647**, 1093
- O'CONNELL, D. J. K., 1958; *Stellar populations*. *Ricerca Astronomica*, **5**
- OJHA, D. K., 2001; *Radial scalelengths of the galactic thin and thick disc with 2MASS data*. *MNRAS*, **322**, 426
- OJHA, D. K., BIENAYMÉ, O., ROBIN, A. C., CRÉZÉ, M. & MOHAN, V., 1996; *Structure and kinematical properties of the Galaxy at intermediate galactic latitudes*. *A&A*, **311**, 456
- OJHA, D. K., BIENAYMÉ, O., ROBIN, A. C. & MOHAN, V., 1994; *A new UBV and proper motion survey in the anticentre direction at intermediate galactic latitude : Kinematics of the Galaxy's stellar populations*. *A&A*, **284**, 810
- ORTOLANI, S., RENZINI, A., GILMOZZI, R., MARCONI, G., BARBUY, B., BICA, E. & RICH, R. M., 1995; *Near Coeval Formation of the Galactic Bulge and Halo Inferred from Globular Cluster Ages*. *Nature*, **377**, 701
- PARENAGO, P. P., 1950; ... *AZh*, **27**, 150
- PETERS, III, W. L., 1975; *Models for the inner regions of the Galaxy. I*. *ApJ*, **195**, 617
- PHLEPS, S., DREPPER, S., MEISENHEIMER, K. & FUCHS, B., 2005; *Galactic structure from the Calar Alto Deep Imaging Survey (CADIS)*. *A&A*, **443**, 929
- PHLEPS, S., MEISENHEIMER, K., FUCHS, B. & WOLF, C., 2000; *CADIS deep star counts : Galactic structure and the stellar luminosity function*. *A&A*, **356**, 108
- PICAUD, S. & ROBIN, A. C., 2004; *3D outer bulge structure from near infrared star counts*. *A&A*, **428**, 891
- PLAUT, L., 1970; *Variable Stars in a Field Centred at $l = 00^{\circ} b_U = -100$ (Field 3 of the Palomar Groningen Variable Star Survey $\sim 1950 18^h 24^m 04^s$, $6 1950 = -330 58' 6$)*. *A&A*, **8**, 341
- , 1971; *Variable stars in a field centred at $l^{\text{II}} = 0^{\circ}$, $b^{\text{II}} = -10^{\circ}$ (field 3 of the Palomar-Groningen variable-star survey)*. *A&AS*, **4**, 75
- PORCEL, C., GARZON, F., JIMENEZ-VICENTE, J. & BATTANER, E., 1998; *The radial scale length of the Milky Way*. *A&A*, **330**, 136
- PRESS, W. H. & SCHECHTER, P., 1974; *Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation*. *ApJ*, **187**, 425
- QUILLEN, A. C. & MINCHEV, I., 2005; *The Effect of Spiral Structure on the Stellar Velocity Distribution in the Solar Neighborhood*. *AJ*, **130**, 576
- QUINN, P. J., HERNQUIST, L. & FULLAGAR, D. P., 1993; *Heating of galactic disks by mergers*. *ApJ*, **403**, 74
- RATTENBURY, N. J., MAO, S., DEBATTISTA, V. P., SUMI, T., GERHARD, O. & DE LORENZI, F., 2007; *Proper motion dispersions of red clump giants in the galactic bulge : observations and model comparisons*. *MNRAS*, **378**, 1165
- REDDY, B. E., LAMBERT, D. L. & ALLENDE PRIETO, C., 2006; *Elemental abundance survey of the Galactic thick disc*. *MNRAS*, **367**, 1329
- REID, N. & MAJEWSKI, S. R., 1993; *Star counts redi-vivus. I - A new look at the galaxy at faint magnitudes*. *ApJ*, **409**, 635
- REYLÉ, C. & ROBIN, A. C., 2001; *Early galaxy evolution from deep wide field star counts. II. First estimate of the thick disc mass function*. *A&A*, **373**, 886
- RICH, R. M. & ORIGLIA, L., 2005; *The First Detailed Abundances for M Giants in Baade's Window from Infrared Spectroscopy*. *ApJ*, **634**, 1293
- RICH, R. M., ORIGLIA, L. & VALENTI, E., 2007a; *The First Detailed Abundances for M Giants in the Inner Bulge from Infrared Spectroscopy*. *ApJ*, **665**, L119
- RICH, R. M., REITZEL, D. B., HOWARD, C. D. & ZHAO, H., 2007b; *The Bulge Radial Velocity Assay : Techniques and a Rotation Curve*. *ApJ*, **658**, L29
- ROBIN, A. C., CRÉZÉ, M. & MOHAN, V., 1992; *The radial structure of the galactic disc*. *A&A*, **265**, 32
- ROBIN, A. C., HAYWOOD, M., CRÉZÉ, M., OJHA, D. K. & BIENAYMÉ, O., 1996; *The thick disc of the Galaxy : sequel of a merging event*. *A&A*, **305**, 125
- ROBIN, A. C., REYLÉ, C., DERRIÈRE, S. & PICAUD, S., 2003; *A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way*. *A&A*, **409**, 523
- ROCHA-PINTO, H. J. & MACIEL, W. J., 1996; *The metallicity distribution of G dwarfs in the solar neighbourhood*. *MNRAS*, **279**, 447
- , 1998; *Consistency of the metallicity distributions of nearby F, G and K dwarfs*. *A&A*, **339**, 791

- RUPHY, S., ROBIN, A. C., EPCHEIN, N., COPET, E., BERTIN, E., FOUQUE, P. & GUGLIELMO, F., 1996; *New determination of the disc scale length and the radial cutoff in the anticenter with DENIS data.* A&A, **313**, L21
- SAMLAND, M., 2004; *A Model for the Formation of the Milky Way.* Publications of the Astronomical Society of Australia, **21**, 175
- SAMLAND, M. & GERHARD, O. E., 2003; *The formation of a disk galaxy within a growing dark halo.* A&A, **399**, 961
- SANDAGE, A., 1990; *On the formation and age of the Galaxy.* JRASC, **84**, 70
- SCHULTHEIS, M., GANESH, S., SIMON, G., OMONT, A., ALARD, C., BORSENBARGER, J., COPET, E., EPCHEIN, N., FOUQUÉ, P. & HABING, H., 1999; *Interstellar extinction towards the inner Galactic Bulge.* A&A, **349**, L69
- SEARLE, L. & ZINN, R., 1978; *Compositions of halo clusters and the formation of the galactic halo.* ApJ, **225**, 357
- SELLWOOD, J. A., 1993; *A Bar Model for the Galactic Bulge.* Dans *Back to the Galaxy*, S. S. Holt & F. Verter, réds., tm. 278 de *American Institute of Physics Conference Series*
- SELLWOOD, J. A. & CARLBERG, R. G., 1984; *Spiral instabilities provoked by accretion and star formation.* ApJ, **282**, 61
- SERABYN, E. & MORRIS, M., 1996; *Sustained star formation in the central stellar cluster of the Milky Way.* Nature, **382**, 602
- SEVENSTER, M., SAHA, P., VALLS-GABAUD, D. & FUX, R., 1999; *New constraints on a triaxial model of the Galaxy.* MNRAS, **307**, 584
- SIEGEL, M. H., MAJEWSKI, S. R., REID, I. N. & THOMPSON, I. B., 2002; *Star Counts Redivivus. IV. Density Laws through Photometric Parallaxes.* ApJ, **578**, 151
- SOUBIRAN, C., BIENAYMÉ, O. & SIEBERT, A., 2003; *Vertical distribution of Galactic disk stars. I. Kinematics and metallicity.* A&A, **398**, 141
- SOUBIRAN, C. & GIRARD, P., 2005; *Abundance trends in kinematical groups of the Milky Way's disk.* A&A, **438**, 139
- SPAGNA, A., LATTANZI, M. G., LASKER, B. M., MCLEAN, B. J., MASSONE, G. & LANTERI, L., 1996; *Galactic structure along the main meridional section of the Galaxy. I. The North Galactic Pole (N321) field.* A&A, **311**, 758
- SPERGEL, D. N., MALHOTRA, S. & BLITZ, L., 1996; *Towards a Three-Dimensional Model of the Galaxy.* Dans *Spiral Galaxies in the Near-IR, Proceedings of the ESO/MPA Workshop Held at Garching, Germany, 7-9 June 1995* edited by Dante Minniti and Hans-Walter Rix. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also *ESO Astrophysics Symposia (European Southern Observatory)*, 1996., p.128, D. Minniti & H.-W. Rix, réds.
- SPITZER, L. J. & SCHWARZSCHILD, M., 1951; *The Possible Influence of Interstellar Clouds on Stellar Velocities.* ApJ, **114**, 385
- , 1953; *The Possible Influence of Interstellar Clouds on Stellar Velocities. II.* ApJ, **118**, 106
- SPRINGEL, V. & HERNQUIST, L., 2005; *Formation of a Spiral Galaxy in a Major Merger.* ApJ, **622**, L9
- STANEK, K. Z., 1996; *Extinction Map of Baade's Window.* ApJ, **460**, L37+
- STEINMETZ, M., 1996; *GRAPESPH : cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations with the special-purpose hardware GRAPE.* MNRAS, **278**, 1005
- STEINMETZ, M. & NAVARRO, J. F., 1999; *The Cosmological Origin of the Tully-Fisher Relation.* ApJ, **513**, 555
- SUMI, T., WU, X., UDALSKI, A., SZYMAŃSKI, M., KUBIAK, M., PIETRZYŃSKI, G., SOSZYŃSKI, I., WOŹNIAK, P., ŻEBRUŃ, K., SZEWCZYK, O. & WYRZYKOWSKI, Ł., 2004; *The Optical Gravitational Lensing Experiment : catalogue of stellar proper motions in the OGLE-II Galactic bulge fields.* MNRAS, **348**, 1439
- TAYLOR, B. J. & CROXALL, K., 2005; *The widths and peak metallicities of thin-disc metallicity distributions for solar neighbourhood dwarfs and giants.* MNRAS, **357**, 967
- VALLENARI, A., PASETTO, S., BERTELLI, G., CHIOSI, C., SPAGNA, A. & LATTANZI, M., 2006; *Kinematics and stellar content of the Milky Way populations toward the North Galactic Pole.* A&A, **451**, 125
- VAN DEN BERGH, S. & HERBST, E., 1974; *Photometry of stars in the nuclear bulge of the Galaxy through a low absorption window at $l=0^{\circ}$, $b=-8^{\circ}$.* AJ, **79**, 603
- VAN DER KRUIT, P. C. & SEARLE, L., 1981; *Surface photometry of edge-on spiral galaxies. I - A model for the three-dimensional distribution of light in galactic disks.* A&A, **95**, 105
- VAN DER KRUIT, P. C. & SHOSTAK, G. S., 1982; *Studies of nearly face-on spiral galaxies. I - The velocity dispersion of the H I gas in NGC 3938.* A&A, **105**, 351

- WALLERSTEIN, G., IBEN, I. J., PARKER, P., BOESGAARD, A. M., HALE, G. M., CHAMPAGNE, A. E., BARNES, C. A., KÄPPELER, F., SMITH, V. V., HOFFMAN, R. D., TIMMES, F. X., SNEDEN, C., BOYD, R. N., MEYER, B. S. & LAMBERT, D. L., 1997; *Synthesis of the elements in stars : forty years of progress*. *Reviews of Modern Physics*, **69**, 995
- WEILAND, J. L., ARENDT, R. G., BERRIMAN, G. B., DWEK, E., FREUDENREICH, H. T., HAUSER, M. G., KELSALL, T., LISSE, C. M., MITRA, M., MOSELEY, S. H., ODEGARD, N. P., SILVERBERG, R. F., SODROSKI, T. J., SPIESMAN, W. J. & STEWEL, S. W., 1994; *COBE diffuse infrared background experiment observations of the galactic bulge*. *ApJ*, **425**, L81
- WHITE, S. D. M. & REES, M. J., 1978; *Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering*. *MNRAS*, **183**, 341
- WIELEN, R., 1977; *The diffusion of stellar orbits derived from the observed age-dependence of the velocity dispersion*. *A&A*, **60**, 263
- YOUNG, P. J., 1976; *Tables of functions for a spherical galaxy obeying the 7-1/1 law in projection*. *AJ*, **81**, 807
- ZHAO, H., 2000; *Deprojection of light distributions of nearby systems : perspective effect and non-uniqueness*. *MNRAS*, **316**, 418
- ZHAO, H. S., 1996; *A steady-state dynamical model for the COBE-detected Galactic bar*. *MNRAS*, **283**, 149
- ZOCCALI, M., LECUREUR, A., BARBUY, B., HILL, V., RENZINI, A., MINNITI, D., MOMANY, Y., GÓMEZ, A. & ORTOLANI, S., 2006; *Oxygen abundances in the Galactic bulge : evidence for fast chemical enrichment*. *A&A*, **457**, L1
- ZOCCALI, M., RENZINI, A., ORTOLANI, S., GREGGIO, L., SAVIANE, I., CASSISI, S., REJKUBA, M., BARBUY, B., RICH, R. M. & BICA, E., 2003; *Age and metallicity distribution of the Galactic bulge from extensive optical and near-IR stellar photometry*. *A&A*, **399**, 931

Les échantillons

Pour étudier la cinématique des étoiles du disque galactique, nous avons analysé les histogrammes de comptage, de mouvements propres et de vitesses radiales. Pour les créer, nous avons sélectionné trois échantillons qui ont la propriété de ne contenir que des étoiles dont l'indice de couleur J-K est compris entre 0.5 et 0.7.

Le premier échantillon est constitué des étoiles situées dans un disque de 8 degrés de rayon autour des pôles galactiques nord et sud et ayant une magnitude m_K comprise entre 5 et 15.4. Les magnitudes dans le filtre K m_K de ces étoiles (extraite du catalogue Two-Micron All-Sky Survey (2MASS) Cutri *et al.* (2003)) ont permis de réaliser les histogrammes de comptage.

Le deuxième échantillon comprend des étoiles autour des pôles galactiques dans un disque de 16 degrés de rayon et ayant une magnitude m_K comprise entre 6 et 14. Leurs mouvements propres (extrait de L' USNO CCD Astrograph Catalog (UCAC2) Zacharias *et al.* (2004)) ont servi à créer les histogrammes de mouvements propres.

Pour le troisième échantillon, nous avons sélectionné 543 étoiles du catalogue RAdial Velocity Experiment (RAVE) Steinmetz *et al.* (2006), ayant une magnitude m_K de 8.5 à 11.5 dans un disque de rayon 15 degrés autour du pôle sud galactique. Nous l'avons complété avec 392 étoiles sélectionnées dans le catalogue TYCHO-II (Høg *et al.* 2000), sur une zone de 720 degrés carrés autour du pôle nord galactique et ayant un indice de couleur B-V entre 0.9 et 1.1. Ces étoiles ont des magnitudes plus brillantes que $m_K=8.5$. Elles ont été observées avec le spectrographe ELODIE et ont servi initialement à tester le potentiel galactique vertical (Soubiran *et al.* 2003, Siebert *et al.* 2003, Bienaymé *et al.* 2006). Les vitesses radiales du catalogue RAVE et des étoiles ELODIE ont abouti à la construction des histogrammes de vitesses radiales.

Dans le paragraphe 1, nous allons présenter les raisons qui ont amené au choix du filtre d'observation, de la position des champs d'observation et de la couleur des étoiles. Nous verrons ensuite dans le paragraphe 2 que la sélection en couleur des étoiles permet de fixer précisément la magnitude absolue des étoiles. Enfin, dans le paragraphe 3, les caractéristiques de chacun des échantillons seront examinées.

1 Sélections

Avant d'analyser l'ensemble des mouvements des étoiles du disque de la galaxie, il est nécessaire de tester notre modèle pour certaines étoiles et dans certaines directions. Nous verrons que la sélection en magnitude et en couleur, ainsi que la direction d'observation s'impose naturellement pour ce type d'étude.

1.1 CHOIX DU FILTRE

Pour mesurer la magnitude apparente des étoiles, il est d'usage d'utiliser des filtres. Ceux-ci ne laissent passer la lumière des étoiles que pour un intervalle de longueur d'onde spécifique. Il existe, par exemple, des filtres qui ne laissent passer la lumière que dans le bleu (le filtre B), dans le vert (le filtre V), dans le rouge (le filtre R), ... Il nous a donc fallu choisir un filtre dans lequel faire notre étude.

Dans le cadre de celle-ci, nous avons besoin de déterminer la distance des étoiles à l'observateur. Ceci est possible connaissant leur magnitude apparente ¹, par exemple dans le filtre V, par la relation suivante :

$$m_V = M_V + 5 \log d - 5 \quad (\text{II.1})$$

où m_V et M_V sont respectivement la magnitude apparente et absolue de l'étoile dans le filtre V et d sa distance exprimée en parsec.

Mais, ceci n'est vrai que si la luminosité de l'étoile n'est pas affectée sur son parcours. La présence de poussière entre l'étoile et l'observateur va diminuer sa luminosité apparente, en d'autres termes sa magnitude apparente. On appelle ce phénomène l'extinction. Ce qui modifie la relation II.1 de la manière suivante :

$$(m_V - A_V) - M_V = 5 \log d - 5 \quad (\text{II.2})$$

où A_V est la valeur de l'extinction pour le filtre V.

Dans l'infrarouge l'extinction est la plus faible. Nous avons donc choisi le filtre infrarouge K de 2MASS qui est centré à la longueur d'onde de $\lambda = 2.2 \mu m$. Une fois le filtre choisi, il faut définir la portion du ciel qui sera intéressante pour notre étude.

1.2 POSITION SUR LE CIEL

Nous avons sélectionné les étoiles en direction des pôles galactiques pour trois raisons.

Premièrement, dans cette direction, les mouvements propres μ_l et μ_b et la vitesse radiale V_r sont reliées par des transformations très simples aux vitesses cardinales U , V et W . En effet, lorsque l'on souhaite modéliser la cinématique des étoiles du disque de la galaxie, il est naturel de se placer dans le référentiel standard local (LSR). Son origine est un point imaginaire situé à la position du soleil et ayant une orbite circulaire dans le plan de la galaxie. Ces axes U , V et W sont orientés respectivement en direction du centre galactique, à la perpendiculaire du premier dans le sens de la rotation et dans la direction du pôle nord galactique.

Deuxièmement, cette direction d'observations permet de déterminer les propriétés cinématiques des étoiles du disque de la galaxie, en évitant le couplage avec d'autres paramètres tels que les échelles de densité, la distance du soleil au centre de la Galaxie R_0 , la vitesse circulaire au niveau du soleil V_0 , ...

Troisièmement, dans cette direction, l'extinction est faible. L'extinction est due à la présence de poussière entre l'étoile observée et nous. Pour modéliser la distribution de la poussière interstellaire dans la galaxie, Schlegel *et al.* (1998) et Drimmel & Spergel (2001) ont utilisé les observations dans l'infrarouge proche et lointain de COBE/DIRBE et IRAS/ISSA. Grâce à ces données, Drimmel *et al.* (2003) a calculé des cartes d'extinction A_V dans le filtre V de l'ensemble du ciel. Les valeurs de l'extinction en J (A_J) et en K (A_K) se déduisent de celle en V (A_V) par les relations

¹ La magnitude apparente d'une étoile est la luminosité d'une étoile vue de la terre mesurée sur une échelle logarithmique.

suivantes :

$$A_J = 0.282 A_V \quad (\text{II.3})$$

$$A_K = 0.112 A_V \quad (\text{II.4})$$

obtenue par Rieke & Lebofsky (1985). On peut voir sur la figure II.1 que l'extinction avec le filtre K en direction des pôles galactiques est faible. Elle est en moyenne de 0.006 magnitudes et atteint au maximum 0.04 pour les étoiles de notre échantillon photométrique ($|b| > 82^\circ$). De plus, les étoiles des échantillons de mouvements propres et de vitesses radiales sélectionnées selon leur couleur voient leur couleur modifier en moyenne de 0.009 magnitude et au maximum de 0.02 magnitudes.

Nous venons de voir l'intérêt que représentent les pôles galactiques comme direction d'observation. Mais, cette simple sélection en direction laisse encore un grand nombre d'étoiles avec des propriétés très diverses à étudier.

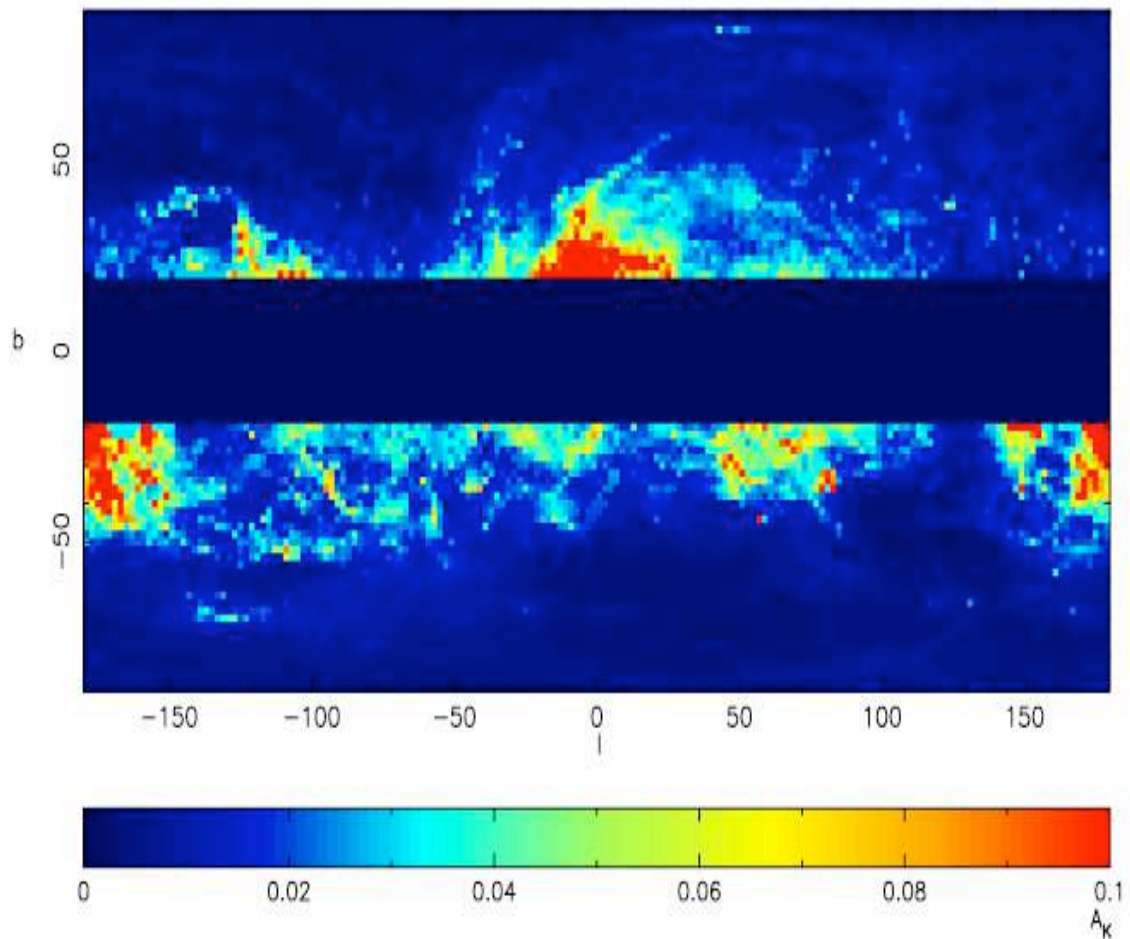


FIG. II.1 – Carte d'extinction en A_K en projection de Mercator réalisée à partir du modèle d'extinction de Drimmel et al. (2003). La direction du centre galactique est au centre de la carte. Chaque pixel représente 2° en latitude par 2° en longitude. Pour le disque galactique ($|b| < 20^\circ$), la valeur de l'extinction A_K a été mise à zéro. De même les zones avec une valeur de l'extinction A_K supérieure à 0.1 ont été ramenées à 0.1, pour permettre une meilleure visualisation des zones avec une faible extinction.

1.3 COULEUR

La différence de magnitude entre deux filtres, appelée indice de couleur, permet de distinguer les différents types d'étoiles. Ainsi, le diagramme couleur-magnitude ($K/J-K$) des pôles galactiques présente clairement trois pics à $J-K = 0.4, 0.6$ et 0.85 (fig. II.2). Le premier correspond à des étoiles naines (étoiles de la séquence principale) de type spectral G, le deuxième à des étoiles naines de type K et à des géantes du "clump", le troisième à des étoiles naines de type M et des géantes de la branche asymptotique. Nous avons sélectionné les étoiles ayant un indice de couleur $J-K = [0.5 - 0.7]$ pour deux raisons. La première est que les étoiles naines et géantes appartenant à cette sélection ont une magnitude absolue bien définie. Nous aurions pu étendre notre sélection en couleur jusqu'à $J-K = 0.8$ ou 0.9 pour essayer d'avoir plus d'étoiles géantes qui ont une magnitude absolue précise. Cependant, nous ne pourrions pas attribuer de magnitude absolue aux naines ayant cette couleur. En effet, le diagramme d'Hertzsprung-Russell (fig. II.3) montre qu'au-delà de $J-K=0.7$ la séquence principale prend une pente verticale. La deuxième raison du choix de notre sélection en couleur est que les étoiles naines et géantes ont des magnitudes absolues très différentes. L'écart entre naines et géantes représente 5 magnitudes, ce qui facilitera leur séparation. Il reste alors à définir précisément leur magnitude absolue.

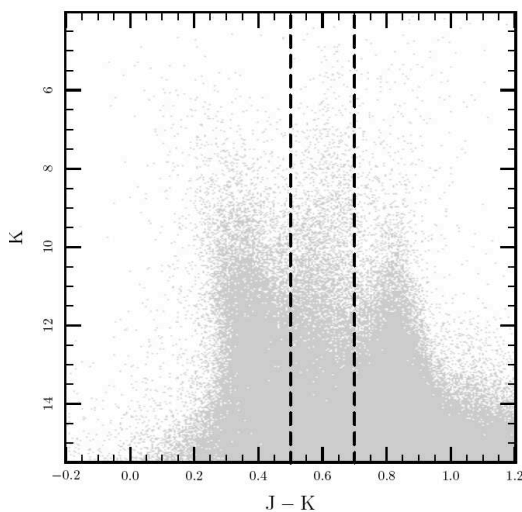


FIG. II.2 – Diagramme couleur-magnitude ($m_K/J-K$) des étoiles 2MASS dans la direction du pôle Nord galactique. Trois pics sont présents à $J-K = 0.35-0.6-0.85$. Nous avons sélectionné les étoiles dont la couleur est $J-K = [0.5-0.7]$ (lignes traits-tirées).

1.4 RÉCAPITULATIF DES SÉLECTIONS

L'ensemble des sélections que nous avons effectuées peut se résumer de la manière suivante. Pour éviter les problèmes d'extinction, nous avons choisi de sélectionner nos étoiles dans le filtre K de 2MASS. Pour faciliter l'étude des mouvements propres et des vitesses radiales, la direction des pôles galactiques est la plus indiquée. Cette région du ciel a de plus l'avantage de présenter une extinction négligeable. Enfin, nous avons sélectionné les étoiles de couleur $J-K=[0.5-0.7]$. Nos échantillons sont donc constitués principalement d'étoiles géantes du clump et de naines de type K. Pour connaître la distance de ces étoiles, il faut en plus connaître leur magnitude absolue, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

2 Magnitudes absolues

La magnitude absolue d'une étoile est la magnitude qu'elle aurait si elle était placée à 10 parsecs de l'observateur. Cette magnitude absolue dépend du type spectral, mais aussi de la métallicité. Nous allons examiner la valeur et la précision que l'on peut affecter à la définition de la magnitude absolue des géantes et des naines.

2.1 LES GÉANTES

Tout d'abord, intéressons nous aux géantes. Celles appartenant à l'intervalle de couleur $J-K=[0.5-0.7]$ correspondent aux étoiles de type spectral G3 à K1 (Koornneef 1983a,b, Ducati *et al.* 2001). Elles sont appelées géantes du clump. En effet, elles correspondent à une concentration d'étoiles dans le diagramme de Hertzsprung-Russell qui ont une grande métallicité et un coeur qui brûle de l'Hélium (fig. II.3).

Alves (2000) a utilisé les géantes du clump ayant été observées par HIPPARCOS et les a cross-identifiées avec le catalogue 2MASS. Il a ainsi obtenu leur magnitude absolue dans le filtre K $M_K = -1.61$ avec une dispersion de ~ 0.22 . Mais, il est important de quantifier l'effet que pourrait avoir la métallicité sur la magnitude absolue. C'est pourquoi, Grocholski & Sarajedini (2002) ont étudié treize amas ouverts et deux amas globulaires. Ils n'ont pas trouvé de variation significative de la magnitude absolue en fonction de la métallicité $[Fe/H]$, pour des métallicités comprises entre -0.5 et 0.1. Cependant, pour une métallicité de $[Fe/H]=-0.76$, Sarajedini (2004) trouve que la magnitude absolue moyenne des géantes du clump descend à $M_K = -1.28$, ce qui représente une différence de 0.33 magnitudes. Pour des métallicités plus faibles que $[Fe/H] = -0.8$, les géantes du clump n'appartiennent plus à notre intervalle de couleur $J-K=[0.5,0.7]$.

Or, Norris *et al.* (1985) ont identifié une population d'étoiles avec une faible métallicité ($[Fe/H] < -1$) dans le disque épais, appelé disque épais faible en métaux (MWTB) (voir aussi Morrison *et al.* (1990)). Cette composante du disque épais est minoritaire. Bien que, Chiba & Beers (2000) trouvent que 30 % des étoiles avec une métallicité $[Fe/H]$ comprise entre -1 et -1.7 dex appartiennent au disque épais, les étoiles avec une métallicité inférieure à -1 dex ne représentent qu'1% des étoiles locales du disque épais (Martin & Morrison 1998).

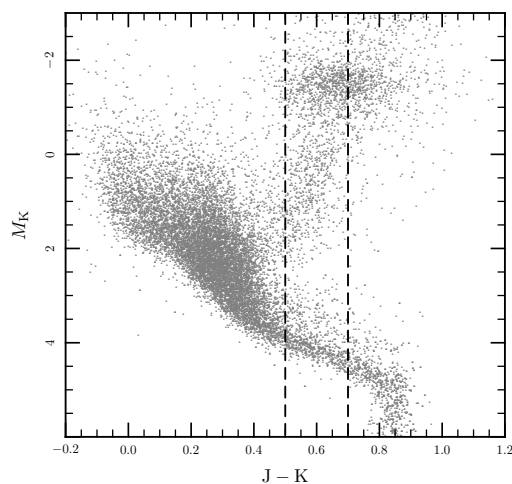


FIG. II.3 – Diagramme HR ($M_K/J-K$) des étoiles HIPPARCOS avec une parallaxe précise ($\sigma_\pi/\pi \leq 0.1$) cross-identifiées avec les étoiles du catalogue 2MASS. Les lignes verticales indiquent notre sélection en couleur ($J-K=[0.5-0.7]$). Les étoiles qui sont regroupées autour de magnitude absolue $M_K \sim -1.6$ et dans l'intervalle de couleur sélectionné sont ce que l'on appelle des géantes du clump.

Du fait de notre sélection en couleur ($J-K \in [0.5-0.7]$), nous ne modélisons pas le disque épais

faible en métaux avec les géantes. Cependant, cette composante du disque épais étant minoritaire, nous ne pensons pas que l'exclusion des géantes de faible métallicité biaise notre analyse des caractéristiques du disque épais.

2.2 LES NAINES

Maintenant, analysons le cas des naines. Dans l'intervalle de couleur $J-K=[0.5-0.7]$, elles ont un type spectral K3 à K7 (Koornneef 1983*a,b*, Ducati *et al.* 2001). Elles aussi ont une magnitude absolue qui dépend très peu de la métallicité et de la couleur.

Nous avons déterminé que leur magnitude absolue M_K est égale à 4.15 pour les étoiles observées par HIPPARCOS. Nous avons utilisé pour cela les données de couleur et magnitude fournies par Reid *et al.* (2007) (voir fig. II.4 dont les données sont sur le site internet de Reid : <http://www-int.stsci.edu/~inr/cmd.html>). Puis, à partir des isochrones de Padoue (Girardi *et al.* 2002), nous trouvons que la magnitude absolue varie de 0.2 magnitudes quand la couleur passe de 0.5 à 0.7 et qu'un changement de la métallicité de $\Delta[Fe/H]=0.6$ change la magnitude absolue de 0.5 magnitudes, en accord avec les propriétés observées des naines (Reid 1998, Kotoneva *et al.* 2002).

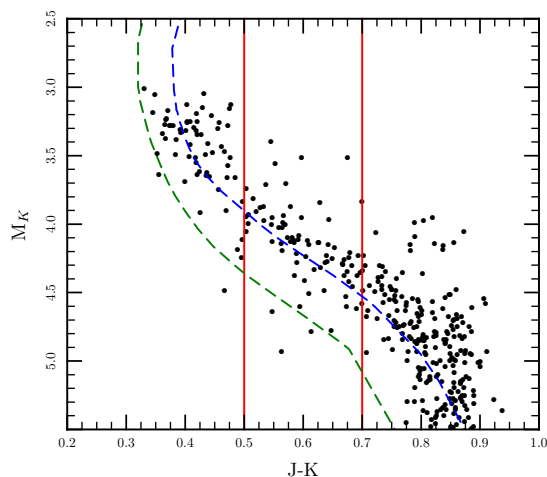


FIG. II.4 – Diagramme HR en $(M_K/J-K)$ pour les étoiles proches de la séquence principale. Les points correspondent aux données de Reid. Les droites rouges représentent notre coupure en couleur $J-K \in [0.5-0.7]$. Les courbes bleue et verte sont les isochrones de Padoue pour des métallicités de $[Fe/H]=0.0$ et $[Fe/H]=-0.7$ respectivement.

2.3 L'ÉCHANTILLON

Dans notre échantillon, nous avons principalement deux types d'étoiles les géantes du clump et les naines de type K. Il ressort de ce que nous venons de voir que la magnitude absolue des géantes est de $M_K = -1.61$ avec une dispersion de 0.3 et celle des naines de $M_K = 4.15$ avec une dispersion de $\sim 0.2-0.4$. Pour toutes ces mesures que ce soit de magnitude, de mouvements propres ou de vitesse radiale, nous allons examiner la valeur et l'impact qu'ont ces erreurs dans notre analyse.

3 Caractéristiques de nos échantillons

Les caractéristiques des échantillons de comptages, de mouvements propres et de vitesses radiales dépendent de chacun des catalogues utilisés pour les créer.

3.1 CATALOGUE PHOTOMÉTRIQUE

Les caractéristiques de l'échantillon pour les comptages dépendent des erreurs photométriques, de la séparation des étoiles et des galaxies et de la complétude en magnitude.

3.1.1 Les erreurs photométriques

L'erreur photométrique est l'erreur commise en mesurant la magnitude des étoiles. Pour notre échantillon toutes les données photométriques sont extraites du catalogue 2MASS.

Nous avons choisi d'étudier notre échantillon dans le filtre K. La précision photométrique dans ce filtre, pour les magnitudes m_K comprise entre 5 et 15.4 et notre sélection en couleur, est de 0.02 à 0.15 magnitudes. Cette erreur étant faible, elle n'introduit pas de biais dans l'étude de notre échantillon.

Mais, la précision en K n'est pas suffisante. Comme nous effectuons une sélection en couleur J-K, il faut connaître aussi celle en J. Pour les étoiles de magnitudes m_K comprises entre 5 et 15.4 et dans notre sélection en couleur, elle est de 0.02 à 0.08 magnitudes. Au total, l'erreur en couleur J-K n'est pas petite considérant la taille $\Delta(J-K) = 0.2$ de notre sélection (J-K = [0.5-0.7]). Ceci pourrait nous faire inclure d'autres types d'étoiles que ceux que nous souhaitons analyser.

Cependant, pour les étoiles de magnitude K plus grandes que 10, le pic des géantes du clump est clairement identifiable dans le diagramme couleur-magnitude (K/J-K) dans l'intervalle J-K=0.5-0.7 (fig. II.2). Ce pic disparaît seulement au delà de magnitude $m_K=11$ (fig. II.5). A plus faible magnitude les étoiles naines dominent. La couleur suffit donc pour sélectionner les étoiles de type K. En conséquence, nous pensons que notre sélection en couleur permet bien d'identifier le type d'étoiles voulues. Nous ne nous attendons pas à ce que cela biaise notre analyse de manière significative.

Les erreurs tant en magnitude qu'en couleur pour notre échantillon étant faibles, il ne sera pas nécessaire de les corriger. Mais cela ne suffit pas pour analyser correctement les comptages. Il faut aussi éviter la contamination par les galaxies.

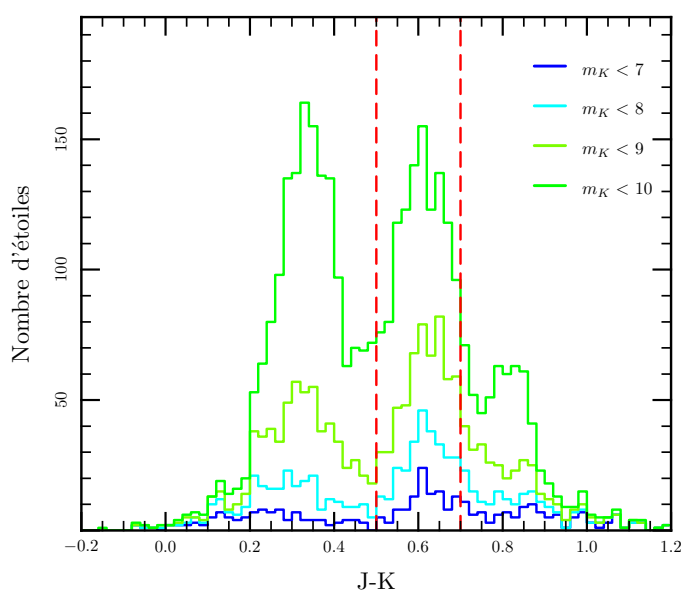


FIG. II.5 – Distribution en couleur (J-K) des étoiles situées dans un rayon de 8° autour du pôle nord galactique pour différentes magnitudes m_K limites. Le pic dans l'intervalle de couleur J-K [0.5-0.7] (trait-tiré rouge) correspondant aux géantes du clump reste visible jusqu'à magnitude $m_K = 11$. Au-delà, les naines dominent.

3.1.2 La séparation des étoiles et des galaxies

Aux magnitudes les plus faibles, il peut exister une confusion entre étoiles et galaxies. Pour des temps de pause courts, les galaxies peuvent sembler ponctuelles pour deux raisons. Soit, seul leur coeur est suffisamment brillant pour apparaître sur les images. Soit, elles sont intrinsèquement compactes.

Lors du traitement des images de 2MASS qui ont servi à créer le catalogue, une première classification des objets présents a déjà été effectuée. Il a été mis en place deux bases de données celle des sources ponctuelles (PSC) et celle des sources étendues (XSC). Nous n'avons utilisé que la partie source ponctuelle de 2MASS. Il est donc peu probable que des galaxies contaminent notre échantillon.

Même dans le cas où la discrimination entre étoiles et galaxies aurait laissé quelques galaxies dans notre échantillon, pour notre sélection en couleur, des comptages photométriques récents en J et K ont montré que la contribution des galaxies n'est sensible qu'à magnitude $m_K \gtrsim 16$ (fig. II.6 extraite de Iovino *et al.* (2005)).

La contamination par les galaxies doit donc être faible dans notre échantillon. Il reste à vérifier la complétude de notre échantillon.

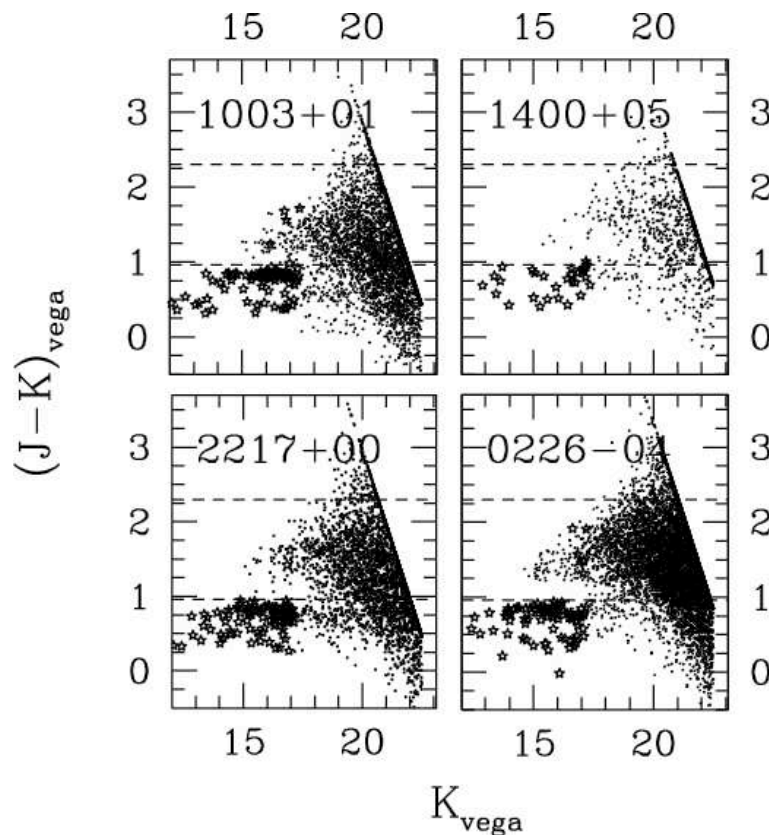


FIG. II.6 – Diagramme Couleur-Magnitude ($m_K/J-K$) pour quatre champs de vue différents. Les étoiles sont représentées par des symboles en forme d'étoiles, les galaxies par des points. On voit que sur l'intervalle de couleur $J-K=[0.5-0.7]$ la contribution des galaxies n'apparaît qu'à magnitude $m_K \gtrsim 16$. (figure n° 15 de Iovino *et al.* (2005))

3.1.3 La complétude en magnitude

On dit qu'un catalogue est complet en magnitude si toutes les étoiles à une certaine magnitude ont été mesurées. Le catalogue 2MASS dont est extrait notre échantillon est complet en magnitude K jusqu'à $m_K = 14.7$. Notre échantillon est donc complet au moins jusqu'à cette magnitude.

En réalité, la forme des histogrammes de comptage de notre échantillon (en direction des pôles galactiques et pour notre sélection en couleur) indique une limite minimum de complétude à $m_K \sim 15.4$ (fig. II.7).

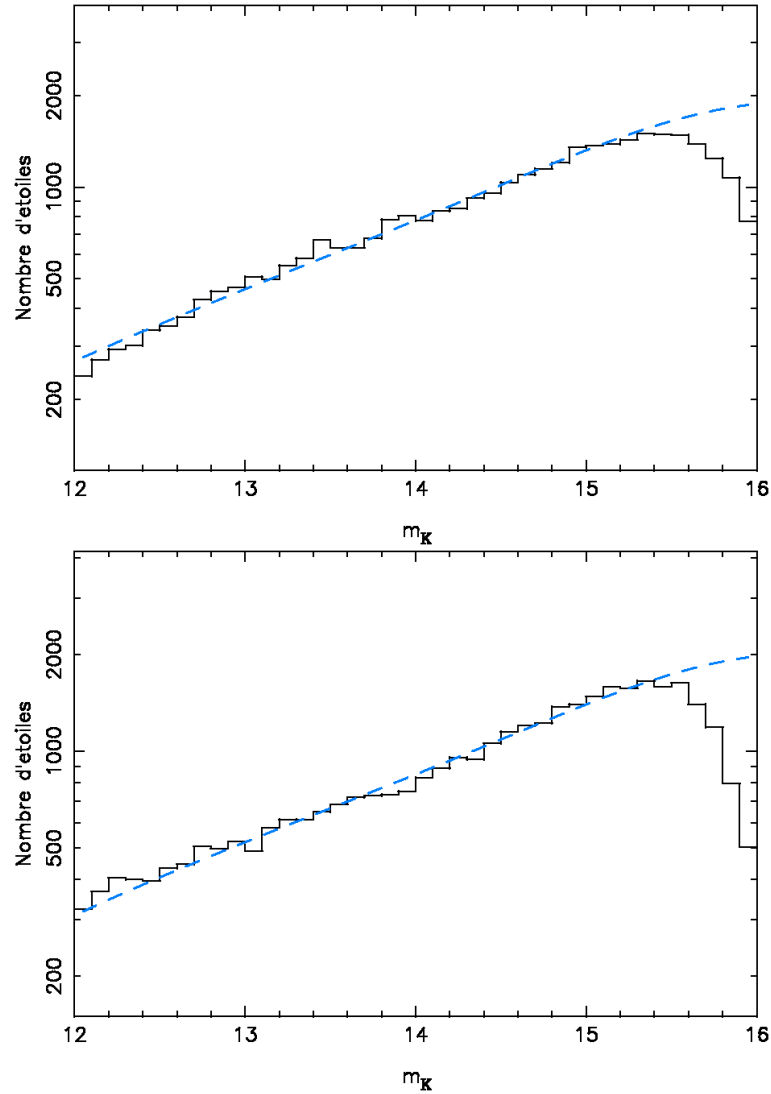


FIG. II.7 – Histogramme de comptage en direction du pôle nord (haut) et sud (bas) pour les magnitudes $m_K \in [12.0-16.0]$. La ligne bleu trait-tirée représente la prédiction pour les comptages de notre modèle. La comparaison des comptages avec notre modèle montre que l'échantillon est complet au moins jusqu'à magnitude $m_K \sim 15.4$.

3.1.4 Impact des erreurs sur l'analyse des comptages

Le choix du filtre K et de la direction des pôles galactiques, nous permet d'éviter d'avoir à corriger de l'extinction les comptages. Aux magnitudes faibles, nous nous sommes assurés qu'il n'y a pas de contamination par les galaxies. Enfin, nous avons vérifié la complétude des comptages jusqu'à notre magnitude limite $m_K = 15.4$. Les échantillons de mouvements propres et de vitesses radiales n'étant pas complets, nous avons appliqué un facteur de complétude. Ce facteur est le nombre d'étoiles dans l'intervalle de magnitude pour les mouvements propres ou les vitesses radiales divisé par le nombre d'étoiles pour le même intervalle dans le catalogue 2MASS. Voyons les caractéristiques des mouvements propres.

3.2 CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCHANTILLON POUR LES MOUVEMENTS PROPRES

Le mouvement propre d'une étoile est le déplacement apparent de l'étoile sur le fond du ciel. Il est souvent décomposé suivant les deux axes d'observation (l,b). Pour faire la mesure du mouvement propre d'une étoile, on va effectuer deux prises de vue à des époques différentes. Le décalage entre les positions aux deux époques est le mouvement propre. On comprend tout de suite les problèmes que l'on peut rencontrer lors de la mesure de mouvement propre. Il faut trouver dans le champ des étoiles qui n'ont pas bougé et qui serviront de références. Il faut donc s'assurer qu'il n'y ait pas de variation de la référence de champ à champ. Mais aussi, les prises de vue peuvent être sujettes à des distorsions qui créent des déplacements fictifs. On comprend pourquoi la mesure d'erreur des mouvements propres est très délicate. En plus de la prise en compte des erreurs déjà modélisées dans le catalogue UCAC2, nous allons également tester la précision des mouvements propres par rapport à un autre catalogue.

3.2.1 Les erreurs de l'UCAC

En direction du pôle nord galactique, l'erreur sur les mouvements propres de l' UCAC2 varie de 1 mas an^{-1} pour les étoiles les plus brillantes à 6 mas an^{-1} pour les étoiles de magnitude $m_K=14$. En direction du pôle sud galactique, la distribution des erreurs semble similaire à l'exception d'une petite fraction d'étoiles ayant des magnitudes m_K entre 11 et 14 pour lesquelles l'erreur varie entre 8 et 13 mas an^{-1} (voir fig. II.8). Cette différence dans la distribution des erreurs suivant la direction d'observation se traduit par un aplatissement du pic de la distribution des mouvements propres en direction du pôle sud galactique, aux magnitudes $m_K > 13$ (fig. II.10).

La précision des mouvements propres peut aussi être estimée à partir de la stabilité des pics des distributions des mouvements propres. En comparant 112 histogrammes de μ_U et μ_V pour différents intervalles de magnitude, nous trouvons une fluctuation qui ne dépasse pas 3 à 5 mas an^{-1} . Une illustration est donnée par les histogrammes de mouvements μ_U et μ_V pour des intervalles d'une magnitude des figures II.9 et II.10.

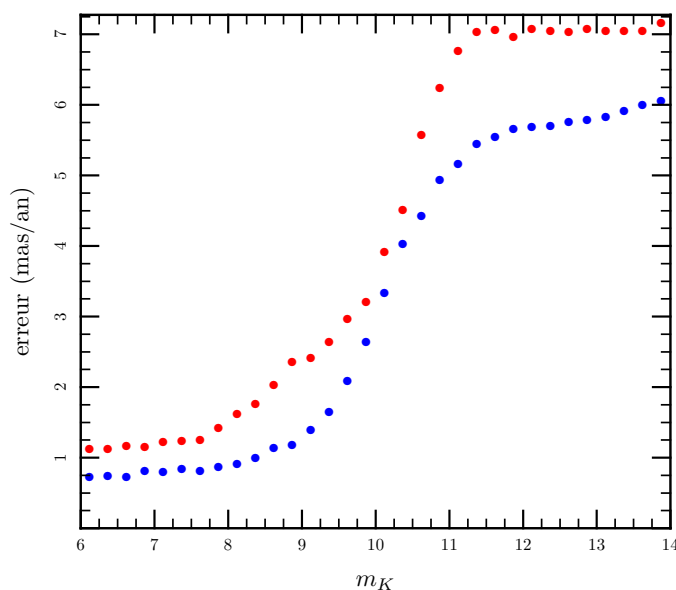


FIG. II.8 – Erreur moyenne des mouvements propres en fonction de la magnitude m_K . Les points bleus représentent les valeurs de l'erreur pour l'hémisphère nord et les points rouges pour l'hémisphère sud.

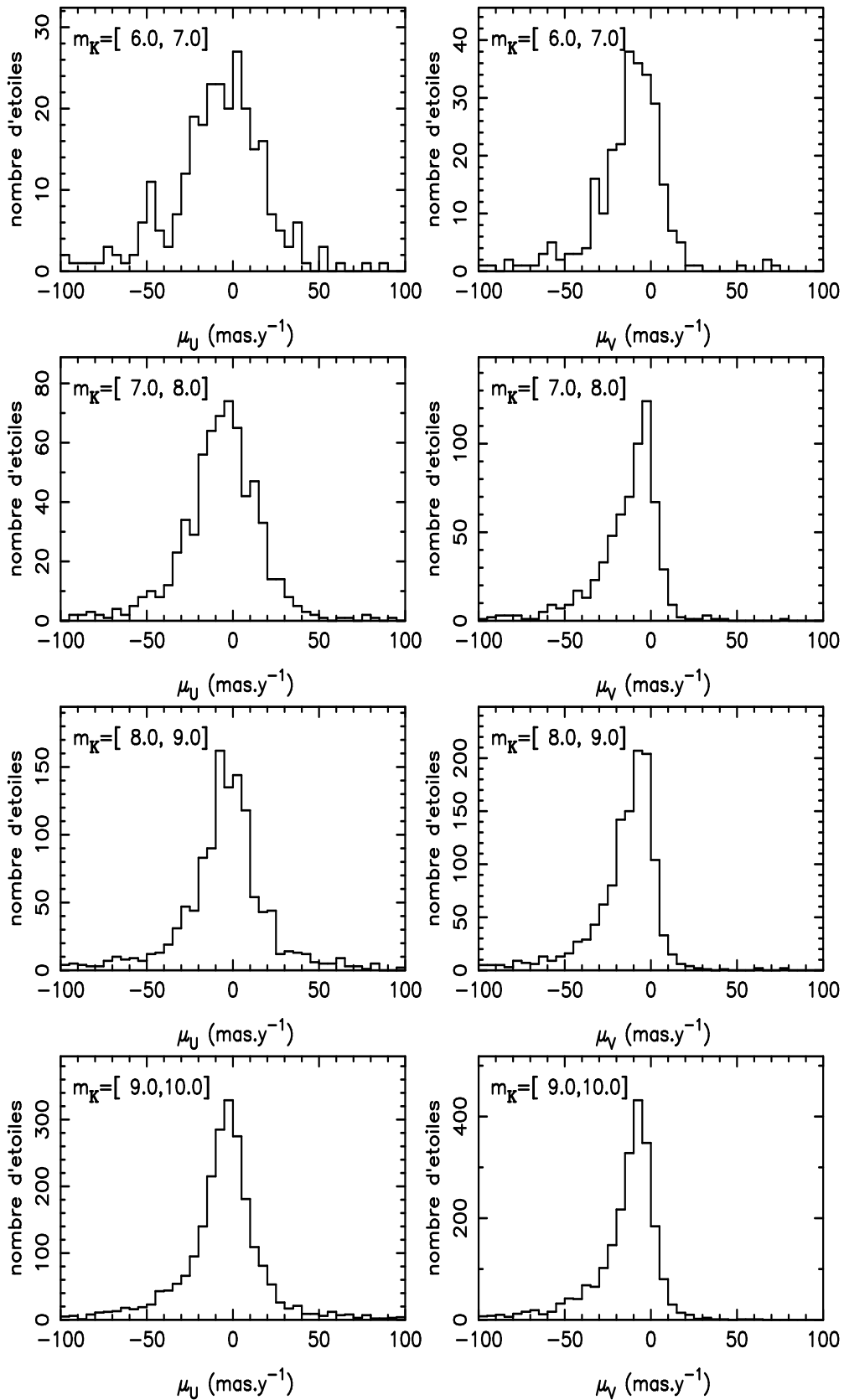


FIG. II.9 – Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 6 à 10.

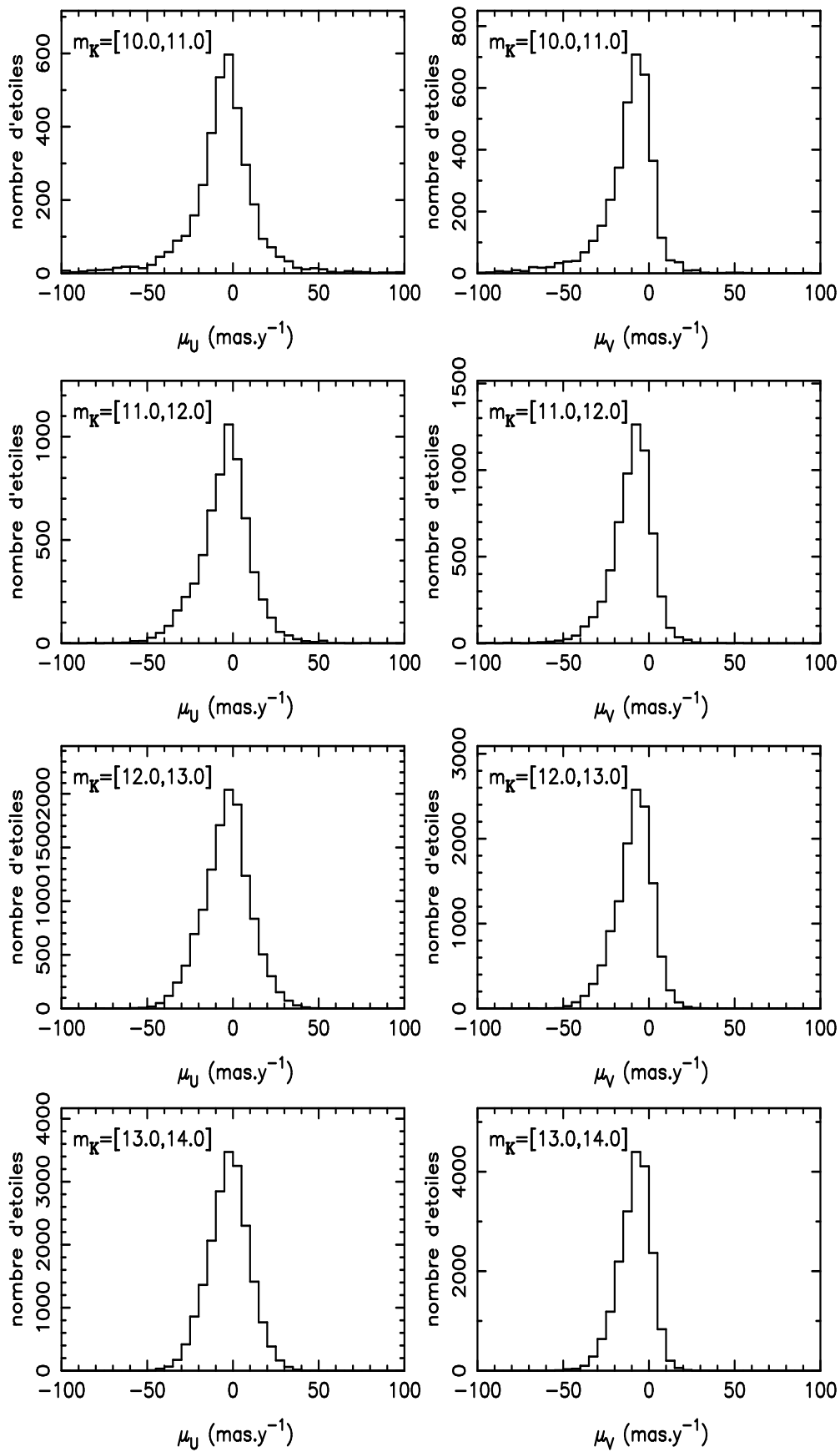


FIG. II.10 – Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 10 à 14.

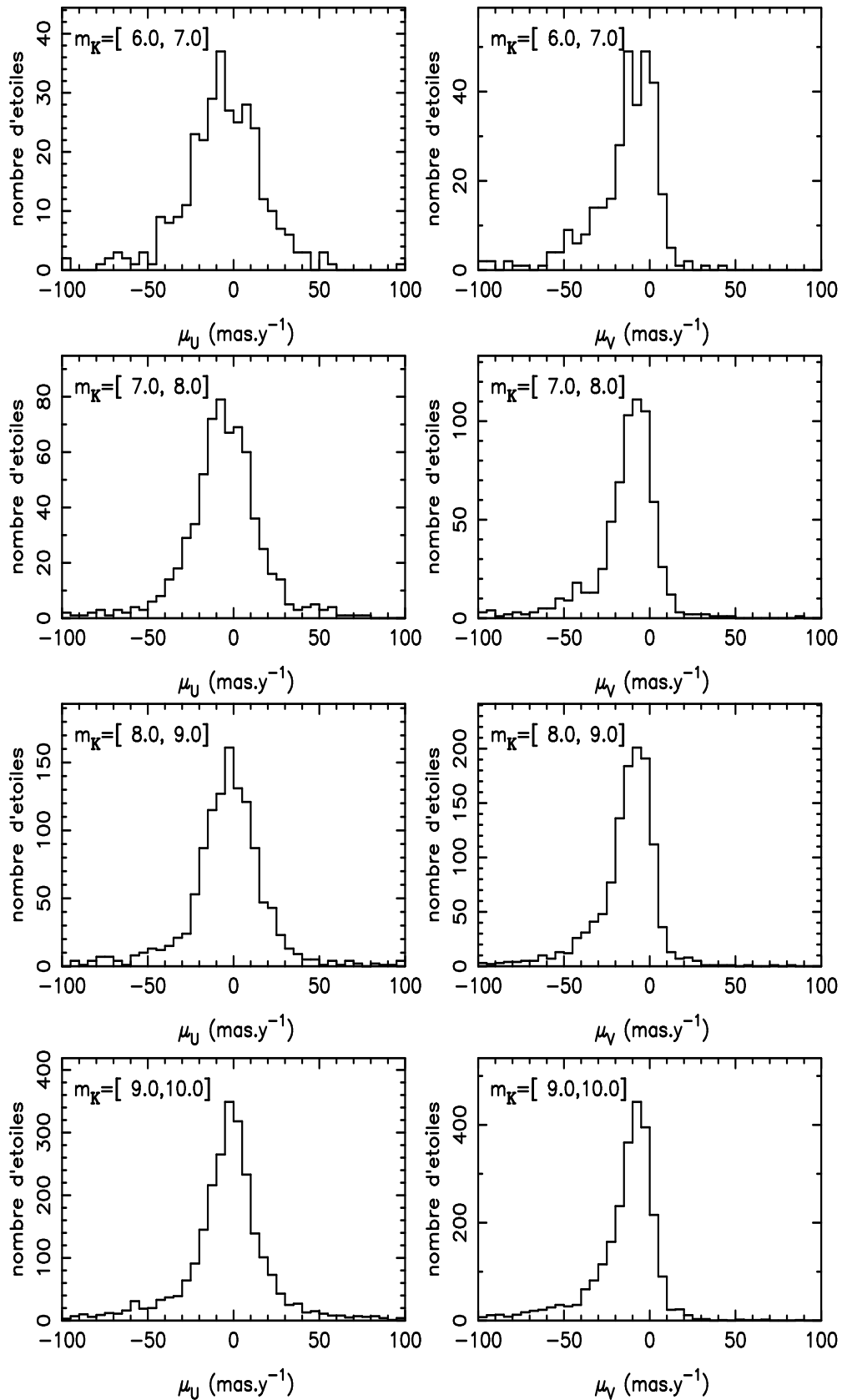


FIG. II.11 – Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 6 à 10.

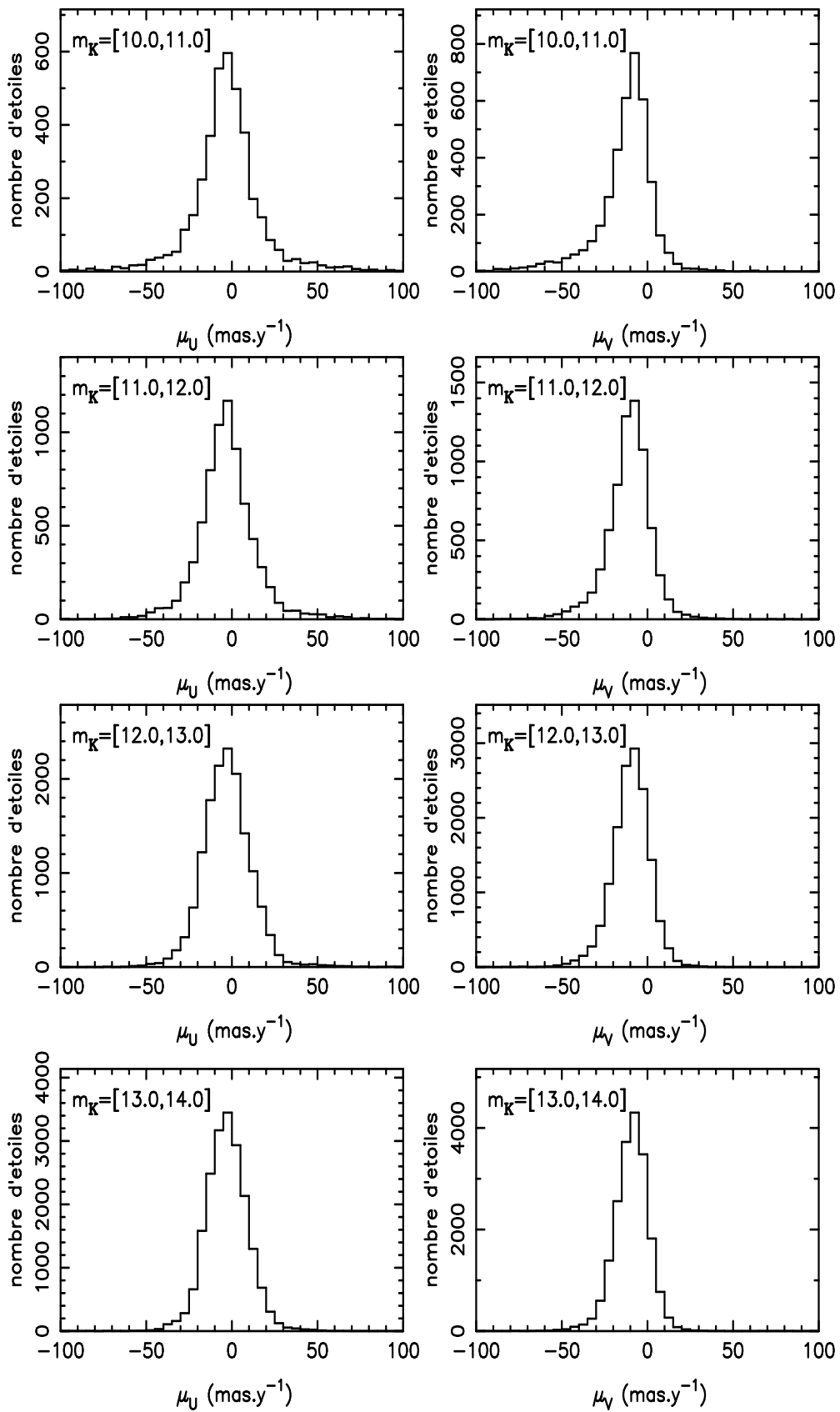


FIG. II.12 – Histogrammes des mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 10 à 14.

3.2.2 Comparaison des mouvements propres de notre échantillon avec ceux de PM2000

Nous avons effectué un test complet pour comparer les mouvements propres de notre échantillon avec ceux du catalogue PM2000 (Ducourant *et al.* 2006) dans une zone de 8×16 degrés dans la direction $\alpha_{2000}=12\text{h}50\text{m}$, $\delta_{2000} = 14$ deg proche du pôle nord galactique.

Les mouvements propres du catalogue PM2000 sont plus précis que ceux de l'UCAC2. Ils présentent une erreur de 1 à 4 mas an^{-1} (fig. II.13). La différence moyenne entre les deux catalogues de mouvements propres en fonction des magnitudes et des coordonnées équatoriales ne montre pas de décalages significatifs, juste des fluctuations de l'ordre de $\sim 0.2 \text{ mas an}^{-1}$. Nous trouvons aussi que les dispersions de différences de mouvements propres sont de $\sim 2 \text{ mas an}^{-1}$ pour une magnitude $m_K < 10$, 4 mas an^{-1} avec $m_K=10-13$, et 6 mas an^{-1} avec $m_K=13-14$. Ces dispersions sont dominées par les erreurs de l'UCAC2.

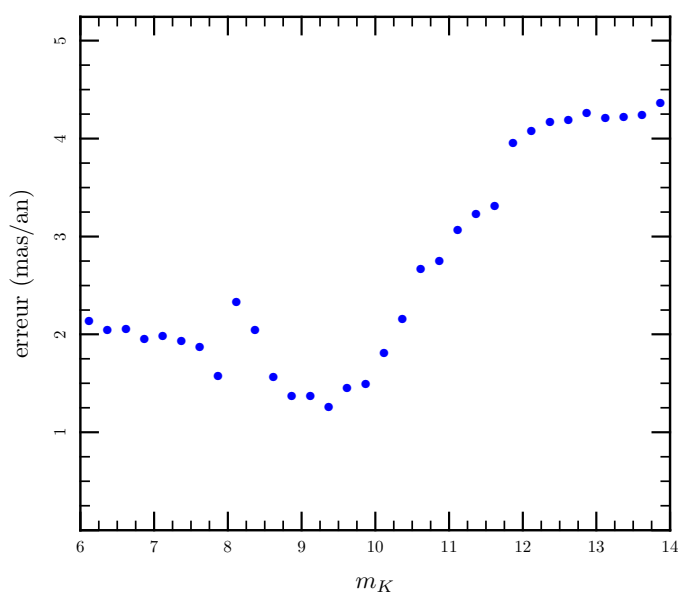


FIG. II.13 – Distribution des erreurs sur les mouvements propres du catalogue PM2000 en fonction de la magnitude m_K .

3.2.3 Impact des erreurs sur l'analyse des mouvements propres

En résumé, l'erreur sur les mouvements propres de notre échantillon d'étoiles est de 2 à 6 mas an^{-1} selon la magnitude des étoiles. Voyons maintenant, comment cette erreur affecte notre analyse.

Dans notre étude, nous modélisons chacune des populations du disque sous la forme d'une composante isotherme dont la caractéristique principale est sa dispersion de vitesse. Pour comprendre l'impact de l'erreur sur les mouvements propres (μ_l, μ_b) en terme de dispersion de vitesse (σ_U, σ_V), il faut d'abord convertir cette erreur sous forme d'erreur sur les vitesses. Cette conversion nécessite de connaître la distance des étoiles de l'échantillon. Notre échantillon en mouvements propres étant compris entre magnitude m_K 6 et 14, ces étoiles se situent environ entre 20 pc et 1 kpc. L'erreur de 2 à 6 mas an^{-1} sur les mouvements propres représente donc une erreur de 2 à 6 km s^{-1} en terme de vitesse à 200 pc et 10 à 30 km s^{-1} en terme de vitesse à 1 kpc. Il faut maintenant traduire l'erreur sur les vitesses en erreurs sur les dispersions. Prenons le cas du disque épais qui domine à 1 kpc pour lequel une valeur typique de dispersion σ_U est de 60 km s^{-1} . En ajoutant quadratiquement l'erreur sur la vitesse à la dispersion de vitesse, nous obtenons l'erreur sur la dispersion de vitesse. Ainsi, une dispersion réelle des mouvements propres de 60 km s^{-1} se

changerait en une dispersion apparente de 67 km s^{-1} . La dispersion apparente est seulement de 60.8 km s^{-1} , si les étoiles ont une précision de 2 mas an^{-1} .

Cet effet est faible pour les composantes du disque mince. En effet, ces étoiles étant proches, leur distribution de mouvement propre est large. Pour les composantes du disque épais, nous considérons que nous surestimons leur dispersion de vitesse σ_U de 5 à 10 %. Cependant, nous n'avons pas encore inclus les effets des erreurs des mouvements propres dans notre modèle.

L'erreur sur les mouvements propres n'a qu'un impact sur la détermination des dispersions de vitesses σ_U et σ_V et sur le rapport des axes de l'ellipsoïde σ_U/σ_W de chaque composante du disque. Mais, cela n'affecte pas la détermination des dispersions de vitesse σ_W qui, en pratique, est contrainte par les distributions de vitesses radiales observées. Cela n'a donc pas de conséquences sur notre décomposition cinématique du disque de la galaxie. Il reste à examiner l'erreur sur les vitesses radiales. Cet échantillon bien qu'il ne représente qu'un petit nombre d'étoiles est très important pour notre modèle.

3.3 CATALOGUE DE VITESSES RADIALES

L'échantillon de vitesses radiales joue un grand rôle pour contraindre les distributions de vitesses verticales des étoiles et la forme de l'ellipsoïde de vitesse. Il faut donc connaître les erreurs sur les vitesses radiales.

3.3.1 Les erreurs sur les vitesses radiales

La partie de notre échantillon de vitesses radiales en direction du pôle sud galactique est issue du catalogue RAVE (Steinmetz *et al.* 2006) et de mesures réalisées avec le spectrographe échelle ÉLODIE qui ont servi initialement à tester le potentiel galactique vertical (Soubiran *et al.* 2003, Siebert *et al.* 2003, Bienaymé *et al.* 2006).

RAVE est un ambitieux relevé spectroscopique auquel j'ai participé en réalisant des observations sur le télescope de 1.2 m (UK Schmidt Telescope) de l'observatoire Anglo-Australien (AAO) avec le spectrographe multi-objet 6df. Il a pour but de mesurer la vitesse radiale et les paramètres stellaires (température effective T_{eff} , métallicité $[Fe/H]$, la gravité $\log g$ et la vitesse de rotation V_{rot}) d'un million d'étoiles de l'hémisphère sud qui ont des magnitudes m_I comprises entre 9 et 12. Les spectres obtenus dans le cadre du projet RAVE couvre la région du triplet du Calcium Ca (8410-8795 Å) et ont une résolution spectrale de $R = 7500$. Le spectrographe multi-objet 6df permet d'obtenir une centaine de spectres pour des étoiles situées dans un champ de vue de 6° à chaque pause. Au cours de mon année passée en Australie (2005-2006), j'ai effectué 50 nuits d'observation et obtenus environ 20 000 spectres.

Grâce au travail de réduction des données de la collaboration de la première année d'observation (2003-2004), nous avons publié une première version du catalogue de vitesse radiale qui contient 24 748 mesures (Steinmetz *et al.* 2006). L'analyse de l'erreur interne du catalogue montre une précision moyenne de 2.3 km s^{-1} avec un pic à 1.7 km s^{-1} (fig. II.14 extraite de Steinmetz *et al.* (2006)). A cela s'ajoute une erreur de point zéro de 1 km s^{-1} .

La partie en direction du pôle nord vient d'un ensemble d'observations réalisées avec le spectrographe échelle ÉLODIE. Les spectres obtenus avec ÉLODIE couvre un intervalle de longueur d'onde entre 3850 et 6800 Å avec une résolution spectrale de $R = 42000$. Ses erreurs sont d'un ordre de grandeur plus précis ($\sim 300 \text{ m s}^{-1}$).

3.3.2 Impact des erreurs sur l'analyse des vitesses radiales

Les erreurs sur les vitesses radiales ($\leq 2 \text{ km s}^{-1}$) n'ont pas d'impact significatif sur la détermination des composantes stellaires de dispersion de vitesse verticale dans l'intervalle 10 à 50 km s^{-1} , mais le nombre réduit de vitesses radiales de notre échantillon en direction des pôles (environ 1000 étoiles) limite la précision obtenue en modélisant les dispersions de vitesse verticale.

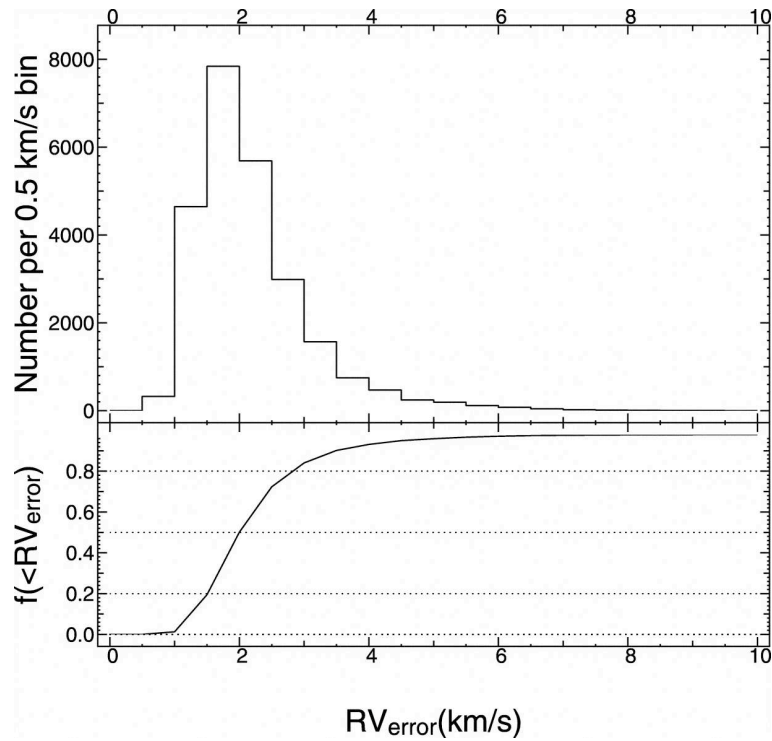


FIG. II.14 – Haut : Distribution de l'erreur interne sur les vitesses radiales de RAVE. L'erreur moyenne pour le catalogue est de 2.3 km s^{-1} .

Bas : Fraction des vitesses radiales de RAVE avec une erreur plus petite qu'une certaine valeur. Les lignes pointillées indiquent les limites à 20%, 50% et 80%.

3.4 RÉCAPITULATIF DE L'IMPACT DES ERREURS

Les erreurs en magnitude et en vitesse radiale étant faibles, elles n'ont pas avoir d'impact significatif sur la décomposition cinématique du disque de la galaxie. Pour ce qui est des erreurs sur les mouvements propres même si elles ne sont pas négligeables à faible magnitude, leur impact sur les résultats de notre analyse est réduit. Nous pensons qu'il n'affecte que les rapports de dispersions de vitesse. L'effet des erreurs de nos échantillons dépend aussi des méthodes d'analyse employées. Dans le chapitre suivant, la méthode d'inversion directe va être examinée. Puis, le modèle que nous avons développé ainsi que les résultats seront présentés.



Références

- ALVES, D. R., 2000; *K-Band Calibration of the Red Clump Luminosity*. *ApJ*, **539**, 732
- BIENAYMÉ, O., SOUBIRAN, C., MISHENINA, T. V., KOVTYUKH, V. V. & SIEBERT, A., 2006; *Vertical distribution of Galactic disk stars. III. The Galactic disk surface mass density from red clump giants*. *A&A*, **446**, 933
- CHIBA, M. & 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 Nonkinematically Selected Stars*. *AJ*, **119**, 2843
- CUTRI, R. M., SKRUTSKIE, M. F., VAN DYK, S., BEICHMAN, C. A., CARPENTER, J. M., CHESTER, T., CAMBRESY, L., EVANS, T., FOWLER, J., GIZIS, J., HOWARD, E., HUCHRA, J., JARRETT, T., KOPAN, E. L., KIRKPATRICK, J. D., LIGHT, R. M., MARSH, K. A., MCCALLON, H., SCHNEIDER, S., STIENING, R., SYKES, M., WEINBERG, M., WHEATON, W. A., WHEELLOCK, S. & ZACARIAS, N., 2003; *2MASS All Sky Catalog of point sources*. The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive
- DRIMMEL, R., CABRERA-LAVERS, A. & LÓPEZ-CORREDOIRA, M., 2003; *A three-dimensional Galactic extinction model*. *A&A*, **409**, 205
- DRIMMEL, R. & SPERGEL, D. N., 2001; *Three-dimensional Structure of the Milky Way Disk : The Distribution of Stars and Dust beyond 0.35 R_⊙*. *ApJ*, **556**, 181
- DUCATI, J. R., BEVILACQUA, C. M., REMBOLD, S. B. & RIBEIRO, D., 2001; *Intrinsic Colors of Stars in the Near-Infrared*. *ApJ*, **558**, 309
- DUCOURANT, C., LE CAMPION, J. F., RAPAPORT, M., CAMARGO, J. I. B., SOUBIRAN, C., PÉRIE, J. P., TEIXEIRA, R., DAIGNE, G., TRIAUD, A., RÉQUIÈME, Y., FRESNEAU, A. & COLIN, J., 2006; *The PM2000 Bordeaux proper motion catalogue (+11° ≤ δ ≤ +18°)*. *A&A*, **448**, 1235
- GIRARDI, L., BERTELLI, G., BRESSAN, A., CHIOSI, C., GROENEWEGEN, M. A. T., MARIGO, P., SALASNICH, B. & WEISS, A., 2002; *Theoretical isochrones in several photometric systems. I. Johnson-Cousins-Glass, HST/WFPC2, HST/NICMOS, Washington, and ESO Imaging Survey filter sets*. *A&A*, **391**, 195
- GROCHOLSKI, A. J. & SARAJEDINI, A., 2002; *WIYN Open Cluster Study. X. The K-Band Magnitude of the Red Clump as a Distance Indicator*. *AJ*, **123**, 1603
- HÖG, E., FABRICIUS, C., MAKAROV, V. V., URBAN, S., CORBIN, T., WYCOFF, G., BASTIAN, U., SCHWEKENDIEK, P. & WICENEC, A., 2000; *The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars*. *A&A*, **355**, L27
- IOVINO, A., MCCRACKEN, H. J., GARILLI, B., FOUCAUD, S., LE FÈVRE, O., MACCAGNI, D., SARACCO, P., BARDELLI, S., BUSARELLO, G., SCODEGGIO, M., ZANICHELLI, A., PAIORO, L., BOTTINI, D., LE BRUN, V., PICAT, J. P., SCARAMELLA, R., TRESSE, L., VETTOLANI, G., ADAMI, C., ARNABOLDI, M., ARNOUITS, S., BOLZONELLA, M., CAPPI, A., CHARLOT, S., CILIEGI, P., CONTINI, T., FRANZETTI, P., GAVIGNAUD, I., GUZZO, L., ILBERT, O., MARANO, B., MARINONI, C., MAZURE, A., MENEUX, B., MERIGHI, R., PALTANI, S., PELLÒ, R., POLLO, A., POZZETTI, L., RADOVICH, M., ZAMORANI, G., ZUCCA, E., BERTIN, E., BONDI, M., BONGIORNO, A., CUCCIATI, O., GREGORINI, L., MATHEZ, G., MELLIER, Y., MERLUZZI, P., RIPEPI, V. & RIZZO, D., 2005; *The VIRMOS deep imaging survey. IV. Near-infrared observations*. *A&A*, **442**, 423
- KOORNNEEF, J., 1983a; *Near infrared photometry. I - Homogenization of near-infrared data from southern bright stars*. *A&AS*, **51**, 489
- , 1983b; *Near-infrared photometry. II - Intrinsic colours and the absolute calibration from one to five micron*. *A&A*, **128**, 84
- KOTONEVA, E., FLYNN, C., CHIAPPINI, C. & MATTEUCCI, F., 2002; *K dwarfs and the chemical evolution of the solar cylinder*. *MNRAS*, **336**, 879
- MARTIN, J. C. & MORRISON, H. L., 1998; *A New Analysis of RR Lyrae Kinematics in the Solar Neighborhood*. *AJ*, **116**, 1724
- MORRISON, H. L., FLYNN, C. & FREEMAN, K. C., 1990; *Where does the disk stop and the halo begin? Kinematics in a rotation field*. *AJ*, **100**, 1191
- NORRIS, J., BESSELL, M. S. & PICKLES, A. J., 1985; *Population studies. I - The Bidelman-MacConnell 'weak-metal' stars*. *ApJS*, **58**, 463
- REID, I. N., CRUZ, K. L. & ALLEN, P. R., 2007; *Meeting the Cool Neighbors. XI. Beyond the NLTT Catalog*. *AJ*, **133**, 2825
- REID, N., 1998; *HIPPARCOS subdwarf parallaxes - Metal-rich clusters and the thick disk*. *AJ*, **115**, 204
- RIEKE, G. H. & LEBOSKY, M. J., 1985; *The interstellar extinction law from 1 to 13 microns*. *ApJ*, **288**, 618
- SARAJEDINI, A., 2004; *The 2MASS Color-Magnitude Diagram of the Globular Cluster Lyngå 7*. *AJ*, **128**, 1228

- SCHLEGEL, D. J., FINKBEINER, D. P. & DAVIS, M., 1998; *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*. ApJ, **500**, 525
- SIEBERT, A., BIENAYMÉ, O. & SOUBIRAN, C., 2003; *Vertical distribution of Galactic disk stars. II. The surface mass density in the Galactic plane*. A&A, **399**, 531
- SOUBIRAN, C., BIENAYMÉ, O. & SIEBERT, A., 2003; *Vertical distribution of Galactic disk stars. I. Kinematics and metallicity*. A&A, **398**, 141
- STEINMETZ, M., ZWITTER, T., SIEBERT, A., WATSON, F. G., FREEMAN, K. C., MUNARI, U., CAMPBELL, R., WILLIAMS, M., SEABROKE, G. M., WYSE, R. F. G., PARKER, Q. A., BIENAYMÉ, O., ROESER, S., GIBSON, B. K., GILMORE, G., GREBEL, E. K., HELMI, A., NAVARRO, J. F., BURTON, D., CASS, C. J. P., DAWE, J. A., FIEGERT, K., HARTLEY, M., RUSSELL, K. S., SAUNDERS, W., ENKE, H., BAILIN, J., BINNEY, J., BLAND-HAWTHORN, J., BOECHE, C., DEHNEN, W., EISENSTEIN, D. J., EVANS, N. W., FIORUCCI, M., FULBRIGHT, J. P., GERHARD, O., JAUREGI, U., KELZ, A., MIJOVIĆ, L., MINCHEV, I., PARMENTIER, G., PEÑARRUBIA, J., QUILLEN, A. C., READ, M. A., RUCHTI, G., SCHOLZ, R.-D., SIVIERO, A., SMITH, M. C., SORDO, R., VELTZ, L., VIDRIH, S., VON BERLEPSCH, R., BOYLE, B. J. & SCHILBACH, E., 2006; *The Radial Velocity Experiment (RAVE) : First Data Release*. AJ, **132**, 1645
- ZACHARIAS, N., URBAN, S. E., ZACHARIAS, M. I., WYCOFF, G. L., HALL, D. M., MONET, D. G. & RAFFERTY, T. J., 2004; *The Second US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC2)*. AJ, **127**, 3043

L'inversion

Lorsque l'on analyse le disque de la galaxie, on distingue habituellement deux populations le disque mince et le disque épais. Ces deux populations paraissent de nature différente. On les distingue habituellement par le fait qu'elles n'ont pas la même répartition en densité. J'ai voulu tester s'il en était de même du point de vue cinématique. Pour cela, il faut connaître le nombre de populations cinématiques présentes dans le disque et voir si ces populations sont bien distinctes ou s'il existe une continuité cinématique entre elles.

Pour caractériser cinématiquement le disque, nous nous sommes intéressés aux mouvements des étoiles qui le constituent. Le mouvement des étoiles se décompose en deux contributions la vitesse transverse qui est lié au mouvement apparent des étoiles sur le ciel, appelé mouvement propre et la vitesse selon la ligne de visée, appelé vitesse radiale. Dans la direction des pôles galactiques, ces composantes sont alignées avec les vitesses cardinales U , V et W . Nous ne nous sommes intéressé qu'aux mouvements des étoiles suivant la direction U , pour éviter d'avoir à tenir compte du courant asymétrique. Une méthode d'inversion directe a été appliquée sur ces mouvements pour obtenir une décomposition cinématique du disque. Des simulations pour tester la capacité de ma méthode d'inversion à rendre compte de continuité ou discontinuité des composantes cinématiques ont été réalisées.

1 Préparation de l'échantillon

Pour réaliser cette étude, l'échantillon d'étoiles pour l'analyse des mouvements propres a été employé. Il comprend les étoiles autour des pôles Nord et Sud galactiques, ayant une magnitude m_K comprise entre 6 et 15 et dont les valeurs des mouvements propres sont extraites de l'UCAC2 (Zacharias *et al.* 2004). De plus, nous n'avons considéré que les étoiles situées dans un disque de 8 degrés de rayon autour du pôle nord galactique pour que la vitesse dans la direction du centre galactique U ne soit pas contaminée par la vitesse de rotation de la galaxie. Au total, cet échantillon comprend 24552 étoiles.

Pour transformer les mouvements propres d'une étoile en vitesse, il est nécessaire de connaître sa position sur le ciel (l, b) , ses mouvements propres (μ_l, μ_b) , sa vitesse radiale V_r et sa distance d . Pour l'échantillon d'étoiles pour l'analyse des mouvements propres, nous disposons déjà de leur position et de leurs mouvements propres. En revanche, ni leur vitesse radiale, ni leur distance n'est connue.

Nous avons supposé nulle la vitesse radiale des étoiles de l'échantillon, ce qui ne fait pas commettre une erreur trop grande sur la détermination de la vitesse dans la direction U . En effet, en

direction des pôles galactiques, la projection de la vitesse radiale sur la direction U est presque nulle.

Quant à la distance des étoiles z_{phot} , elle est déterminée à partir de la magnitude apparente m_K de la manière suivante :

$$z_{phot} = 10^{(m_K - M_K + 5)/5} \quad (III.1)$$

où M_K est la magnitude absolue des étoiles. La magnitude absolue de nos étoiles est inconnue. En effet, l'échantillon contient des étoiles naines et des géantes.

Cependant, les étoiles géantes et les étoiles naines ont des magnitudes absolues très différentes. Si l'on suppose que toutes les étoiles de l'échantillon sont des naines¹, les étoiles géantes se trouvent alors toutes situées à une distance inférieure à 300 pc.

La magnitude absolue des naines dépend de la couleur. Nous avons donc déterminé une relation entre la magnitude absolue et la couleur à partir des diagrammes couleur-magnitude dont les données sont sur le site internet de Reid (<http://www-int.stsci.edu/~inr/cmd.html>). Nous avons obtenu :

$$M_K = 2.33 (J - K) + 2.75 \quad (III.2)$$

où $J - K$ est l'indice de couleur des étoiles.

Enfin, comme nous l'avons vu dans le chapitre II, la magnitude apparente des étoiles situées près des pôles galactique subit une extinction A_K inférieure à 0.05 et la couleur de l'ordre de 0.01. On peut donc estimer que l'erreur sur la distance $\delta d/d$ est inférieure à 5%.

Pour transformer les mouvements propres en vitesse, on va se placer dans le Référentiel Standard Local qui a pour origine le soleil et pour direction : le centre galactique, le pôle nord galactique et la perpendiculaire aux deux précédentes orientée dans le sens de rotation de la galaxie. Dans ce référentiel, une étoile a une vitesse U , V et W suivant ces trois directions respectivement. Les mouvements propres près du pôle correspondent aux vitesses U et V projetées sur le ciel.

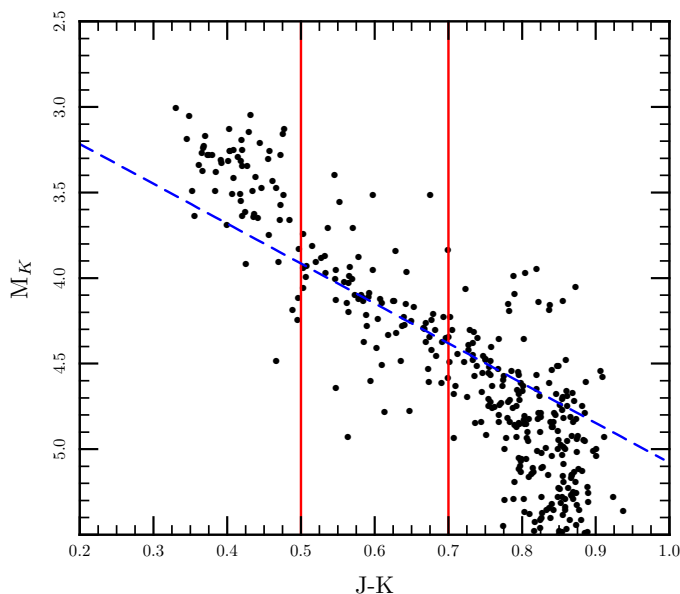


FIG. III.1 – Diagrammes HR ($M_K, J-K$) en vue de la détermination de la magnitude absolue des naines en fonction de la couleur. Les lignes rouges indiquent notre coupure en couleur $J - K \in [0.5-0.7]$. La droite trait-tirée bleue correspond à la relation entre la magnitude absolue et la couleur que j'ai obtenue grâce aux données de Reid.

¹ On calcule la distance de toutes les étoiles avec la magnitude absolue des étoiles naines

2 Inversion directe

Nous avons utilisé l'échantillon de mouvements propres pour constituer des histogrammes du nombre d'étoiles en fonction de la vitesse U pour quatre intervalles de distances entre 0 et 400 pc, entre 400 et 800 pc, au-delà 800 pc et au-delà 1 000 pc. L'échantillon des étoiles situées entre 0 et 400 pc comprend 6 758 étoiles, entre 400 et 800 pc 10 007 étoiles, au-delà 800 pc 7 787 étoiles et au-delà 1 000 pc 3 724 étoiles.

Puis, nous avons effectué une décomposition en gaussienne de ces histogrammes. En effet, la distribution de vitesse des étoiles locales est depuis fort longtemps modélisée par des gaussiennes Schwarzschild (1907, 1908). Bien que la dispersion de vitesse d'un système auto-gravitant à l'équilibre ne puisse pas être représenté par une gaussienne (Fricke 1952), pour des dispersions de vitesse correspondant aux populations du disque de la galaxie, elles représentent une bonne approximation qui permet de caractériser la cinématique des étoiles (Shu 1969, Villumsen & Binney 1985). La distribution de vitesse s'écrit donc sous la forme d'une somme de populations gaussiennes de dispersion de vitesse σ_i :

$$f(U) = \sum_i \rho_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{U^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (\text{III.3})$$

où ρ_i est la densité de chaque population i .

La minimisation de la fonction χ^2 entre la somme des populations gaussiennes et les observations auquel a été ajouté un poids qui impose un lissage a été obtenue à l'aide du logiciel MINUIT (James 2004). Le lissage permet d'obtenir une décomposition qui ne présente pas une forêt de pics. Ce lissage est basé sur la dérivée première des valeurs ρ_i des gaussiennes qui ajustent les observations. Les histogrammes ont été ajustés à l'aide de la somme de 50 gaussiennes. La décomposition comprenait 50 paramètres libres, correspondant au poids de chaque populations stellaires.

3 Résultats

Il semble exister trois pics dans les différentes décompositions que nous avons réalisées (fig. III.2 et III.3). Le premier correspondant à une dispersion de vitesse σ_U compris entre 0 et 10 km s⁻¹ pourrait être la contribution des géantes. Le calcul de la vitesse des étoiles géantes est faussé par le fait que l'on a attribué à celles-ci une distance plus petite qu'en réalité. Ainsi, les étoiles géantes présentent des vitesses faibles et donc une dispersion en vitesse faible. Le deuxième pic correspondant à une dispersion de vitesse σ_U compris entre 20 et 50 km s⁻¹ paraît assez cohérent avec la valeur attendue pour le disque mince et le troisième avec une dispersion de vitesse comprise entre 80 et 100 km s⁻¹ pourrait être la marque du disque épais. Enfin, il ne semble pas possible de mettre en évidence les étoiles du halo galactique. Ceci peut s'expliquer par le trop petit nombre d'étoiles ayant une grande vitesse ($U > 100$ km s⁻¹) dans mon échantillon.

De plus, le choix de découper mon échantillon à différentes hauteurs au-dessus du disque met en évidence le changement en proportion entre les étoiles du disque mince et celles du disque épais. Pour une hauteur au-dessus du plan z de 0 à 200 pc, il n'y a presque que des étoiles géantes, le nombre des étoiles naines à cette distance est petit (fig. III.2). En effet, les étoiles géantes sont en réalité à une distance réelle comprise entre 0 et 1 kpc. Pour z compris entre 200 et 400 pc, la contribution des étoiles géantes devient très petite. Les géantes encore présentes dans cet intervalle sont situées très loin du plan. Ce sont les étoiles naines du disque mince qui dominent la décomposition cinématique (fig. III.3). Enfin, au-delà de 800 ou 1000 pc, on voit clairement les contributions du disque mince et du disque épais. La contribution d'étoiles du halo explique peut-être la largeur du pic correspondant à des dispersions de vitesse σ_U comprises entre 70 et 110 km s⁻¹.

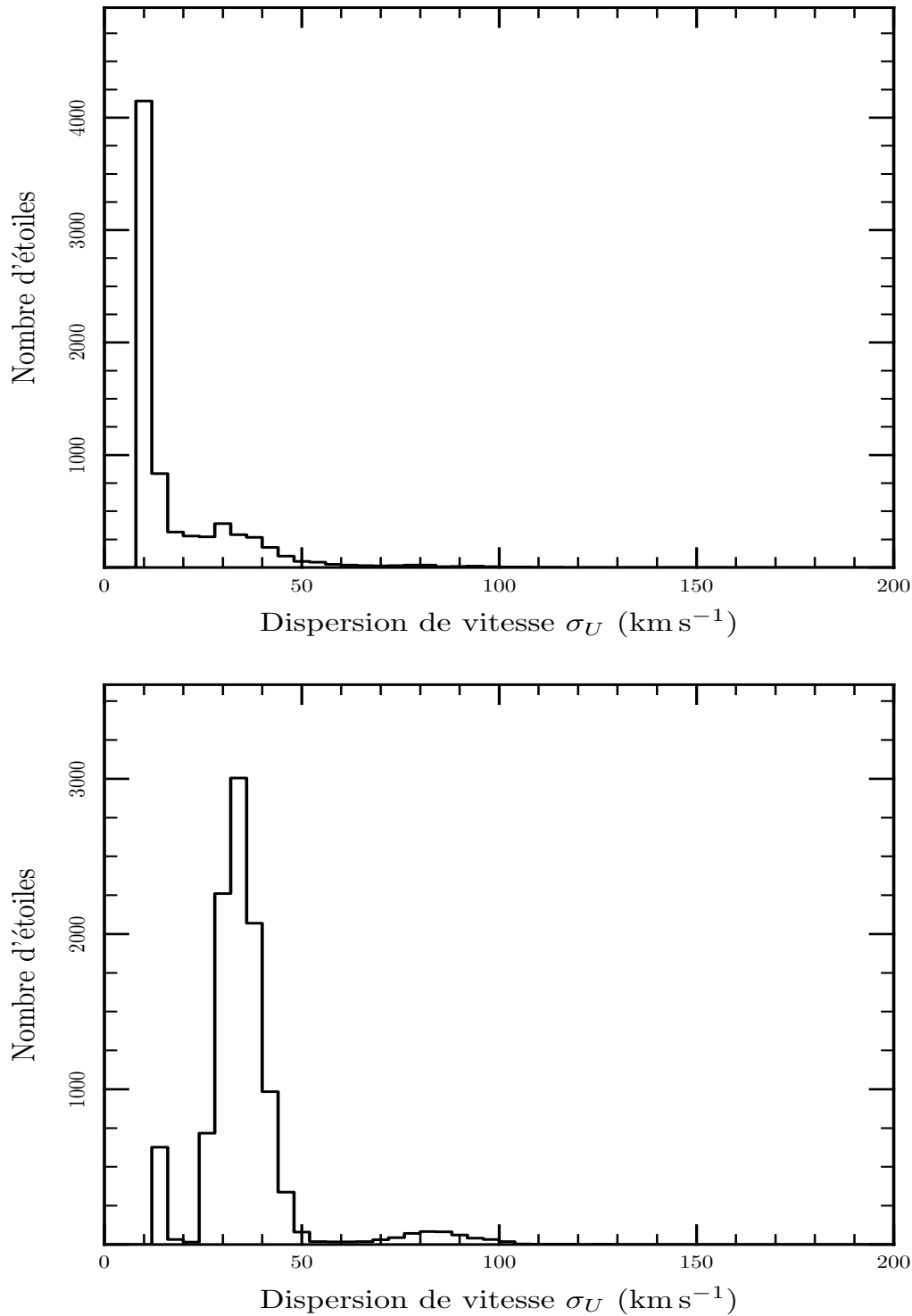


FIG. III.2 – Décomposition cinématique de la vitesse U des étoiles pour différentes hauteurs au-dessus du disque :

Haut : Décomposition cinématique pour les étoiles entre 0 et 400 pc. On distingue un pic à $\sigma_U = 12 \text{ km s}^{-1}$ et un autre plus large entre 20 et 50 km s^{-1} .

Bas : Décomposition cinématique pour les étoiles entre 400 et 800 pc. On distingue un pic faible à $\sigma_U = 16 \text{ km s}^{-1}$, un pic important entre 25 et 50 km s^{-1} et un pic très faible entre 70 et 100 km s^{-1} .

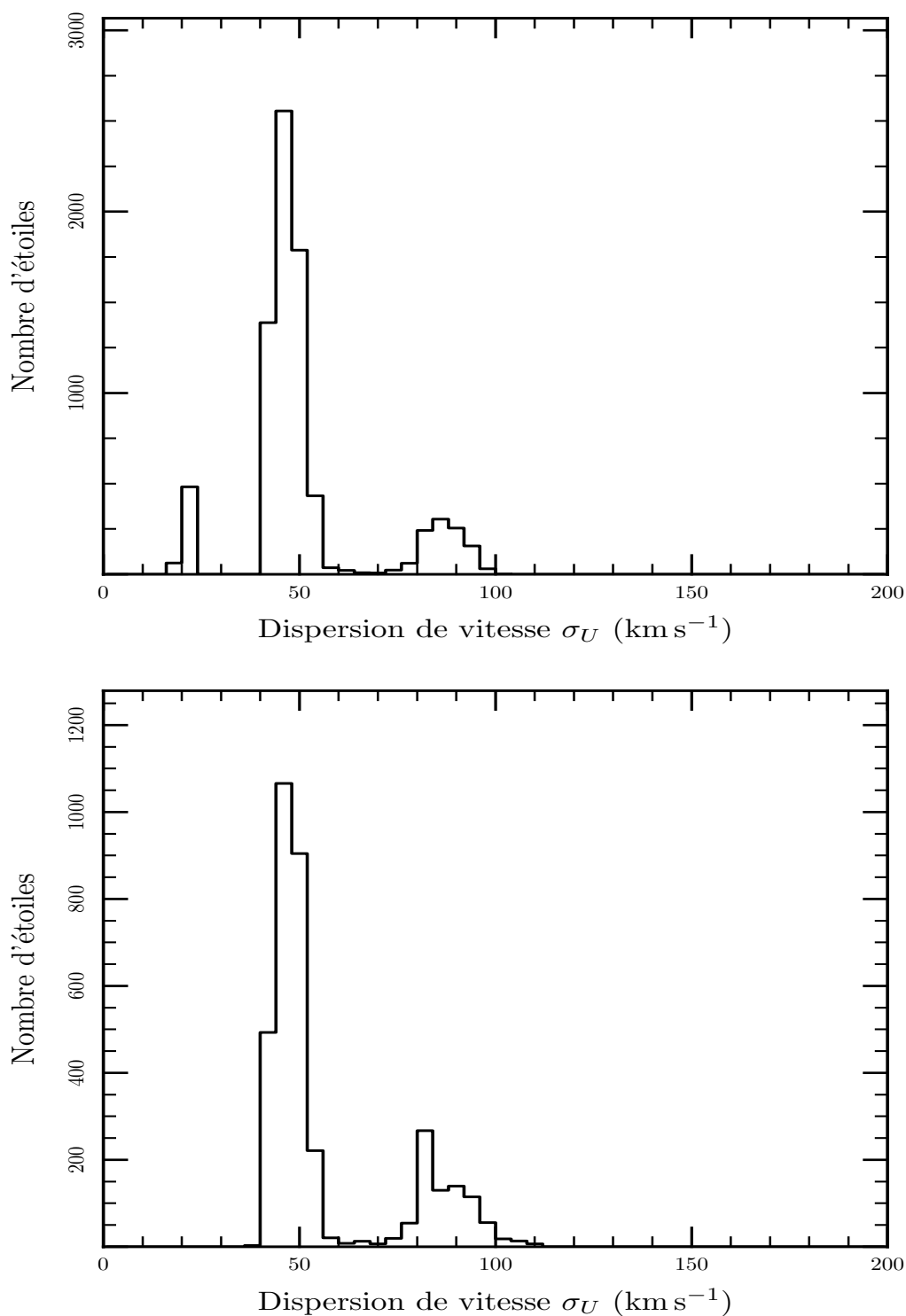


FIG. III.3 – Décomposition cinématique de la vitesse U des étoiles pour différentes hauteurs au-dessus du disque :

Haut : Décomposition cinématique pour les étoiles au-delà de 800pc. On distingue un pic faible à $\sigma_U = 20 \text{ km s}^{-1}$, un pic important entre 40 et 54 km s^{-1} et un pic large entre 80 et 96 km s^{-1} .

Bas : Décomposition cinématique pour les étoiles au-delà de 1000pc. On distingue un pic important à σ_U compris entre 40 et 54 km s^{-1} et un pic large entre 76 et 104 km s^{-1} .

4 Biais de la méthode

Nous avons obtenu un résultat qui est peut-être biaisé par la méthode d'inversion. C'est pourquoi, des histogrammes simulés ont été réalisés et ont été décomposés par la méthode d'inversion. La comparaison entre les paramètres d'entrée des histogrammes simulés et le résultat obtenu par l'inversion nous permet de tirer un certain nombre de conclusions quand à la taille des intervalles des histogrammes, le nombre minimum d'étoiles pour distinguer de manière efficace une population et l'effet d'un mélange de populations.

4.1 EFFET DE LA TAILLE DES INTERVALLES DE L'HISTOGRAMME

Des histogrammes de vitesse pour 500 000 étoiles avec une dispersion de vitesse de $\sigma = 30 \text{ km s}^{-1}$ ont été simulés. Ces histogrammes représentent le nombre d'étoiles ayant une vitesse comprise entre -100 et 100 km s^{-1} . Pour chaque histogramme, différentes tailles d'intervalle ont été définies : 2, 4 et 8 km s^{-1} . L'inversion de ces histogrammes simulés a été effectuée (voir fig. III.4 et III.5).

Nous remarquons que le choix de la taille de l'intervalle des histogrammes change le résultat de l'inversion. Le choix d'un intervalle trop petit induit une instabilité dans la décomposition (forêt de pics voir fig. III.4). Si au contraire, l'intervalle est trop grand, la décomposition présente un pic élargi (graphe du bas de la fig. III.5). Nous pensons que notre choix de taille d'intervalle a été correct. Il ne semble pas y avoir d'effet d'instabilité ou d'élargissement trop important dans les décompositions obtenues (fig. III.2 et III.3).

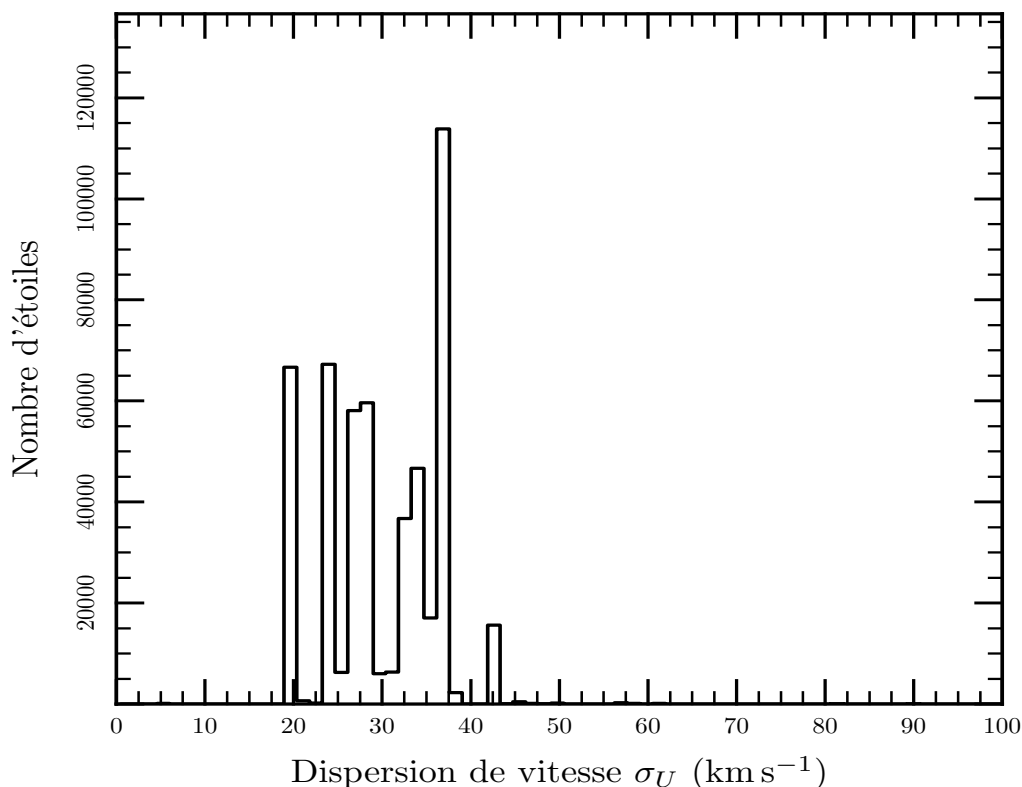


FIG. III.4 – Décomposition cinématique d'histogrammes simulés de vitesse pour une taille d'intervalle de 2 km s^{-1} . L'inversion est instable. La décomposition présente une "forêt" de pics.

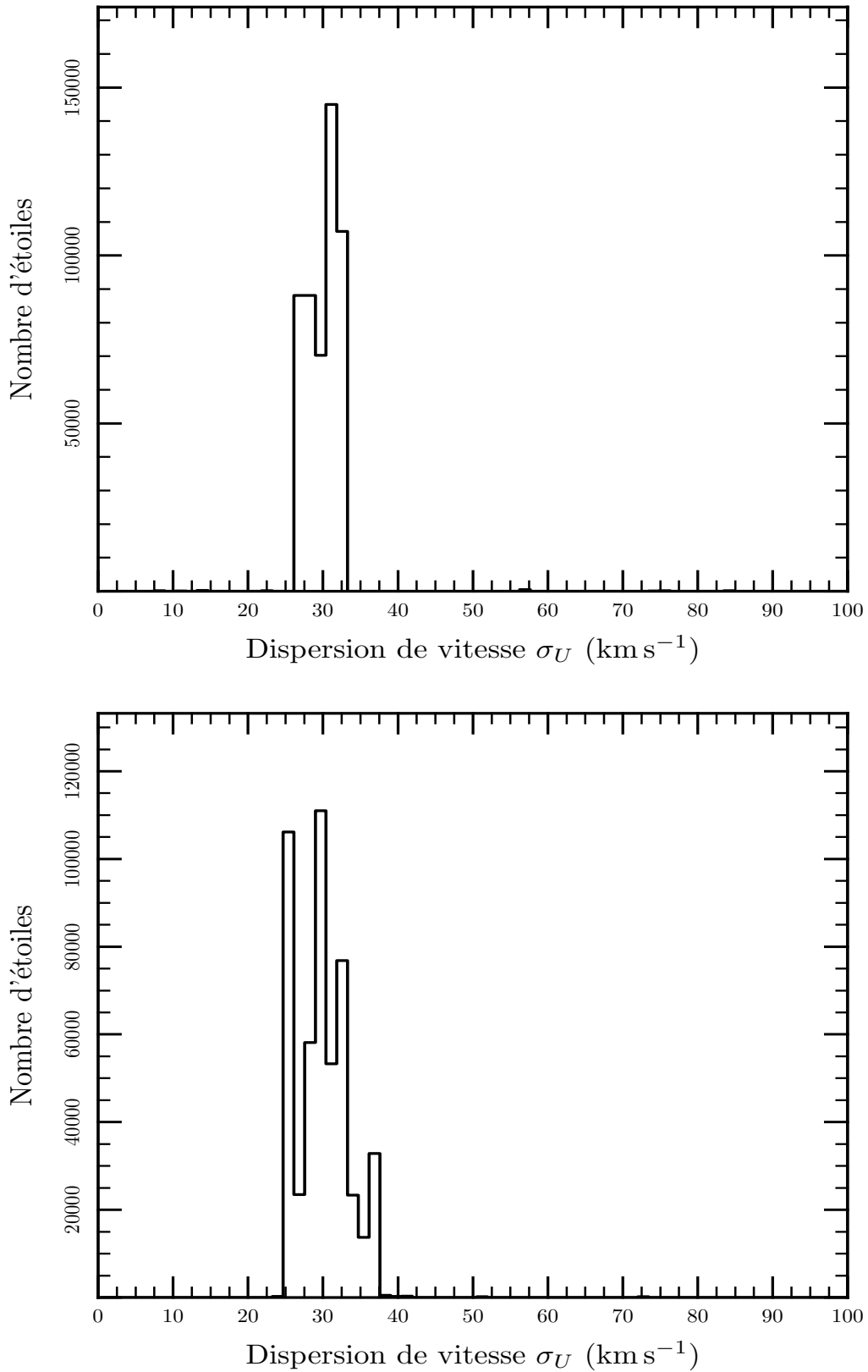


FIG. III.5 – Décomposition cinématique d’histogrammes simulés de vitesse pour des tailles d’intervalle de 4 (haut) et 8 km s^{-1} (bas). La décomposition correspondant à un intervalle de 8 km s^{-1} présente un pic élargi.

4.2 EFFET DU NOMBRE D'ÉTOILES

Des histogrammes simulés de vitesse en changeant le nombre total d'étoiles ont également été réalisés. Ces histogrammes correspondent à une population avec une dispersion de vitesse de $\sigma_U = 30 \text{ km s}^{-1}$ et représentent le nombre d'étoiles ayant une vitesse comprise entre -100 et 100 km s^{-1} . Les inversions de ces histogrammes ont été effectuées (voir fig. III.6 et III.7).

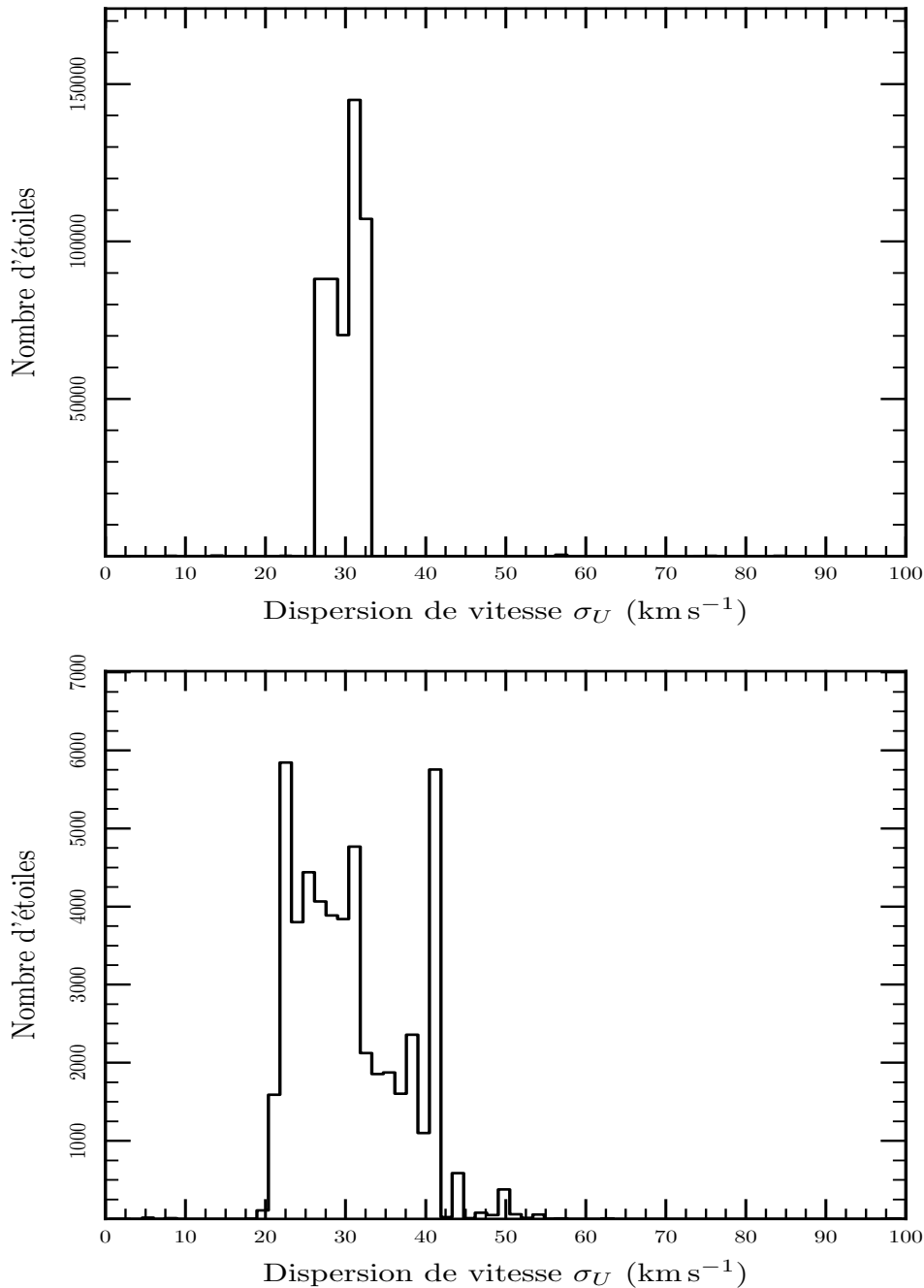


FIG. III.6 – Décomposition cinématique d'histogrammes simulés de vitesse pour 500 000 (haut) et 50 000 (bas) étoiles. La décomposition correspondant à une population de 50 000 étoiles présente un pic élargi.

Le nombre d'étoiles présentes dans l'histogramme a un impact très important sur la décomposition cinématique obtenue. Quand le nombre d'étoiles de la population simulée diminue, le pic dans la décomposition commence par s'élargir (graphe du bas de la fig. III.6), puis va apparaître une population "fantôme" à très petite dispersion de vitesse créant un décalage du pic de la "vraie population" (fig. III.7). Donc quand une population n'est pas suffisamment représentée en termes de nombre d'étoiles, elle peut ne pas apparaître (pas de pic), mais seulement se manifester par l'élargissement du pic correspondant à une autre population. Comme par exemple, on peut le supposer pour les échantillons au-delà de 800 et surtout de 1000 pc (fig. III.3).

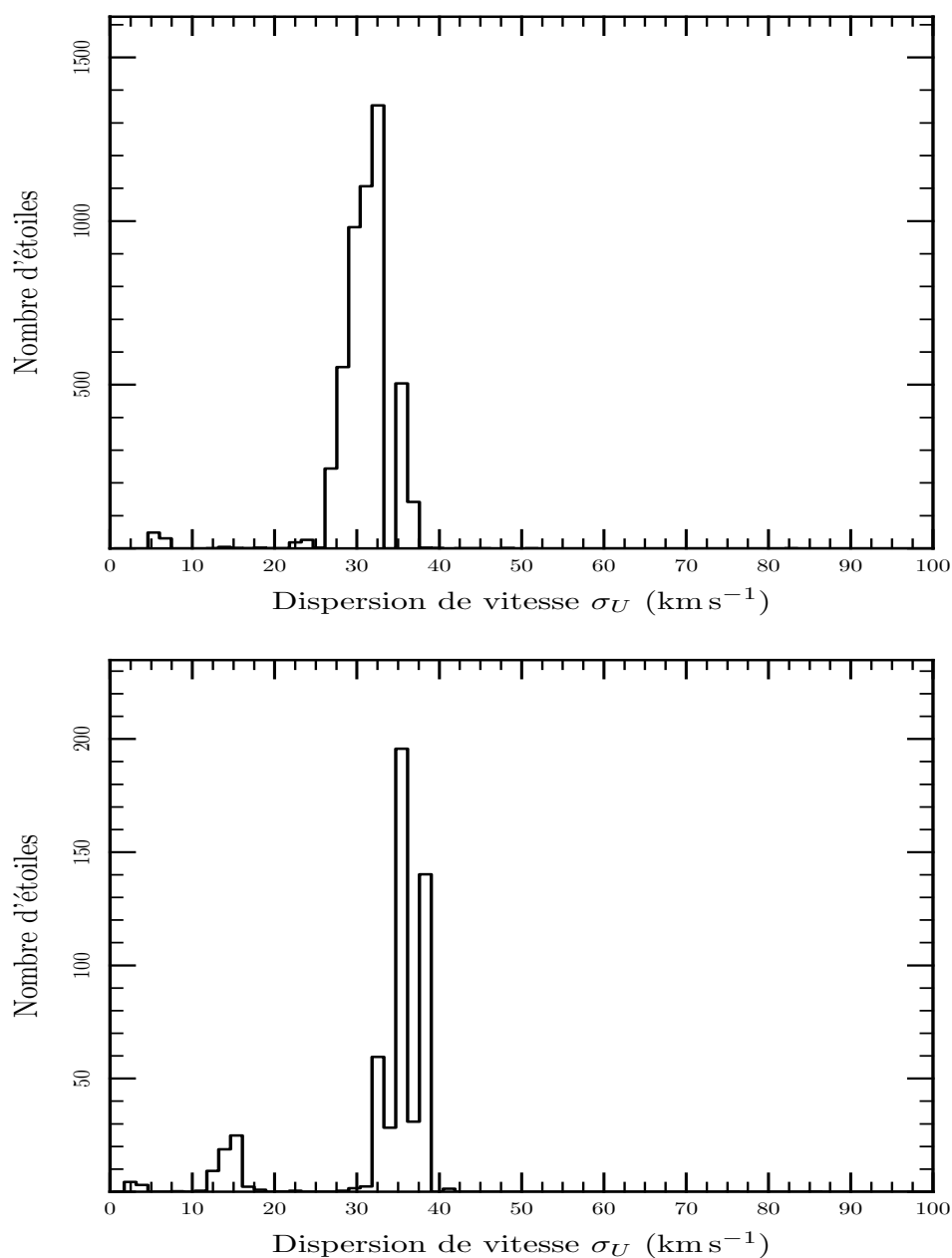


FIG. III.7 – Décomposition cinématique d'histogrammes simulés de vitesse pour 5 000 (haut) et 500 (bas) étoiles. Le faible nombre d'étoiles de la population crée un pic "fantôme" pour $\sigma_U = 5$ (haut) et 14 km s^{-1} et décale le "vrai" pic à 32 et 35 km s^{-1} .

4.3 SÉPARATION DE DEUX POPULATIONS

Enfin, il paraît intéressant de comprendre comment se comporte la méthode d'inversion avec un mélange de deux populations. Des histogrammes de vitesse représentant deux populations avec des dispersions de vitesse différentes ont été simulés. Ce test avait pour but de mettre en évidence l'effet de l'écart entre les dispersions de vitesse des deux populations. De plus, la situation où les deux populations ne comptent pas le même nombre d'étoiles a aussi été envisagée. Les inversions de ces histogrammes simulés ont été effectuées (fig. III.8, III.9 et III.10). Pour le détail des paramètres d'entrée des populations simulées, on se référera au tableau III.1.

Le résultat de l'inversion de deux populations semble assez aléatoire. Pour des populations ayant des dispersions de vitesse proche, l'inversion n'est pas capable de les distinguer (ou de manière marginale) (fig. III.8) ou si elle les distingue elle va leur attribuer une dispersion de vitesse différentes de la leur (fig. III.9). Enfin, même si il est difficile d'en tirer de conclusions la comparaison des simulations D et E ne semble pas montrer d'effet particulier par rapport aux différences en nombre de deux populations (fig. III.10). La séparation de population ne semble pas être réalisée correctement par cette méthode. En attribuant des dispersions de vitesse décalées, elle pourrait fausser les conclusions quant à la séparation réelle ou non de deux populations.

| Nom de la simulation | σ_1 | n_1 | σ_2 | n_2 |
|----------------------|------------|---------|------------|---------|
| Simulation A | 30 | 500 000 | 35 | 500 000 |
| Simulation B | 30 | 500 000 | 40 | 500 000 |
| Simulation C | 30 | 500 000 | 50 | 500 000 |
| Simulation D | 30 | 500 000 | 70 | 500 000 |
| Simulation E | 30 | 500 000 | 70 | 30 000 |

TAB. III.1 – Tableau des valeurs d'entrée des populations simulées

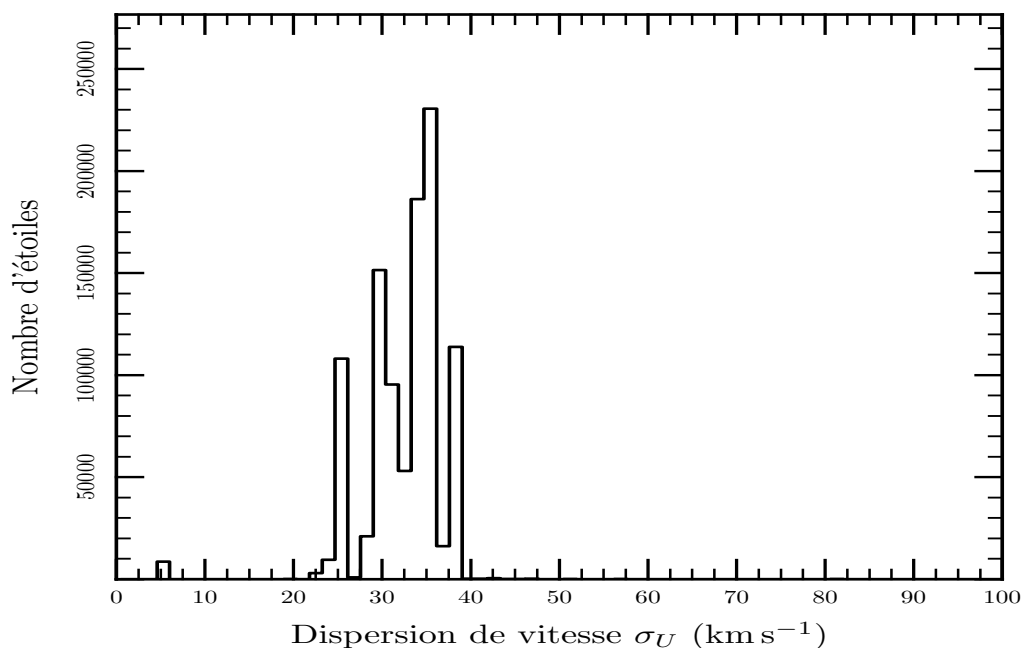


FIG. III.8 – Décomposition cinématique de la simulation A. On ne distingue qu'un pic élargi en σ_U compris entre 25 et 40 km s^{-1} .

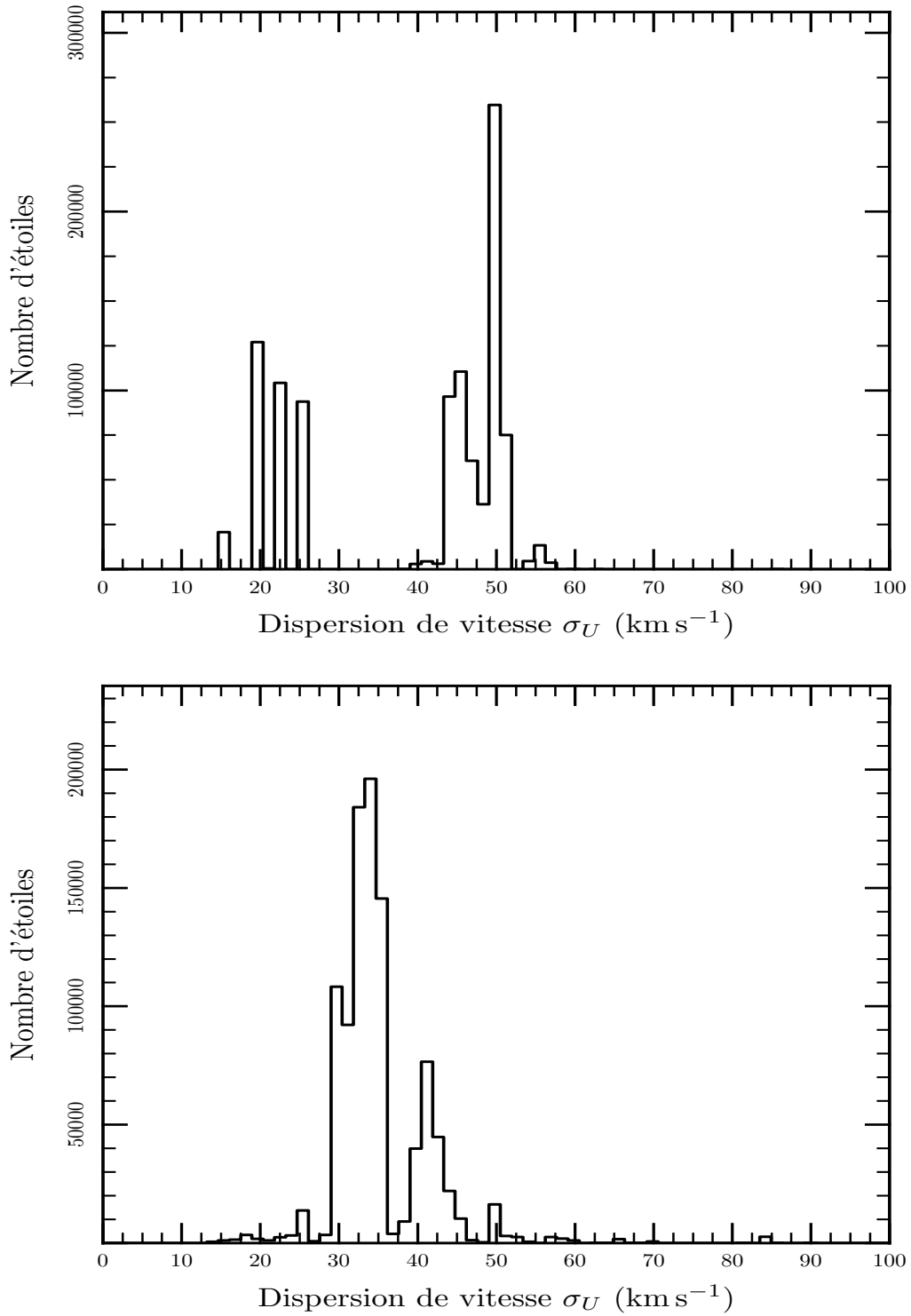


FIG. III.9 – Décomposition cinématique des simulations B et C. On distingue 2 pics pour $\sigma_U = 24$ et de 44 à 52 km s⁻¹ pour la simulation B et pour $\sigma_U = 34$ et de 41 km s⁻¹ pour la simulation C.

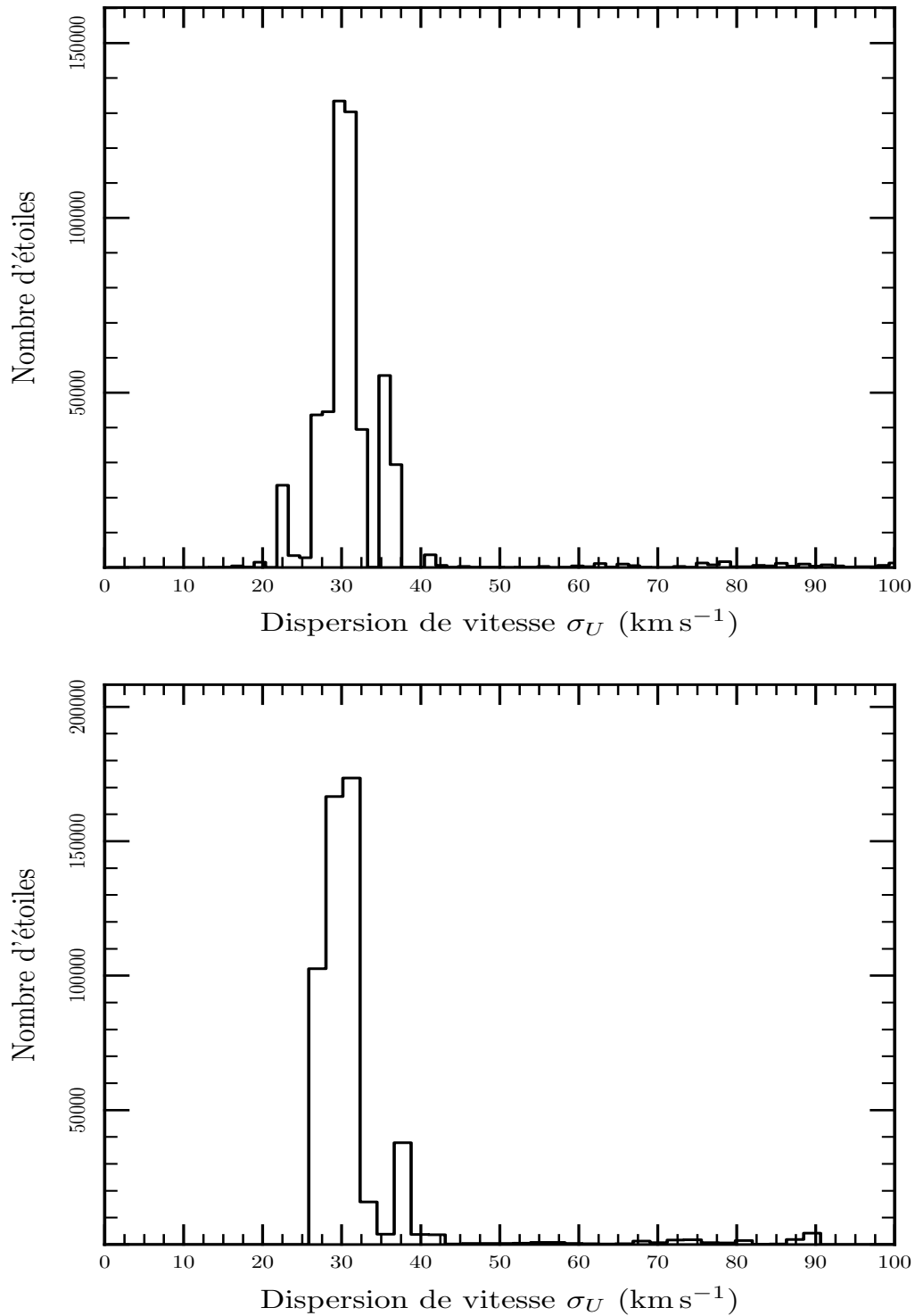


FIG. III.10 – Décomposition cinématique des simulations D et E. On distingue 2 pics pour $\sigma_U = 30$ et de 35 km s^{-1} pour la simulation D et idem pour la simulation E.

5 Conclusions pour l'inversion

Cette méthode semble montrer une claire séparation entre le disque mince (σ_U compris entre 20 et 50 km s⁻¹) et le disque épais (σ_U compris entre 70 et 100 km s⁻¹). Cependant, ce résultat pourrait souffrir de biais liés à la méthode d'inversion qui a tendance à créer des séparations entre les populations qu'elles soient réelles ou non. De plus, nous avons été confronté au problème de non complétude de l'échantillon de mouvements propres. Nous avons donc développé une autre approche qui est la reproduction des observations par un modèle cinématique de la galaxie.



Références

- FRICKE, W., 1952; *Dynamische Begründung der Geschwindigkeitsverteilung im Sternsystem*. *Astronomische Nachrichten*, **280**, 193
- JAMES, F., 2004; *MINUIT Tutorial from "1972 CERN Computing and Data Processing School"*. CERN
- SCHWARZSCHILD, K., 1907; *Akad. Wissenschaft. Göttingen Nach.*, 614
- , 1908; *Akad. Wissenschaft. Göttingen Nach.*, 191
- SHU, F. H., 1969; *Models of Partially Relaxed Stellar Disks*. *ApJ*, **158**, 505
- VILLUMSEN, J. V. & BINNEY, J., 1985; *Stellar distribution functions for galactic disks*. *ApJ*, **295**, 388
- ZACHARIAS, N., URBAN, S. E., ZACHARIAS, M. I., WYCOFF, G. L., HALL, D. M., MONET, D. G. & RAFFERTY, T. J., 2004; *The Second US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC2)*. *AJ*, **127**, 3043

Le modèle cigal

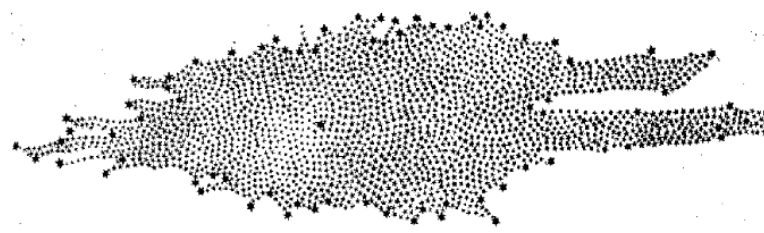


FIG. IV.1 – Forme de la galaxie telle que déduite des comptages d'étoiles par William Herschel en 1785. Le soleil est représenté par une étoile en gras au centre.

1 Introduction

Le but de notre modèle est d'analyser les structures du disque de la galaxie. Pour cela, nous avons ajusté les comptages, les mouvements propres et les vitesses radiales des étoiles situées dans les directions des pôles galactiques.

Cette démarche s'inscrit dans une longue histoire. En effet, dans les années 1780, William Herschel tenta de déterminer la forme de la Voie Lactée et la position du soleil en son sein, en utilisant des comptages. Il divisa la voûte céleste en une multitude de zones et compta le nombre d'étoiles à une magnitude donnée. Ne connaissant pas la distance des étoiles, il supposa que toutes les étoiles avaient la même luminosité. Il en conclut que la galaxie est un disque dont le soleil se trouve au centre (voir fig. IV.1). Kapteyn refit le même type d'étude, mais cette fois en tenant compte de la luminosité des étoiles. Il obtint l'image d'une petite galaxie elliptique d'environ 15 kiloparsecs de diamètre avec le Soleil situé près du centre (Kapteyn & van Rhijn 1920).

En 1898, Von Seeliger a introduit l'équation de la statistique stellaire :

$$A(m_\lambda, l, b) = \int_0^\infty \Phi(M_\lambda) \rho(r, l, b) r^2 dr \quad (\text{IV.1})$$

où $A(m_\lambda, l, b) dm dl d(\sin b)$ est le nombre d'étoiles qui ont une magnitude comprise entre m et $m + dm$ pour le filtre λ , $\Phi(M_\lambda)$ la fonction de luminosité dans la même filtre et $\rho(r, l, b)$ la densité d'étoile en r et dans la direction (l, b) .

Elle permet de déterminer de manière statistique la répartition des étoiles dans la galaxie. Cependant, cette équation ne peut pas en générale être résolue ou inversée.

Ce n'est que dans les années 80 que les observations jusqu'à des magnitudes faibles ($m_K > 20$) et l'accroissement de la puissance de calcul ont permis le développement de modèles globaux

des populations stellaires de la galaxie pour décrire les comptages. L'analyse des observations de l'ensemble du ciel a permis d'obtenir la densité d'étoile $\rho(r)$ et la fonction de luminosité (Bahcall & Soneira 1980, 1981a,b). Il est à noter aussi le travail très intéressant de Gilmore et Reid sur la détermination de la densité stellaire dans le voisinage solaire (Gilmore 1981, Reid 1982, Gilmore & Reid 1983, Gilmore 1984). Tous ces modèles décrivent le disque de la galaxie sous la forme d'une somme d'exponentielles comme cela avait été fait pour les galaxies spirales extérieures.

Nous avons choisi une approche différente. Nous avons développé un modèle gravitationnellement auto-cohérent, composé de composantes isothermes comme Pritchett (1983), Bahcall (1984) et Robin & Crézé (1986). La partie cinématique de notre modèle est largement inspirée des travaux de Ratnatunga *et al.* (1989), Casertano *et al.* (1990), Gould (2003). Enfin, la cohérence dynamique est assurée de la même façon que par Bienaymé *et al.* (1987), Robin *et al.* (2003, 2004). Notre travail peut aussi se comparer à des travaux récents comme ceux de Girardi *et al.* (2005) et Vallenari *et al.* (2006).

2 Description globale

Nous modélisons le disque galactique par un ensemble de 20 composantes stellaires. Chaque composante stellaire est un ensemble d'étoiles décrit par une fonction de distribution. Elle est construite à partir de trois fonctions. La première donne la densité d'étoiles en fonction de la hauteur au-dessus du plan la densité ρ_i . La deuxième décrit le mouvement des étoiles, autrement dit, la distribution cinématique f_i . Enfin la dernière donne la répartition des étoiles suivant leur magnitude absolue, appelée, fonction de luminosité ϕ_{ik} .

Nous définissons $\mathcal{N}(z, V_R, V_\phi, V_z; M)$ comme étant la densité d'étoiles dans l'espace position galactique - vitesse - magnitude absolue :

$$\mathcal{N} = \sum_{ik} \rho_i(z) f_i(V_R, V_\phi, V_z) \phi_{ik}(M) \quad (\text{IV.2})$$

L'indice i indique le numéro de la composante cinématique considérée. L'indice k correspond à un type d'étoiles (une valeur de magnitude absolue) utilisées pour modéliser la fonction de luminosité.

À partir de ce modèle, nous appliquons l'équation de la statistique stellaire généralisée :

$$A(m, \mu_l, \mu_b, V_r) = \int N(z, V_R, V_\phi, V_z; M) z^2 \omega dz \quad (\text{IV.3})$$

Cette équation donne le nombre d'étoiles A en fonction de la magnitude apparente m , des mouvements propres (μ_l, μ_b) et de la vitesse radiale V_r . En intégrant la fonction A suivant certaines variables, on obtient les distributions marginales : $A(m)$, $A(m, \mu_l)$, $A(m, \mu_b)$, $A(m, V_R)$. Elles définissent la forme des comptages, des histogrammes de mouvements propres et de vitesses radiales. Dans le cas des pôles galactiques, nous définissons μ_U et μ_V comme les composantes des mouvements propres parallèles aux directions cardinales U et V des vitesses.

3 La densité et le potentiel vertical

Si on suppose que les distributions de densité sont stationnaires, la densité verticale $\rho_i(z)$ de chaque composante qui représente le disque est liée à sa dispersion de vitesse $\sigma_{zz,i}$ par le potentiel gravitationnel vertical $\Phi(z)$ au niveau du soleil suivant la relation suivante :

$$\rho_i(z) = \exp(-\Phi(z)/\sigma_{zz,i}^2) \quad (\text{IV.4})$$

Ce type d'expression a été introduit par Oort (1922). Elle assure l'auto-cohérence dynamique de notre modèle.

On peut définir le potentiel gravitationnel vertical au niveau du soleil $\Phi(z)$ par l'expression proposé Kuijken & Gilmore (1989) qui s'écrit de la manière suivante :

$$\Phi(z) = 2\pi G \left(\Sigma_0 \left(\sqrt{z^2 + D^2} - D \right) + \rho_{\text{eff}} z^2 \right) \quad (\text{IV.5})$$

où Σ_0 est la densité de surface du disque, D l'échelle de hauteur du potentiel et ρ_{eff} la densité locale du halo. Ce potentiel comporte deux contributions : la densité surfacique du disque Σ_0 qui prédomine à faible hauteur au-dessus du plan du disque ($z \ll D$) et la densité locale du halo ρ_{eff} dont la force de rappel ne se fait sentir qu'à grande distance ($z \gg D$). Nous avons utilisé pour le potentiel les valeurs de Bienaymé *et al.* (2006). La valeur de Σ_0 que nous avons utilisée est très similaire à celle de Kuijken & Gilmore (1989) et de Holmberg & Flynn (2004).

| Paramètres | Valeurs |
|---------------------|---------------------------------|
| Σ_0 | $48 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ |
| D | 800pc |
| ρ_{eff} | $0.07 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ |

TAB. IV.1 – Valeurs du potentiel vertical galactique que nous avons utilisées.

4 Les distributions cinématiques

La distribution de vitesse des étoiles locales est depuis fort longtemps modélisée par des gaussiennes (Schwarzschild 1907, 1908). Aussi pour notre modèle, nous avons choisi de décrire la cinématique du disque par un système d'ellipsoïdes de vitesse gaussiennes à 3 dimensions. Les ellipsoïdes de vitesse sont inclinés d'un angle δ suivant le plan galactique méridien. Hori & Liu (1963) ont montré qu'avec un potentiel de Stäckel cette inclinaison dépend de la position de la façon suivante :

$$\tan 2\delta = \frac{2rz}{r^2 - z^2 + z_0^2} \quad (\text{IV.6})$$

où z_0 est le foyer du système de coordonnées sphéroïdales définissant le potentiel de Stäckel le mieux ajusté. Nous avons adopté la valeur de $z_0 = 6.0 \text{ Kpc}$ obtenu par Bienaymé (1999).

Il faut ensuite projeter ces ellipsoïdes dans le système de coordonnées de l'observateur (r, l, b) avec les vecteurs unitaires \vec{u}_r dans la direction d'observation, \vec{u}_l et \vec{u}_b dans la direction des longitudes et des latitudes croissantes. Pour cela, on effectue d'abord une rotation pour passer du repère défini par les axes de l'ellipsoïde $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ au repère de coordonnées cylindriques $(\vec{U}, \vec{V}, \vec{W})$ avec U positif dans la direction du centre galactique, V dans le sens de rotation du disque de la galaxie et W vers le pôle nord galactique. Puis, on projette l'ellipsoïde sur les coordonnées de l'observateur (r, l, b) .

Ratnatunga *et al.* (1989) ont montré que si l'on prend l'expression générale de l'ellipsoïde des vitesses :

$$f(a_1, a_2, a_3) = C \exp \left(-\frac{(a_1 - \bar{a}_1)^2}{2\sigma_1^2} - \frac{(a_2 - \bar{a}_2)^2}{2\sigma_2^2} - \frac{(a_3 - \bar{a}_3)^2}{2\sigma_3^2} \right) \quad (\text{IV.7})$$

avec $C = 1/[(8\pi^3)^{1/2} \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3]$, on peut réécrire l'équation IV.7 sous la forme :

$$f(\mathbf{a}) = C \exp(-Q) \quad (\text{IV.8})$$

où

$$Q = (\mathbf{a} - \bar{\mathbf{a}})^t \Gamma (\mathbf{a} - \bar{\mathbf{a}}). \quad (\text{IV.9})$$

avec

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Gamma = \begin{pmatrix} 1/2\sigma_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2\sigma_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2\sigma_3^2 \end{pmatrix}.$$

La rotation des coordonnées (1,2,3) vers les coordonnées (U, V, W) par la matrice de transformation T qui s'écrit :

$$T = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos \phi & -\cos \delta \sin \phi & \sin \delta \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ -\sin \delta \cos \phi & \sin \delta \sin \phi & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.10})$$

où δ est l'inclinaison de l'ellipsoïde et ϕ est l'angle entre l'axe 1 de l'ellipsoïde et la droite joignant le soleil au centre galactique. On obtient ϕ par une simple relation trigonométrique :

$$R_{\odot}^2 + R^2 - 2R_{\odot}R \cos \phi = (d \cos b)^2 \quad (\text{IV.11})$$

Dans ce nouveau système de coordonnées, Q devient :

$$Q = (\mathbf{b} - \bar{\mathbf{b}})^t T T^t (\mathbf{b} - \bar{\mathbf{b}}). \quad (\text{IV.12})$$

avec le vecteur \mathbf{b} correspondant au vecteur \mathbf{a} mais dans le système de coordonnées (U, V, W). On refait de même pour passer du système de coordonnées (U, V, W) à celui de coordonnées (r, l, b) via la matrice S :

$$S = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} (R_{\odot} \cos l - d \cos b) \cos b & R_{\odot} \sin l \cos b & R \sin b \\ -R_{\odot} \sin l & (R_{\odot} \cos l - d \cos b) & 0 \\ -(R_{\odot} \cos l - d \cos b) \sin b & -R_{\odot} \sin l \sin b & R \cos b \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.13})$$

Dans ce nouveau système de coordonnées, Q devient :

$$Q = (\mathbf{v} - \bar{\mathbf{v}})^t S T T^t S^t (\mathbf{v} - \bar{\mathbf{v}}). \quad (\text{IV.14})$$

avec le vecteur $\mathbf{v}=(v_r, v_l, v_b)$ dans les coordonnées (r, l, b).

Les ellipsoïdes sont caractérisés par leur dispersion de vitesse σ_W qui est comprise entre 3.5 et 70 km s^{-1} . La dispersion de vitesse suivant U est déduite de celle suivant W par le rapport σ_U/σ_W laissé libre pour chaque composante. De même, la dispersion de vitesse suivant V est déduite de celle de U par le rapport σ_U/σ_V laissé libre, mais identique pour toutes les composantes. Pour simplifier, nous supposons le rapport σ_U/σ_V constant, même si cette hypothèse n'a été démontré que pour des populations stellaires froides (Bienaymé & Séchaud 1997).

Les ellipsoïdes sont aussi caractérisés par une vitesse moyenne ($\langle U \rangle, \langle V \rangle, \langle W \rangle$) et par une dispersion de vitesse ($\sigma_{RR}, \sigma_{\phi\phi}, \sigma_{zz}$) suivant les directions cardinales du référentiel de coordonnées galactiques.

Le mouvement moyen se fait relativement au référentiel standard local (LSR). Nous avons supposé que la vitesse moyenne est nulle suivant la direction radiale et verticale. Nous obtenons ainsi les relations suivantes :

$$\langle U \rangle = -U_{\odot} \quad (\text{IV.15})$$

$$\langle V \rangle = -V_{\odot} - V_{\text{asym}} \quad (\text{IV.16})$$

$$\langle W \rangle = -W_{\odot}. \quad (\text{IV.17})$$

où U_{\odot}, V_{\odot} et W_{\odot} sont la vitesse du soleil suivant les trois directions cardinales et V_{asym} le courant asymétrique.

Pour simplifier, nous avons choisi de lier par une relation empirique le courant asymétrique V_{asym} et la dispersion de vitesse radiale σ_{RR} (Mihalas & Binney 1981). Elle s'écrit sous la forme :

$$V_{\text{asym}} = \sigma_{RR}^2 / k_a. \quad (\text{IV.18})$$

5 Les fonctions de luminosité

La fonction de luminosité de chaque composante ϕ_i est modélisée par différents types d'étoiles définies par leur magnitude absolue M_k et une certaine dispersion σ_M :

$$\phi_i(M) = \sum_{k=1,n} \phi_{ik}(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_M} \sum_{k=1,n} c_{ik} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{M-M_k}{\sigma_M}\right)^2} \quad (\text{IV.19})$$

où c_{ik} est la densité pour chaque type d'étoiles (indice k) de chaque composante du disque stellaire (indice i).

Nous avons choisi de modéliser la fonction de luminosité par quatre types d'étoiles. Celles que nous appellerons dans la suite :

- 'les géantes' ($k=1$) des étoiles de magnitude absolue $M_K=-1.61$ qui correspondent à des étoiles de la branche horizontale des géantes (ce sont des étoiles qui brûlent leur hélium),
- deux types de 'sous-géantes' ($k=2-3$) avec des magnitudes absolues respectivement de $M_K=-0.89$ et $M_K=-0.17$ qui sont des étoiles de la première branche des géantes (fusion de l'hydrogène en coquille)
- et enfin 'les naines' ($k=4$) avec une magnitude absolue de $M_K=4.15$ qui sont des étoiles de la séquence principale (transforme l'hydrogène en hélium).

Nous avons adopté une faible dispersion autour de la magnitude absolue typique de ces étoiles de $\sigma_M = 0.25$. En effet la magnitude absolue des naines et des géantes ne varie que très peu dans notre intervalle de couleur (cf. chap. II).

Lors de nos premières tentatives d'ajustement de notre modèle aux données, nous nous sommes heurtés à des résultats irréalistes où toutes les étoiles n'étaient que d'un seul type (soit que des naines, soit que des géantes). Aussi, pour obtenir une fonction de luminosité réaliste, nous avons ajouté des contraintes à notre procédure de minimisation. Pour chaque composante cinématique i , nous avons imposé que les proportions entre chaque type d'étoiles ne dépassent pas les valeurs locales.

Pour cela nous avons déterminé la fonction de luminosité locale sur laquelle nous avons ajusté quatre gaussiennes correspondant à chaque type d'étoiles. Pour de plus amples détails sur la manière dont nous avons obtenu la fonction de luminosité locale, on se référera au paragraphe 5.

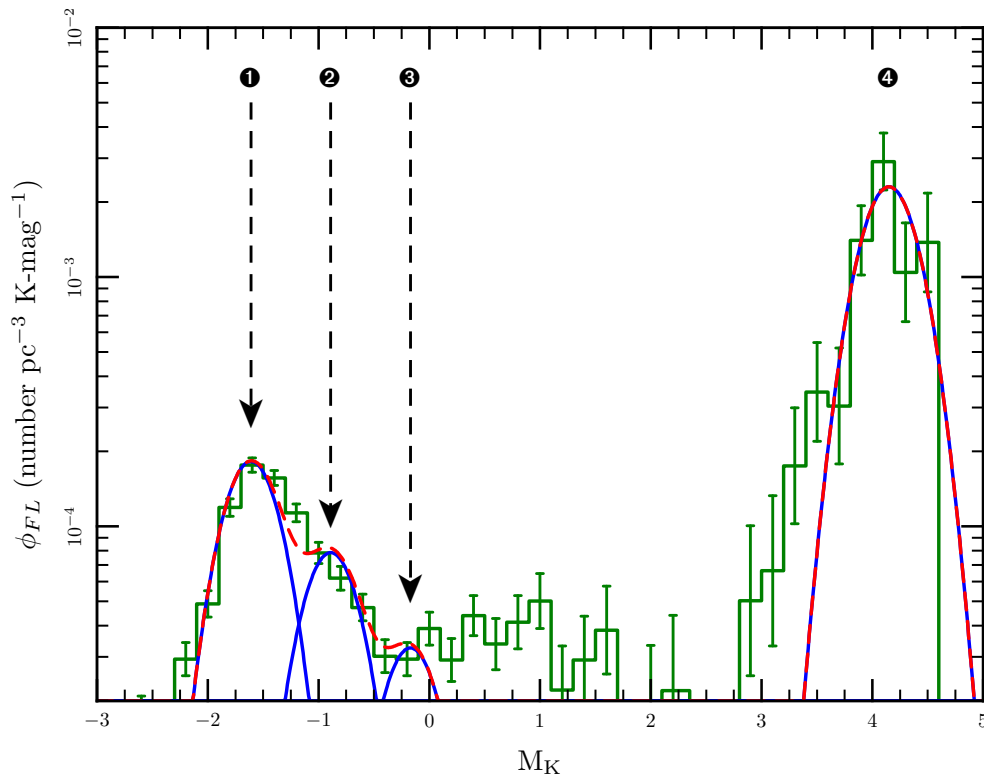


FIG. IV.2 – Fonction de luminosité locale : l'histogramme vert avec les barres d'erreur correspond à la fonction de luminosité locale que nous avons déterminée à partir des étoiles proches. La ligne trait-tiré rouge est un ajustement de cette fonction de luminosité avec quatre gaussiennes (représentées en bleu) qui correspondent aux étoiles géantes (1), aux sous-géantes (2) et (3) et aux naines (4).

Nous avons obtenu un ratio de la densité des naines ($k=4$) sur celle des géantes ($k=1$) de 12.0, de la densité des géantes sur celle des sous-géantes ($k=2$) de 2.3 et que la densité des sous-géantes ($k=2$) est supérieure à celle des sous-géantes ($k=3$).

Nous avons donc imposé pour chaque composante cinématique i les conditions suivantes :

$$\frac{c_{i,4}}{c_{i,1}} > 10 \quad (\text{IV.20})$$

$$\frac{c_{i,1}}{c_{i,2}} > 2 \quad (\text{IV.21})$$

$$c_{i,2} > c_{i,3}. \quad (\text{IV.22})$$

6 Les paramètres du modèle

Nous modélisons le disque de la galaxie par une somme de 20 composantes stellaires représentées chacune par une fonction de distribution. Celle-ci est le produit de la densité verticale d'étoiles, de la distribution cinématique et de la fonction de luminosité. Nous nous sommes d'abord assurés de l'auto-cohérence dynamique. Puis, nous avons explicité l'ensemble des termes qui gouvernent la distribution cinématique. Enfin, nous avons examiné la fonction de luminosité locale qui va permettre d'ajouter des contraintes à la fonction de luminosité globale. Ce modèle est très complexe et comporte beaucoup de paramètres libres dont la liste est donnée dans le tableau IV.2.

| type de paramètre | symbole | nombre |
|--|--|---------|
| Densité de chaque type d'étoiles ($i=4$) de chaque composante ($k=20$) | c_{ik} | 4*20 |
| Rapport des axes de l'ellipsoïde | $(\sigma_U/\sigma_W)_i$ σ_U/σ_V | 20 1 |
| Vitesse du soleil | U_\odot, V_\odot et W_\odot | 3 |
| Hauteur du soleil au dessus du plan galactique | z_\odot | 1 |
| Coefficient entre courant asymétrique et dispersion de vitesse | k_a | 1 |

TAB. IV.2 – Liste des paramètres libres du modèle



Références

- BAHCALL, J. N., 1984; *The distribution of stars perpendicular to galactic disk*. ApJ, **276**, 156
- BAHCALL, J. N. & SONEIRA, R. M., 1980; *The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts*. ApJS, **44**, 73
- , 1981a; *Predicted star counts in selected fields and photometric bands Applications to galactic structure, the disk luminosity function, and the detection of a massive halo*. ApJS, **47**, 357
- , 1981b; *The distribution of stars to $V = 16$ th magnitude near the north galactic pole - Normalization, clustering properties, and counts in various bands*. ApJ, **246**, 122
- BIENAYMÉ, O., 1999; *The local stellar velocity distribution of the Galaxy. Galactic structure and potential*. A&A, **341**, 86
- BIENAYMÉ, O., ROBIN, A. C. & CRÉZÉ, M., 1987; *The mass density in our Galaxy*. A&A, **180**, 94
- BIENAYMÉ, O. & SÉCHAUD, N., 1997; *Stellar kinematics in the solar neighbourhood and the disc scale lengths of the Galaxy*. A&A, **323**, 781
- BIENAYMÉ, O., SOUBIRAN, C., MISHENINA, T. V., KOVTYUKH, V. V. & SIEBERT, A., 2006; *Vertical distribution of Galactic disk stars. III. The Galactic disk surface mass density from red clump giants*. A&A, **446**, 933
- CASERTANO, S., RATNATUNGA, K. U. & BAHCALL, J. N., 1990; *Kinematic modeling of the galaxy. II - Two samples of high proper motion stars*. ApJ, **357**, 435
- GILMORE, G., 1981; *The significance of deep star counts for models of the Galaxy and the surface density of faint quasars*. MNRAS, **195**, 183
- , 1984; *New light on faint stars. VI - Structure and evolution of the Galactic spheroid*. MNRAS, **207**, 223
- GILMORE, G. & REID, N., 1983; *New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc*. MNRAS, **202**, 1025
- GIRARDI, L., GROENEWEGEN, M. A. T., HATZIMINAOGLOU, E. & DA COSTA, L., 2005; *Star counts in the Galaxy. Simulating from very deep to very shallow photometric surveys with the TRILEGAL code*. A&A, **436**, 895
- GOULD, A., 2003; *Stellar Halo Parameters from 4588 Subdwarfs*. ApJ, **583**, 765
- HOLMBERG, J. & FLYNN, C., 2004; *The local surface density of disc matter mapped by Hipparcos*. MNRAS, **352**, 440
- HORI, G. & LIU, T. P., 1963; *The Velocity Ellipsoid and a Suggestion for the Bottlinger Diagram Based on an Approximate Shmidt Potential*. PASJ, **15**, 100
- KAPTEYN, J. C. & VAN RHIJN, P. J., 1920; *On the Distribution of the Stars in Space Especially in the High Galactic Latitudes*. ApJ, **52**, 23
- KUIJKEN, K. & GILMORE, G., 1989; *The Mass Distribution in the Galactic Disc - Part Two - Determination of the Surface Mass Density of the Galactic Disc Near the Sun*. MNRAS, **239**, 605
- MIHALAS, D. & BINNEY, J., 1981; *Galactic astronomy : Structure and kinematics /2nd edition/*. San Francisco, CA, W. H. Freeman and Co., 1981. 608 p.
- OORT, J. H., 1922; *Some peculiarities in the motion of stars of high velocity*. Bull. Astron. Inst. Netherlands, **1**, 133
- PRITCHET, C., 1983; *Application of star count data to studies of galactic structure*. AJ, **88**, 1476
- RATNATUNGA, K. U., BAHCALL, J. N. & CASERTANO, S., 1989; *Kinematic modeling of the Galaxy. I - The Yale Bright Star Catalogue*. ApJ, **339**, 106
- REID, N., 1982; *New light on faint stars. I - The luminosity function in the solar neighbourhood*. MNRAS, **201**, 51
- ROBIN, A. & CRÉZÉ, M., 1986; *Stellar populations in the Milky Way - A synthetic model*. A&A, **157**, 71
- ROBIN, A. C., REYLÉ, C., DERRIÈRE, S. & PICAUD, S., 2003; *A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way*. A&A, **409**, 523
- , 2004; *Erratum : A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way*. A&A, **416**, 157
- SCHWARZSCHILD, K., 1907; Akad. Wissenschaft. Göttingen Nach., 614
- , 1908; Akad. Wissenschaft. Göttingen Nach., 191
- VALLENARI, A., PASETTO, S., BERTELLI, G., CHIOSI, C., SPAGNA, A. & LATTANZI, M., 2006; *Kinematics and stellar content of the Milky Way populations toward the North Galactic Pole*. A&A, **451**, 125

Résultats du modèle cigal

En ajustant notre modèle du disque de la galaxie aux histogrammes de comptages, de mouvements propres et de vitesses radiales qui comprennent respectivement 22 050, 105 170 et 935 étoiles, nous avons pu séparer les étoiles naines des étoiles géantes et trouver les détails de la cinématique des populations stellaires. Nous avons également déterminé la fonction de distribution cinématique locale. Elle montre directement qu'il existe un large fossé entre les propriétés du disque mince et du disque épais.

1 Ajustement du modèle aux observations

Les 105 paramètres libres de notre modèle ont été ajustés grâce à une procédure de minimisation d'une fonction χ^2 qui traduit l'écart entre le modèle et les observations de comptage, de mouvements propres et de vitesses radiales. La minimisation a été réalisée avec le logiciel MINUIT (James 2004). La fonction χ^2 donne un poids égal à chacun des quatre types de données. Ce qui donne plus de poids à la vitesse radiale bien que sa contribution en nombre d'étoiles est de deux ordres de grandeur plus faible que pour les comptages et les mouvements propres. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{1}{4} \sum_i \frac{(n_{mod,i} - n_{obs,i})^2}{(n_{obs,i} + 1)} \right)_k \quad (V.1)$$

n_{obs} et n_{mod} sont les nombres d'étoiles observées et prédites par le modèle. Les indices de sommation i et k correspondent respectivement aux différents intervalles des histogrammes et aux types de données (= les comptages en magnitude m_K , les mouvements propres μ_U , les mouvements propres μ_V et les vitesses radiales V_r).

Ajuster un modèle avec autant de paramètres libres pose le problème de l'unicité de la solution et de la robustesse de nos conclusions. Pour cela, nous avons exploré largement l'espace des paramètres, en ajustant des sous-échantillons de nos observations et en ne faisant varier que certains paramètres les autres étant fixés.

Nous avons dû fixer la vitesse du soleil V_{\odot} selon la direction V et imposé des limites aux rapports d'axes de l'ellipsoïde :

- Pour le disque mince ($\sigma_W \leq 25 \text{ km s}^{-1}$), $\sigma_U/\sigma_W > 1.5$

- Pour le disque épais ($\sigma_W > 30 \text{ km s}^{-1}$), $\sigma_U/\sigma_W > 1.1$.

Globalement, l'accord entre les observations et notre meilleur modèle est bon pour l'ensemble des directions, magnitudes et types de données étudiées au cours de notre étude (voir les fig. V.1, V.6, V.2, V.3, V.4 et V.5). Cependant, nous avons noté quelques différences qui requièrent les remarques suivantes.

1.1 LES COMPTAGES

Nous avons ajusté les comptages stellaires de magnitudes 5.0 à 15.4 (fig. V.1). Nous nous sommes intéressés aux étoiles situées dans un disque de 8 degrés de rayon autour des pôles nord et sud galactiques. Globalement, nous obtenons un bon accord entre le modèle et les observations. Cependant, on peut noter qu'à la magnitude $m_K = 10$, il semble y avoir un léger désaccord qui est plus évident en direction du pôle nord qu'au pôle sud galactique. Nous verrons dans le paragraphe 2 qu'il s'agit du signe de la transition entre étoiles naines et géantes. On peut aussi remarquer une sorte de plateau dans les comptages aux magnitudes [13.5 – 14.5]. Nous verrons dans la suite paragraphe 3 qu'il s'agit du signe de la transition entre le disque mince et le disque épais.

1.2 LES HISTOGRAMMES DE MOUVEMENTS PROPRES

Nous avons aussi ajusté les histogrammes de mouvements propres μ_U et μ_V dans les directions des pôle Nord et Sud galactiques par pas de 1 magnitude entre les magnitudes 6 et 9 et par pas de 0.2 magnitude entre les magnitudes 9 et 14 (fig. V.2 et V.3). Pour les mouvements propres, l'accord entre les observations et le modèle est bon, bien que moins satisfaisant que pour les comptages et pour les vitesses radiales. En dessous de la magnitude $m_K = 10$, la forme du pic des histogrammes pour le mouvement propre μ_U n'est pas bien reproduite ni dans la direction du pôle nord galactique ni au sud. Nous n'avons pu établir la source de cet écart entre les histogrammes et le modèle. Il est peut-être le fruit d'une trop grande simplification de nos hypothèses (gaussiannité des distributions de vitesse dans les directions U et V , linéarité de la relation définissant le courant asymétrique, constance du rapport des axes de l'ellipsoïde σ_U/σ_V , ...). Mais, il est aussi possible que cette différence soit simplement due à l'impact des erreurs sur les mouvements propres.

Les histogrammes de mouvements propres pour les magnitudes les plus brillantes $m_K < 7$ (fig. V.2 et V.4) semblent montrer des sous-structures. Ces fluctuations sont proches d'un niveau de bruit poissonien et donc marginalement significatives. Une de ces sous-structures pourrait correspondre au courant d'Hercule ($\bar{U} = -42 \text{ km s}^{-1}$ et $\bar{V} = -52 \text{ km s}^{-1}$, Famaey *et al.* (2005)).

Les ailes des histogrammes de mouvement propre μ_U à magnitudes plus faibles que $m_K = 11$ montrent des écarts qui expliquent la valeur importante du χ^2 obtenu. Cependant, il faut noter que l'ajustement s'est fait sur des histogrammes correspondant à des pas en magnitude plus faibles 0.2 au lieu de 1 comme représenté sur les figures V.2, V.3, V.4 et V.5. De plus, de petites différences existent entre les histogrammes dans les directions des pôles nord et sud galactiques. Ces différences peuvent être dues à des décalages entre les mouvements propres des pôles nord et sud galactiques.

De même, les histogrammes de mouvement propre μ_V à magnitudes plus faibles que $m_K = 11$ présentent un écart au niveau des ailes. Dans ce cas, le courant asymétrique est un paramètre supplémentaire de l'ajustement qui influence la forme de la partie négative des histogrammes (fig. V.3 et V.5). Cependant, nous pensons que les différences présentes entre le modèle et les données ne remettent pas en cause notre détermination du courant asymétrique. En effet, il n'est que marginalement corrélé aux autres paramètres du modèle.

1.3 LES HISTOGRAMMES DE VITESSES RADIALES

Même si nous n'avons que peu d'étoiles (2×500 étoiles) pour lesquelles nous disposons de la mesure de la vitesse radiale, nous constatons un bon accord entre les histogrammes de vitesses

radiales et le modèle pour les pôles nord des magnitudes m_K 5.5 à 8.5 et sud des magnitudes m_K 8.5 à 11.5 (fig. V.6).

Toutes ces remarques à propos des différences entre les observations et le modèle, nous indiquent de nouvelles directions de recherche à explorer. Nous pensons étendre cette étude du disque galactique à l'ensemble des directions galactiques.

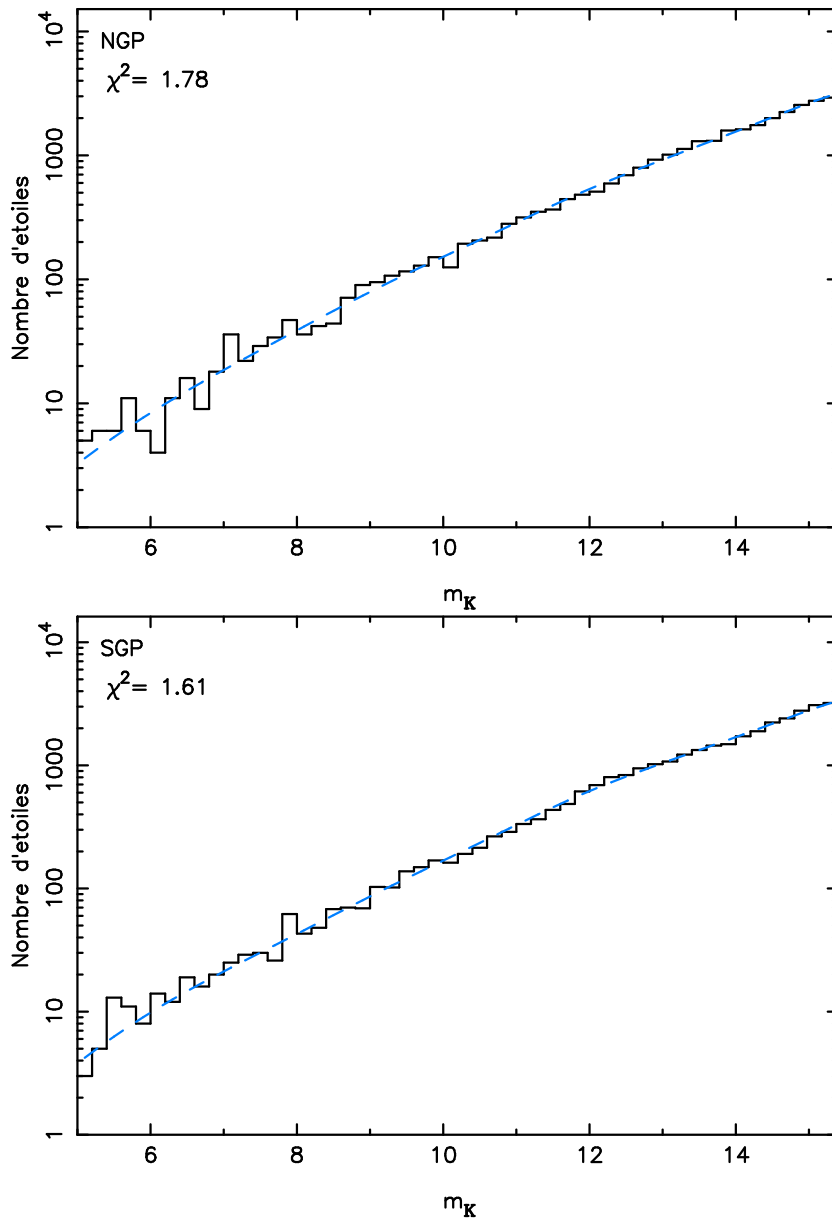


FIG. V.1 – Comparaison entre les histogrammes de comptages dans la direction du pôle Nord (haut) et Sud (bas) galactique et le modèle (ligne trait-tirée bleu clair).

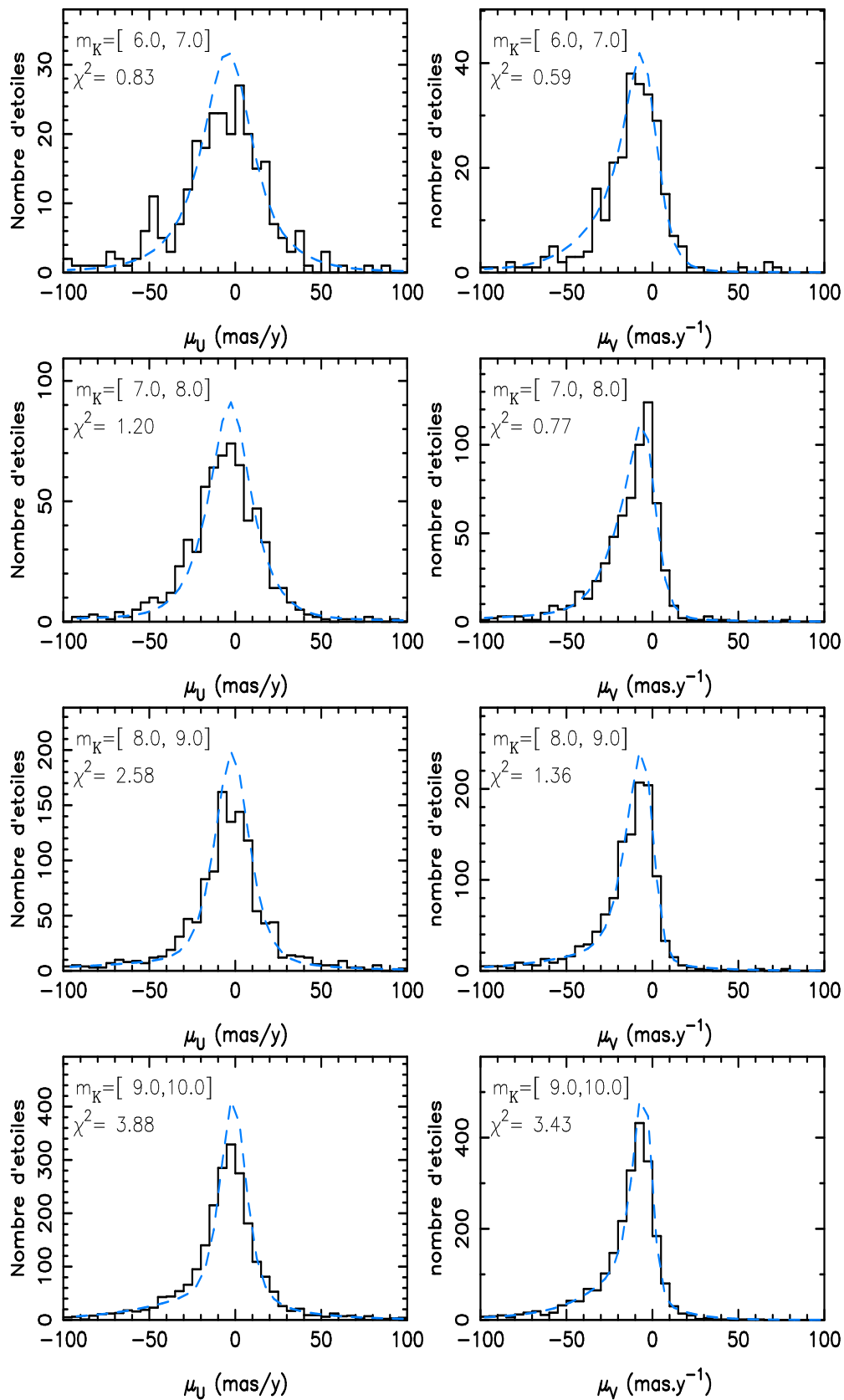


FIG. V.2 – Comparaison entre les histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite et le modèle (ligne trait-tirée bleu clair) pour les magnitudes m_K 6 à 10.

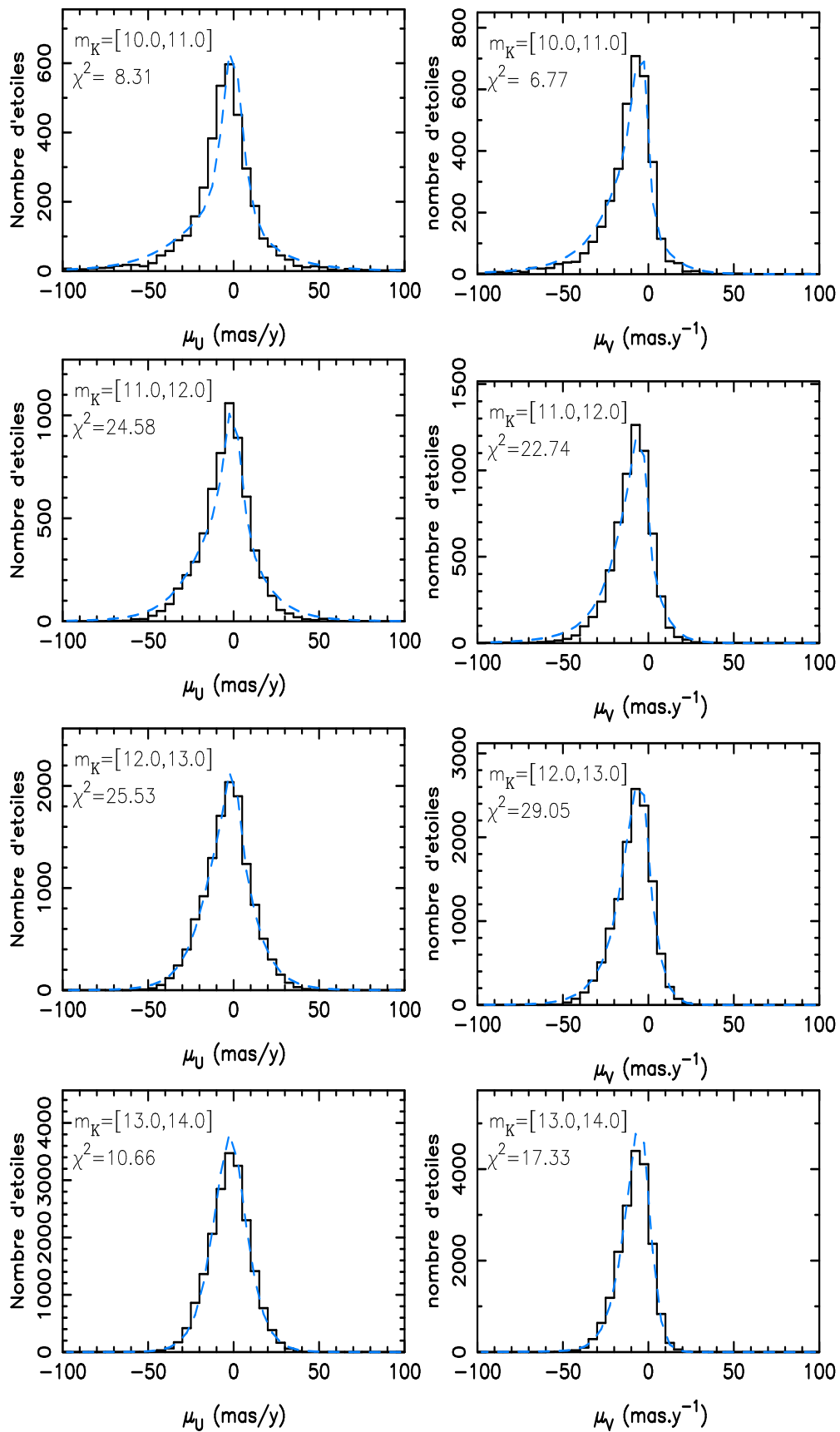


FIG. V.3 – Comparaison entre les histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite et le modèle (ligne trait-tirée bleu clair) pour les magnitudes m_K 10 à 14.

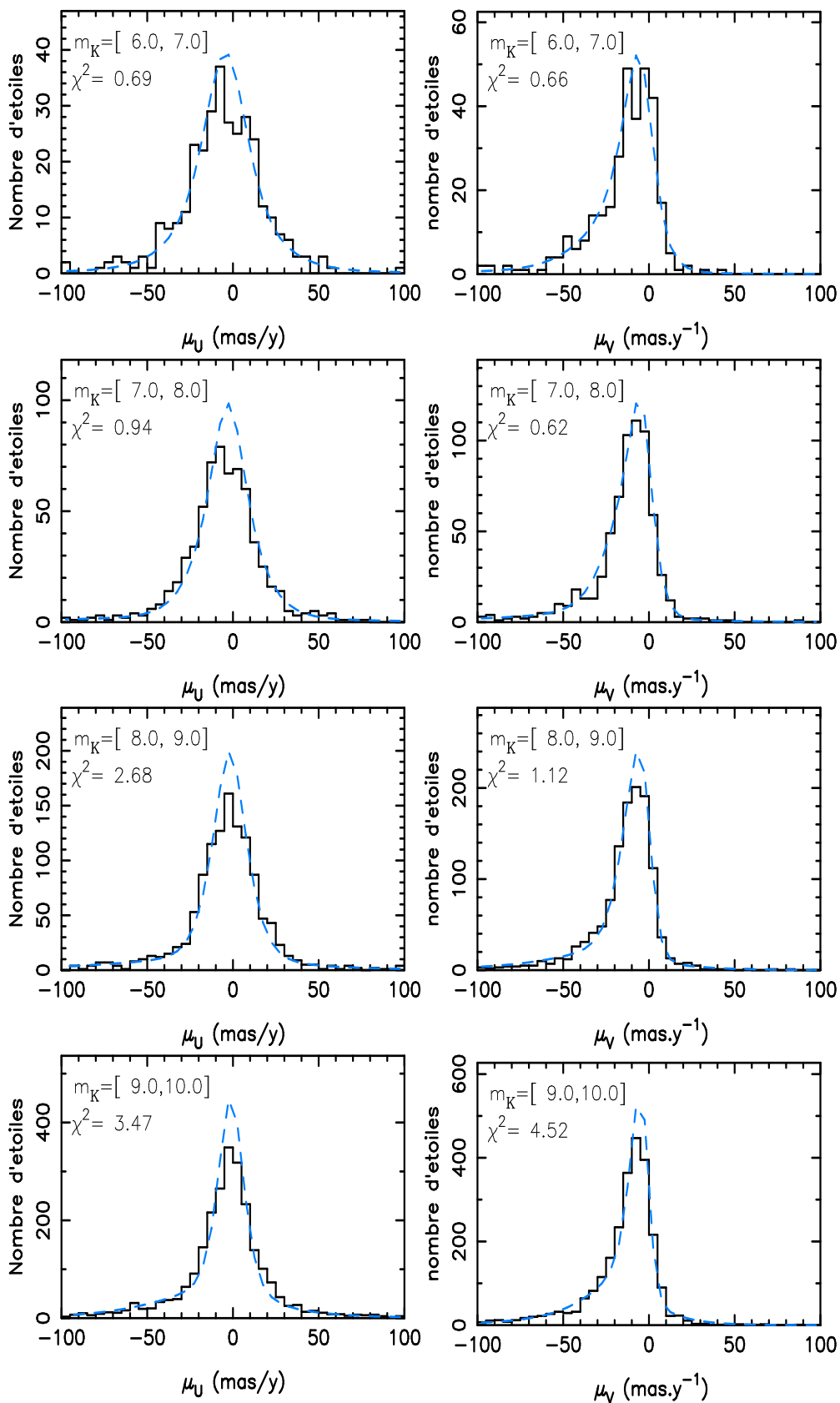


FIG. V.4 – Comparaison entre les histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite et le modèle (ligne trait-tirée bleu clair) pour les magnitudes m_K 6 à 10.

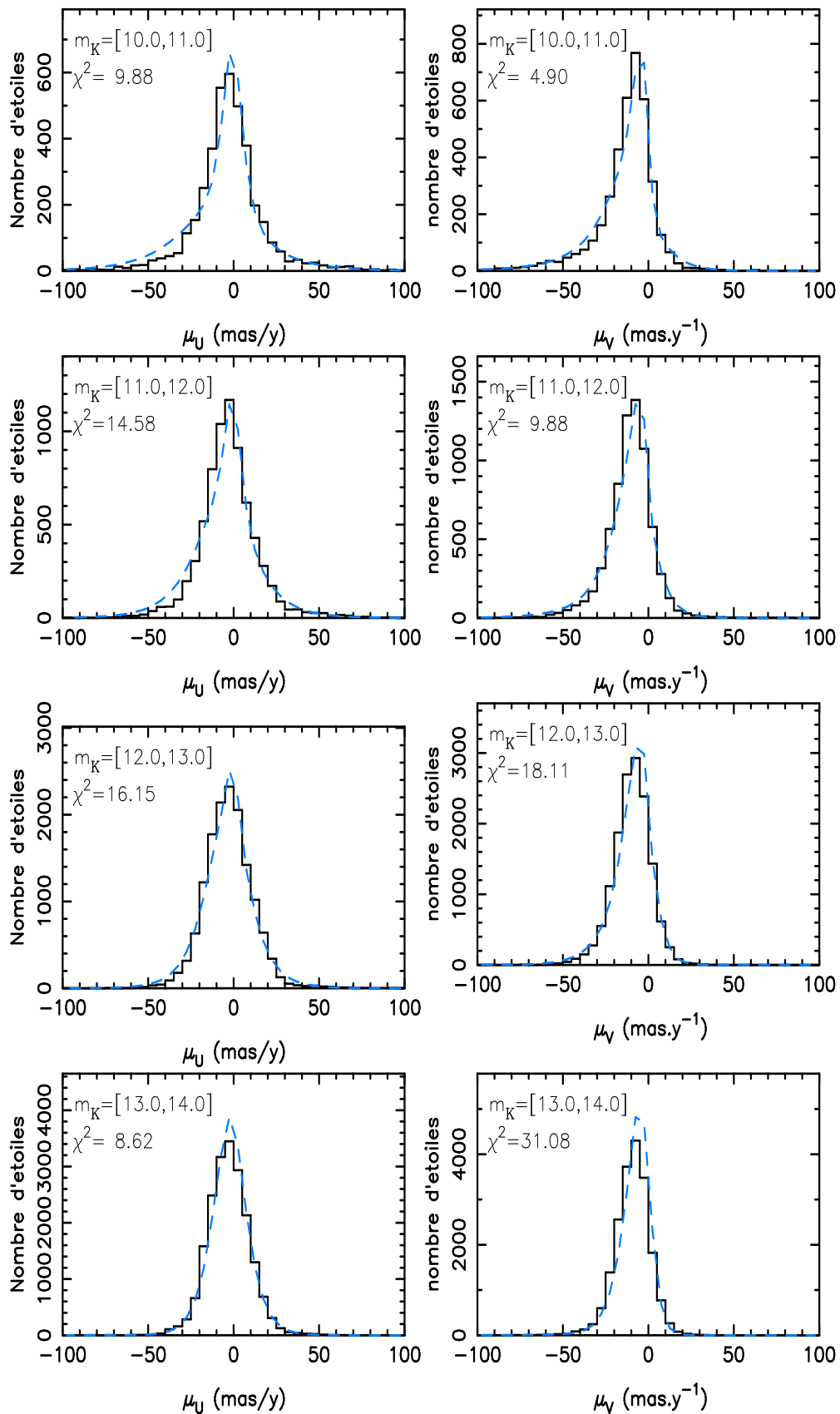


FIG. V.5 – Comparaison entre les histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite et le modèle (ligne trait-tirée bleu clair) pour les magnitudes m_K 10 à 14.

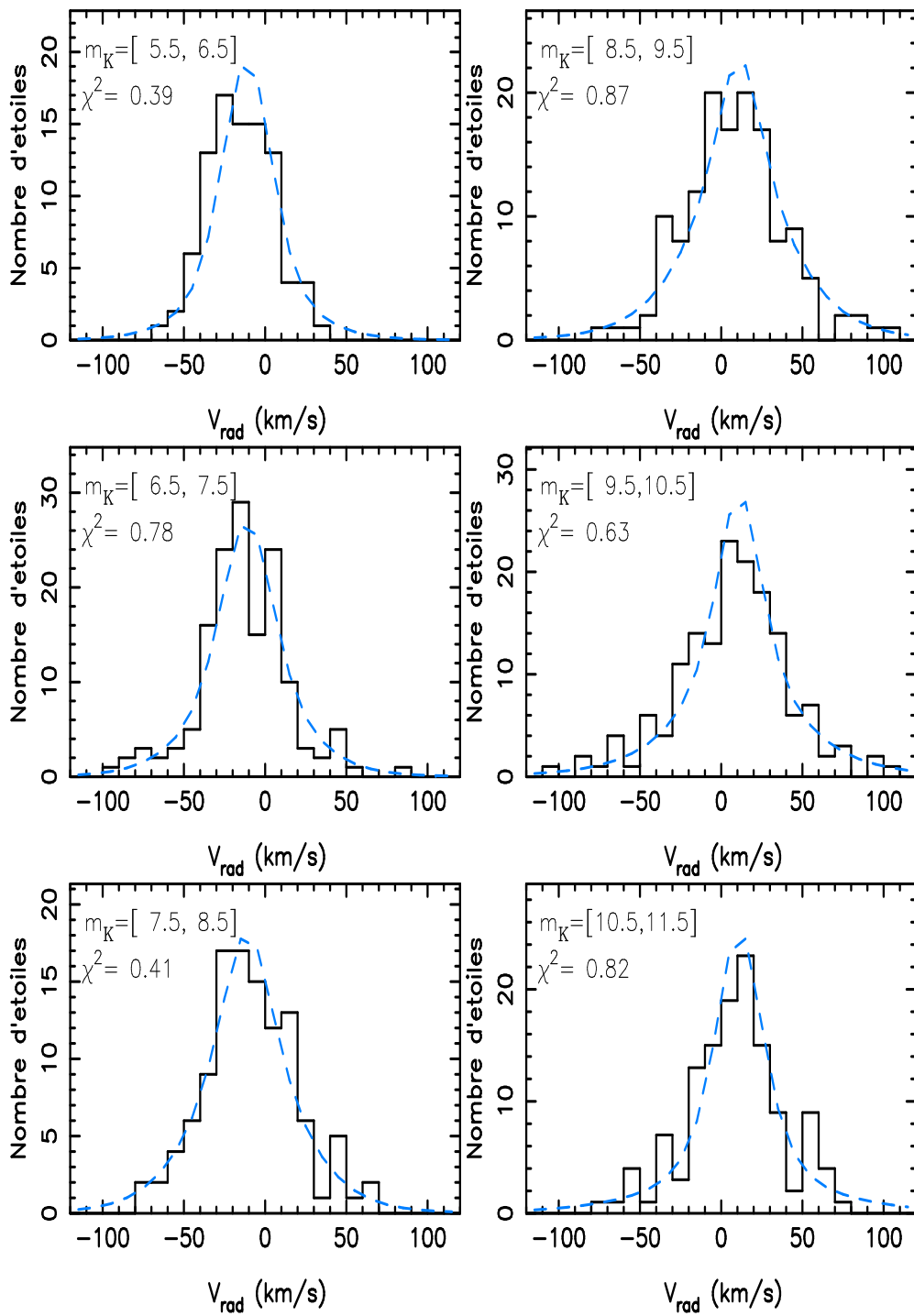


FIG. V.6 – Comparaison entre les histogrammes de vitesses radiales dans la direction du pôle Nord galactique pour les magnitudes m_K 5.5 à 8.5 (colonne de gauche) et pôle Sud galactique pour les magnitudes m_K 8.5 à 11.5 (colonne de droite) et le modèle (ligne trait-tirée bleu clair).

2 Séparation naines-géantes

Avec notre modèle, nous pouvons établir les quantités respectives de naines et de géantes. En effet, comme nous l'avons souligné dans le paragraphe 2, la magnitude absolue des géantes est très différente de celle des naines (6 magnitudes de différence) pour notre sélection en couleur $J - K \in [0.5 - 0.7]$. De plus, les naines et les géantes se distinguent aussi par leurs mouvements propres. Le mouvement propre d'une naine est 14 fois plus petit que celui d'une géante ayant la même magnitude apparente et la même vitesse. Grâce à notre meilleur modèle, nous avons établi la contribution de chaque type d'étoiles pour les comptages (fig. V.7), les mouvements propres (fig. V.8, V.9, V.10 et V.11) et les vitesses radiales (fig. V.12 et V.13).

Dans la direction des pôles la plupart des étoiles brillantes sont des géantes. A $m_K = 7.2$ seulement 10 % des étoiles sont des naines. A $m_K = 9.6$, la proportion de géantes n'est plus que 50 %. Ceci est en contradiction avec les travaux de Cabrera-Lavers *et al.* (2005) qui estiment qu'à magnitude $m_K < 10$, les géantes représentent encore 90 % des étoiles. Or, Cabrera-Lavers *et al.* (2005) se basent sur le modèle de Wainscoat *et al.* (1992) qui suppose un disque avec une échelle de hauteur de 270 pc pour les géantes et 325 pc pour les naines. Avec notre modèle, nous trouvons une échelle de hauteur de 225pc pour les géantes comme pour les naines. Ceci explique pourquoi nous trouvons plus de naines aux magnitudes brillantes ($m_K < 10$).

Aux magnitudes les plus faibles, les étoiles naines dominent. A magnitude $m_K = 11.6$, les naines représentent 80 % des étoiles pour seulement 10 % de géantes. La transition 50 % - 50 % entre les géantes - sous-géantes et les naines se produit à magnitude $m_K = 10.1$. Ceci est un résultat robuste de notre étude et dépend faiblement des magnitudes absolues adoptées pour les naines et les géantes. Un autre test serait de vérifier pour un intervalle de couleur plus large que le résultat reste le même.

Les spectres de RAVE apportent une confirmation de la répartition des étoiles suivant leur type. En effet, les spectres RAVE permettent de déterminer les paramètres stellaires comme la température effective T_{eff} , la métallicité $[Fe/H]$, la vitesse de rotation V_{rot} et aussi la gravité de surface $\log(g)$. Avec ces données, nous avons défini les étoiles géantes comme celles ayant un $\log(g) < 3$ et les étoiles naines celles avec un $\log(g) > 4$. La figure V.13 montre que notre meilleur modèle est en bon accord avec la quantité de géantes et de naines observées par RAVE.

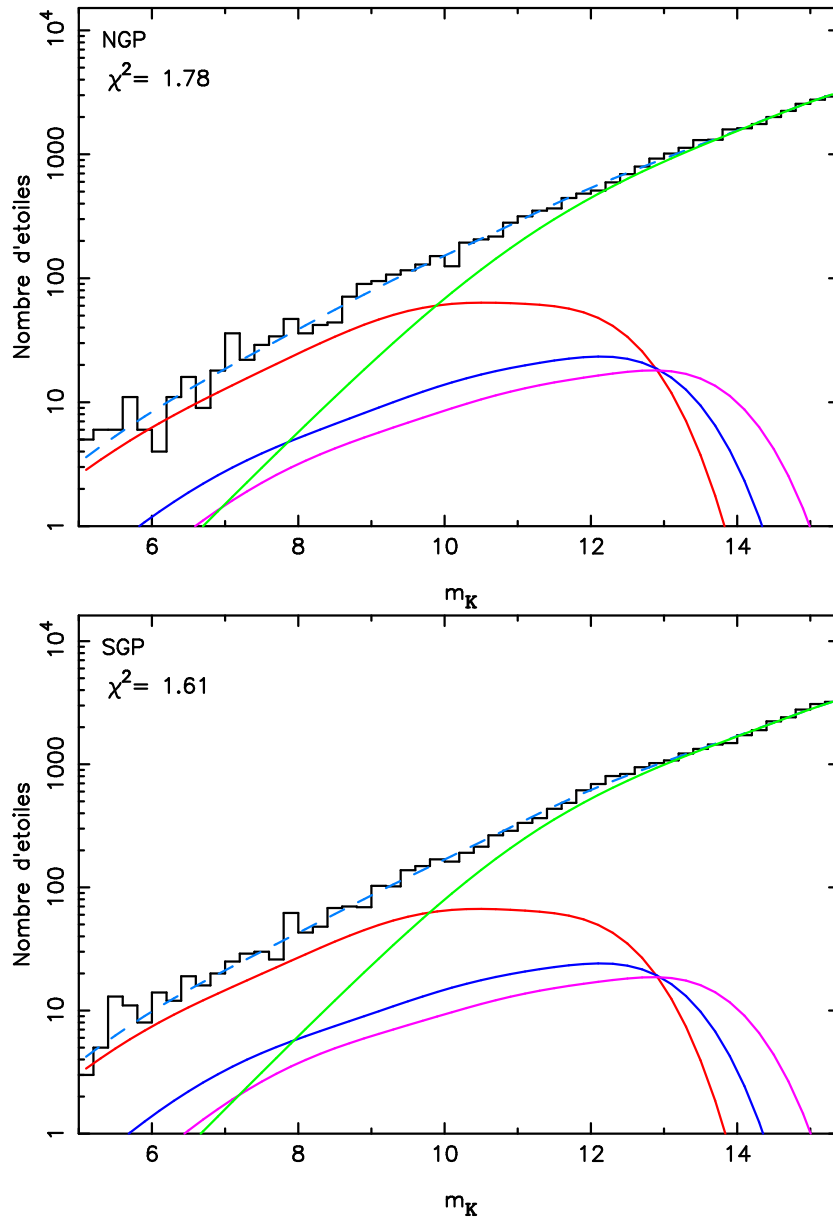


FIG. V.7 – Contribution de chaque type d'étoiles tel qu'il est défini par le modèle pour les comptages dans la direction des pôles Nord (haut) et Sud (bas) galactiques. Le modèle de l'ensemble des étoiles est la courbe bleu clair. La contribution des géantes, des sous-géantes 1 et 2 et de naines est représentée par les courbes respectivement rouge, bleu foncé, violet et vert.

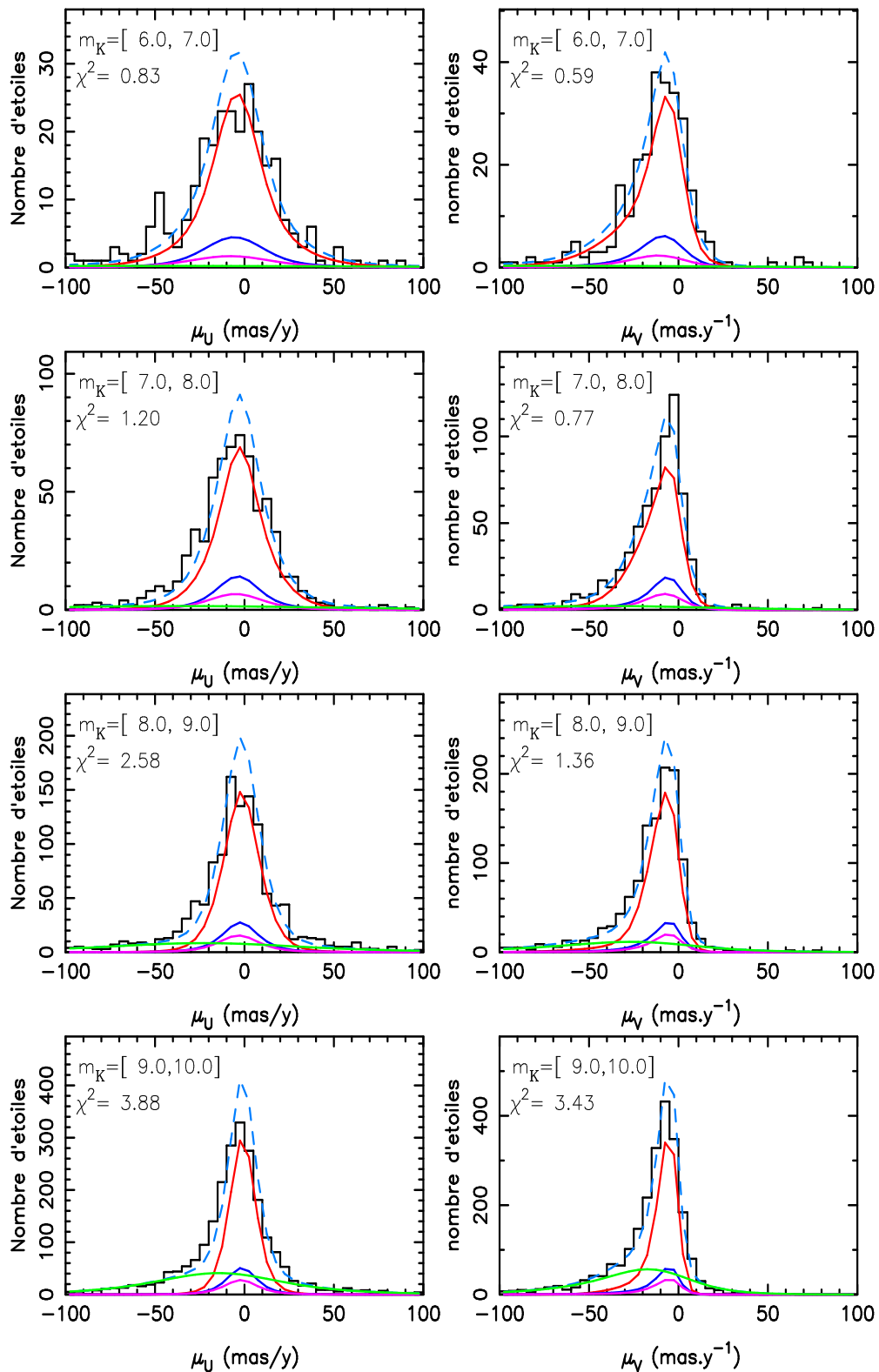


FIG. V.8 – Contribution de chaque type d'étoiles pour chaque histogramme de mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite, pour les magnitudes m_K 6 à 10. Le modèle de l'ensemble des étoiles correspond à la ligne bleu clair. La contribution des géantes, des sous-géantes 1 et 2 et de naines est représentée par les courbes respectivement rouge, bleu foncé, violet et vert.

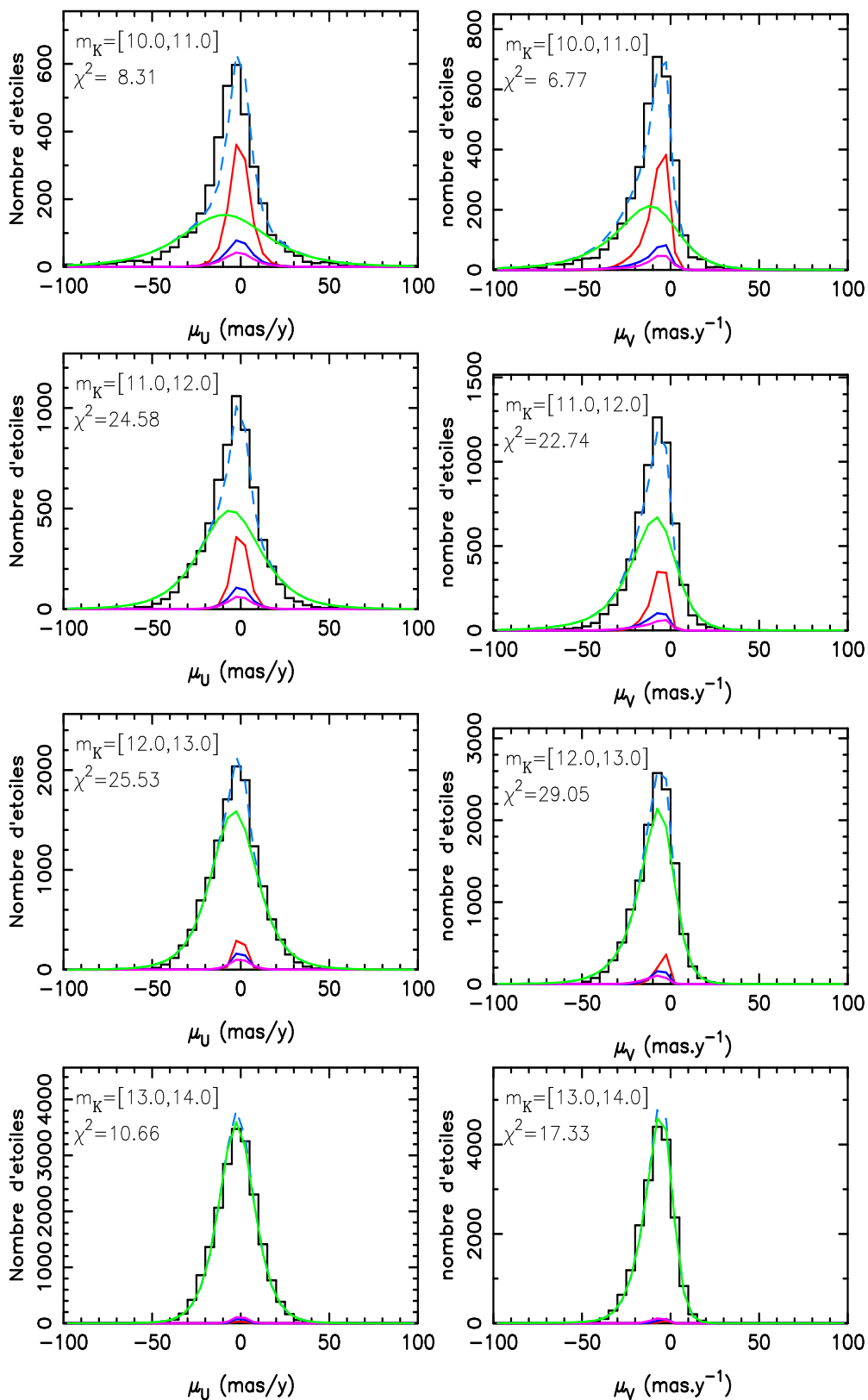


FIG. V.9 – Contribution de chaque type d'étoiles pour chaque histogramme de mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite, pour les magnitudes m_K 10 à 14. Le modèle de l'ensemble des étoiles correspond à la ligne bleu clair. La contribution des géantes, des sous-géantes 1 et 2 et de naines est représentée par les courbes respectivement rouge, bleu foncé, violet et vert

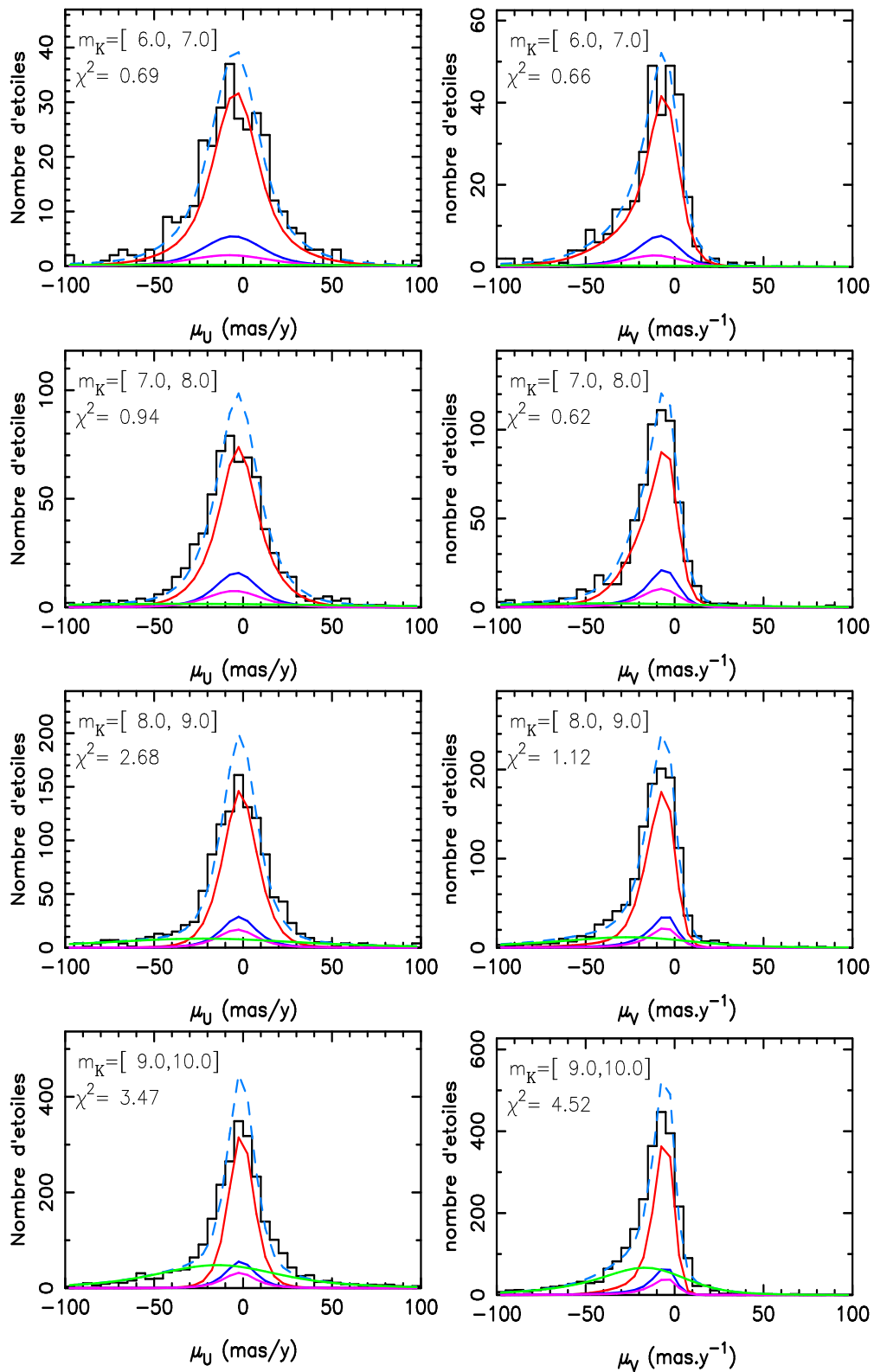


FIG. V.10 – Contribution de chaque type d'étoiles pour chaque histogramme de mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite, pour les magnitudes m_K 6 à 10. Le modèle de l'ensemble des étoiles correspond à la ligne bleu clair. La contribution des géantes, des sous-géantes 1 et 2 et de naines est représentée par les courbes respectivement rouge, bleu foncé, violet et vert.

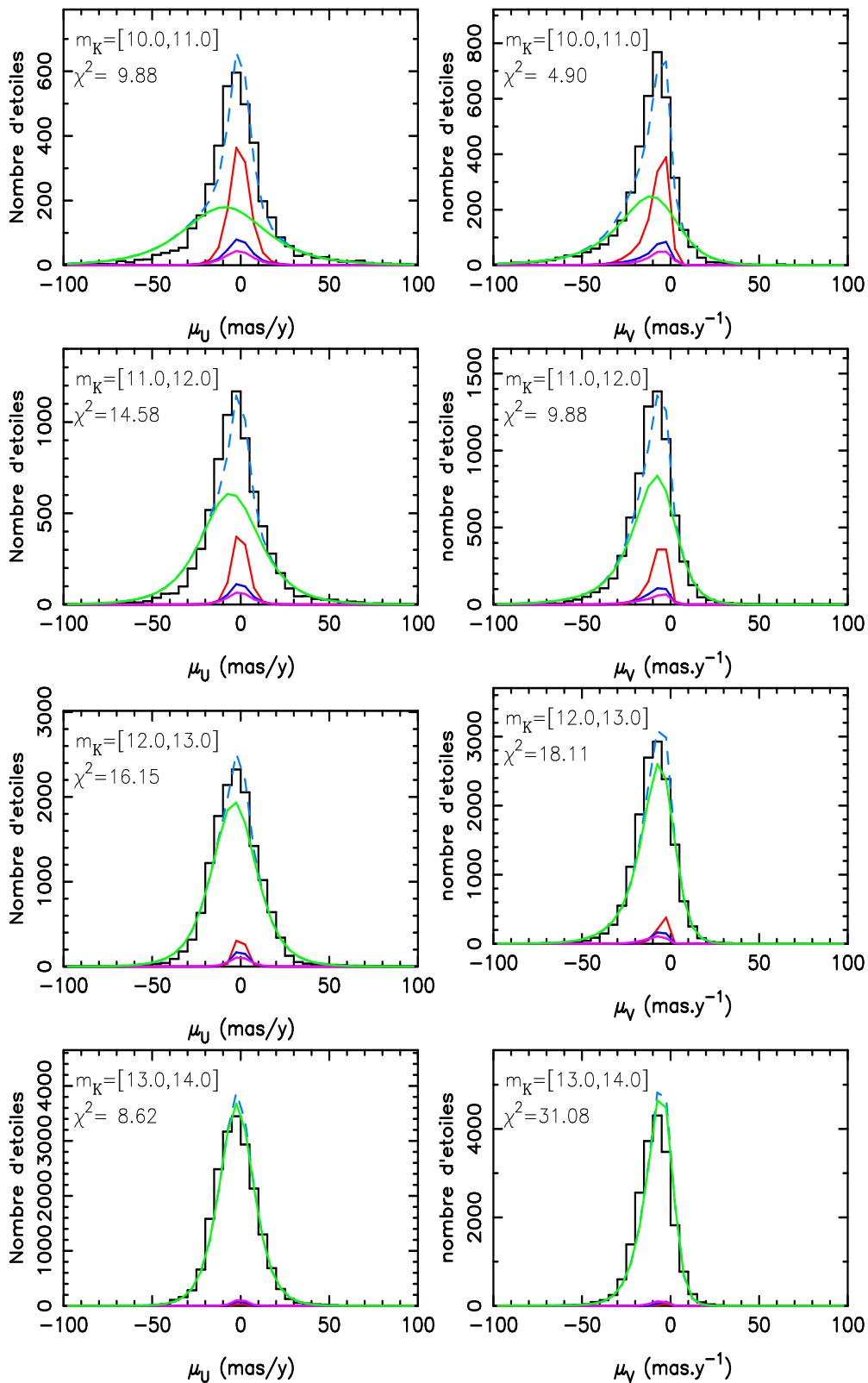


FIG. V.11 – Contribution de chaque type d'étoiles pour chaque histogramme de mouvements propres dans la direction de pôle Sud galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite, pour les magnitudes m_K 10 à 14. Le modèle de l'ensemble des étoiles correspond à la ligne bleu clair. La contribution des géantes, des sous-géantes 1 et 2 et de naines est représentée par les courbes respectivement rouge, bleu foncé, violet et vert

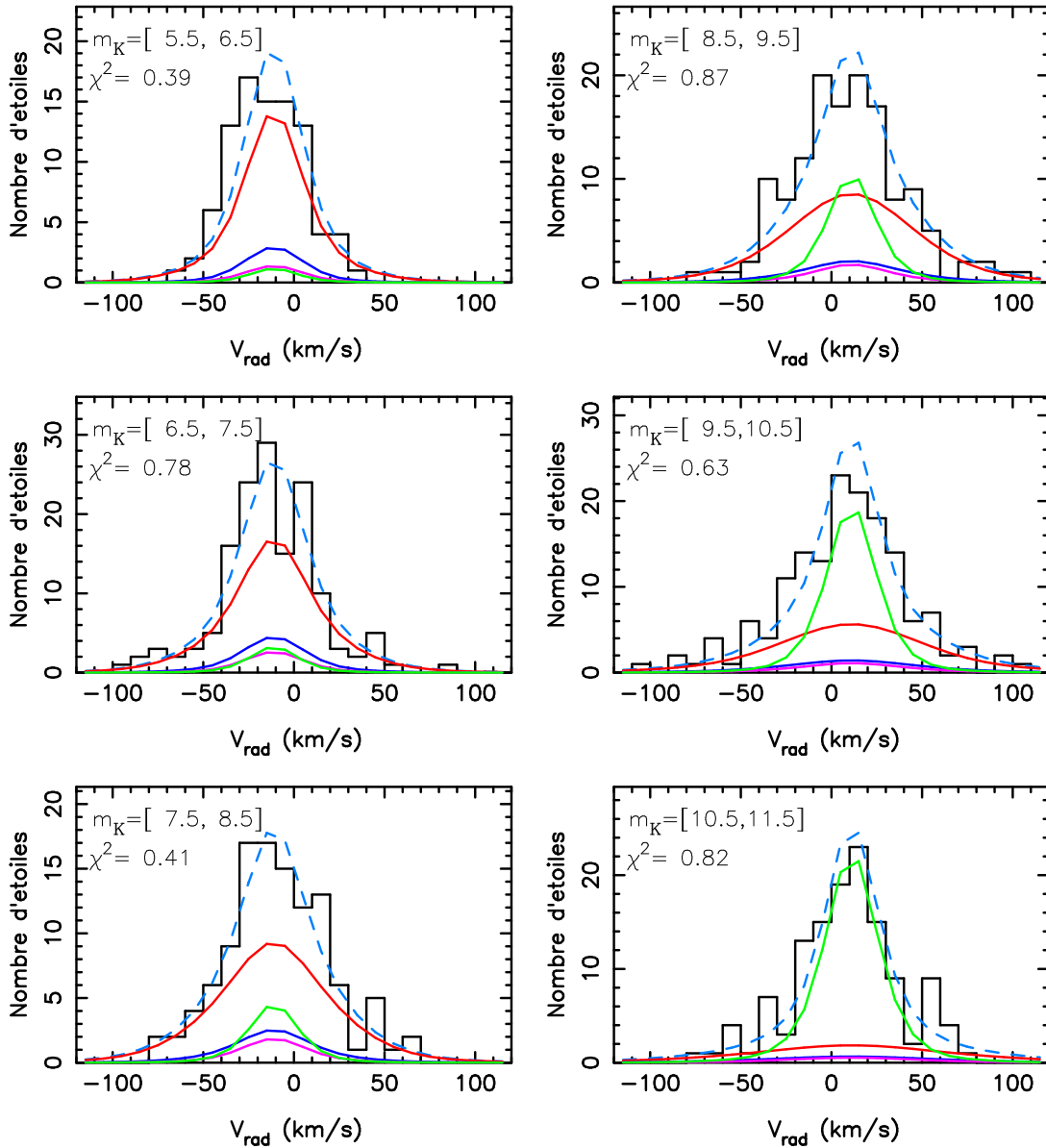


FIG. V.12 – Colonne de gauche : Contribution de chaque type d'étoiles pour chaque histogramme de vitesses radiales en direction du pôle nord galactique, pour les magnitudes m_K 5.5 à 8.5. Colonne de droite : Contribution de chaque type d'étoiles pour chaque histogramme de vitesses radiales en direction du pôle sud galactique, pour les magnitudes m_K 8.5 à 11.5. Le modèle de l'ensemble des étoiles correspond à la ligne bleu clair. La contribution de chaque type d'étoiles pour les vitesses radiales telle qu'elle est déterminée par le modèle. Les géantes sont représentées par la courbe rouge les sous-géantes par les courbes bleu foncé et violette et les naines par la courbe verte.

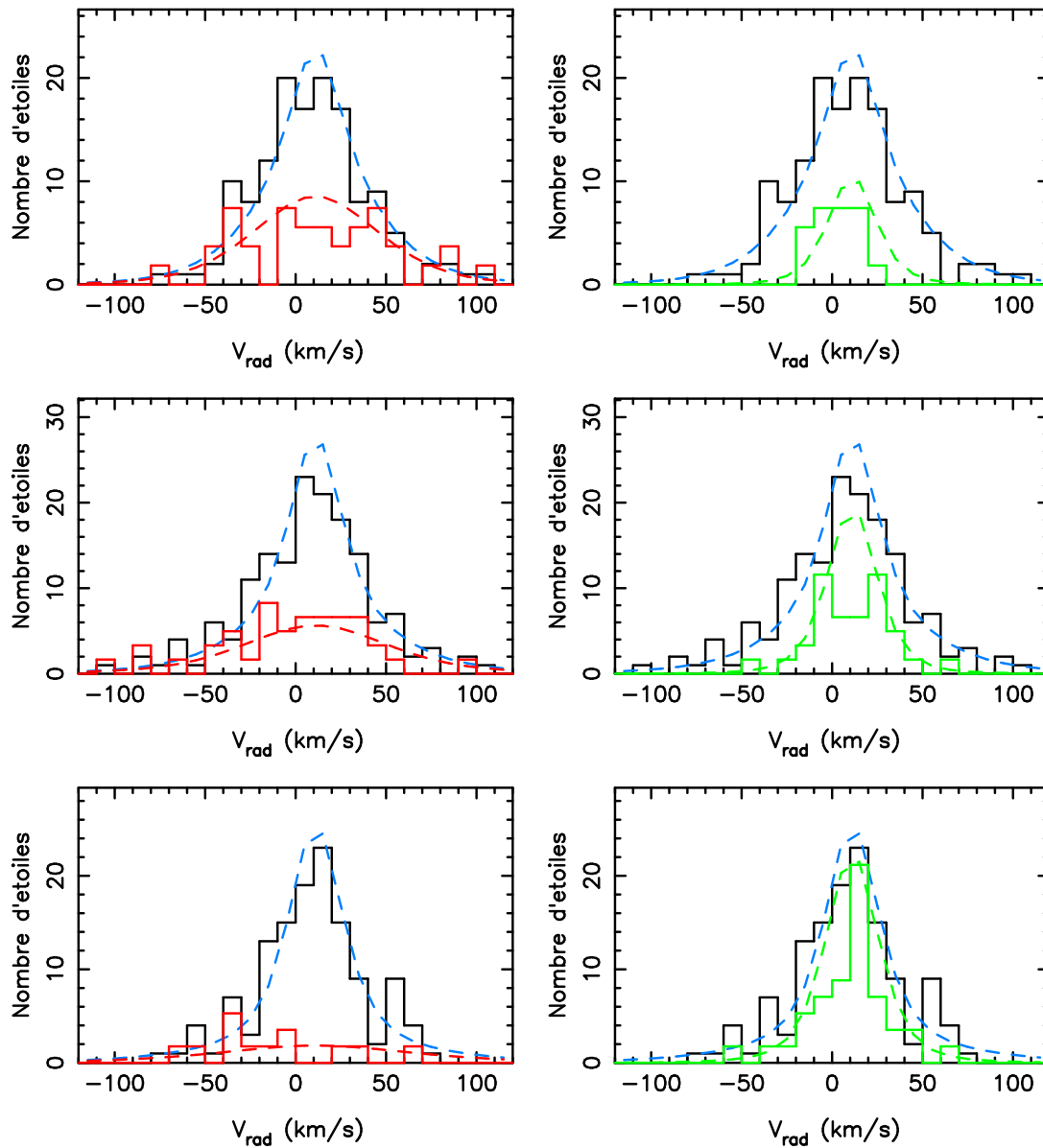


FIG. V.13 – Comparaison entre les histogrammes de vitesses radiales en direction du pôle sud galactique et le modèle (ligne bleu clair), pour les magnitudes m_K 8.5 à 11.5.

Chaque graphe contient en plus :

Colonne de gauche : L'histogramme de vitesses radiales des géantes (histogramme rouge) et leur contribution telle qu'elle est déterminée par le modèle (courbe rouge).

Colonne de droite : L'histogramme de vitesses radiales des naines (histogramme vert) et leur contribution telle qu'elle est déterminée par le modèle (courbe verte).

3 Décomposition cinématique

3.1 CONTRIBUTIONS CINÉMATIQUES

La décomposition cinématique qui ajuste le mieux l'ensemble des observations (comptages, mouvements propres et vitesses radiales) présente principalement trois structures (fig. V.14). Nous identifions le disque mince comme les composantes avec une dispersion en vitesse verticale σ_W entre $10\text{-}25 \text{ km s}^{-1}$ (première structure) et le disque épais entre $30\text{-}45 \text{ km s}^{-1}$ (deuxième structure). Les dernières composantes non nulles à environ $\sigma_W \sim 65 \text{ km s}^{-1}$ (troisième structure) sont nécessaires pour ajuster les comptages aux magnitudes les plus faibles ($m_K \sim 15$). Ces dernières composantes ne résultent pas de l'ajustement des histogrammes de mouvements propres qui malheureusement s'arrête à la magnitude $m_K \sim 14$. C'est pourquoi, nous ne pouvons établir la nature exacte de cette dernière composante. On peut émettre deux hypothèses il s'agit soit d'une deuxième composante du disque épais, soit tout simplement du halo. Un test possible, si nous disposions de l'information cinématique, serait d'examiner la valeur du courant asymétrique. En effet s'il s'agit d'une seconde composante du disque épais, la valeur du courant asymétrique serait proche de celle du disque épais. Alors que dans le cas du halo, cette valeur serait différente (plus grande).

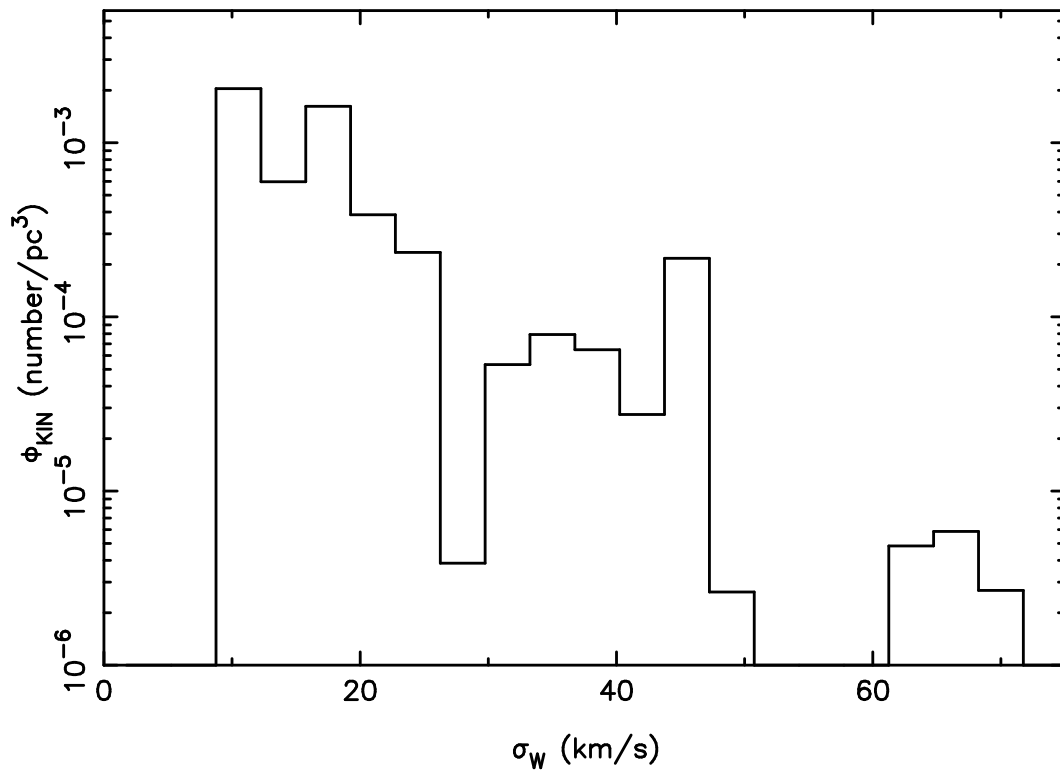


FIG. V.14 – Distribution cinématique correspondant au modèle qui ajuste le mieux l'ensemble des données

L'interprétation cinématique des comptages (fig. V.15) est un peu compliquée. En effet, on a à la fois les deux groupes cinématiques (disque mince et disque épais), mais aussi les différents types d'étoiles (principalement les géantes et les naines). Aux magnitudes les plus brillantes m_K [5-10], nous avons vu que les géantes dominent les comptages. Comme le montre la figure V.15, les géantes peuvent être divisées en deux groupes les géantes du disque mince pour les magnitudes $m_K = [5-7]$ et les géantes du disque épais $m_K = [7-10]$. Pour les magnitudes plus faibles m_K [10-15], on a cette fois-ci une majorité de naines. Les naines du disque mince dominent les comptages aux magnitudes m_K 10 à 13.5. Au delà de la magnitude $m_K = 13.5$, il ne reste pratiquement plus que les naines du disque épais.

La complétude du catalogue 2MASS pour notre sélection en couleur J-K = [0.5-0.7] s'arrête à la magnitude $m_K = 15.4$. Par conséquent, les observations ne rendent pas compte de l'ensemble du disque épais pour les naines. De même, du fait de notre coupure en couleur, une partie des géantes de faible métallicité est exclue. Ces deux remarques expliquent en partie pourquoi, nous sommes prudents quant à la nature de la troisième composante cinématique $\sigma_W \sim 65 \text{ km s}^{-1}$. Elle est présente sous forme de géantes entre les magnitudes m_K 7.5 à 13.5 et de naines aux magnitudes $m_K > 11$. Cependant, elle reste très inférieure en nombre aux autres composantes cinématiques.

La compréhension des comptages nous guide dans l'interprétation des histogrammes de vitesses radiales et mouvements propres. Cette fois-ci, chaque histogramme correspond à un intervalle de magnitudes et donc à une proportion de naines et de géantes. On peut donc regarder globalement les composantes cinématiques (disque mince et disque épais).

Pour les vitesses radiales (fig. V.16), la contribution du disque épais augmente entre les magnitudes $m_K = [5.5-9.5]$, puis diminue entre les magnitudes $m_K = [9.5-11.5]$. Jusqu'à magnitude $m_K = 9.5$, les géantes dominent. On passe donc du disque mince au disque épais. Mais au delà de $m_K = 9.5$, les naines deviennent majoritaires, on revient au disque mince.

Le même effet est visible pour les mouvements propres (fig. V.17, V.18, V.19 et V.20) entre magnitude $m_K = [6.0-12.0]$. Au delà de la magnitude $m_K = 12$, la contribution du disque épais augmente à nouveau. En effet, les naines sont suffisamment éloignées pour sonder le disque épais. La troisième composante cinématique ($\sigma_W \sim 65 \text{ km s}^{-1}$) n'est visible qu'à magnitude $m_K \sim 10$, où elle complète la contribution du disque épais.

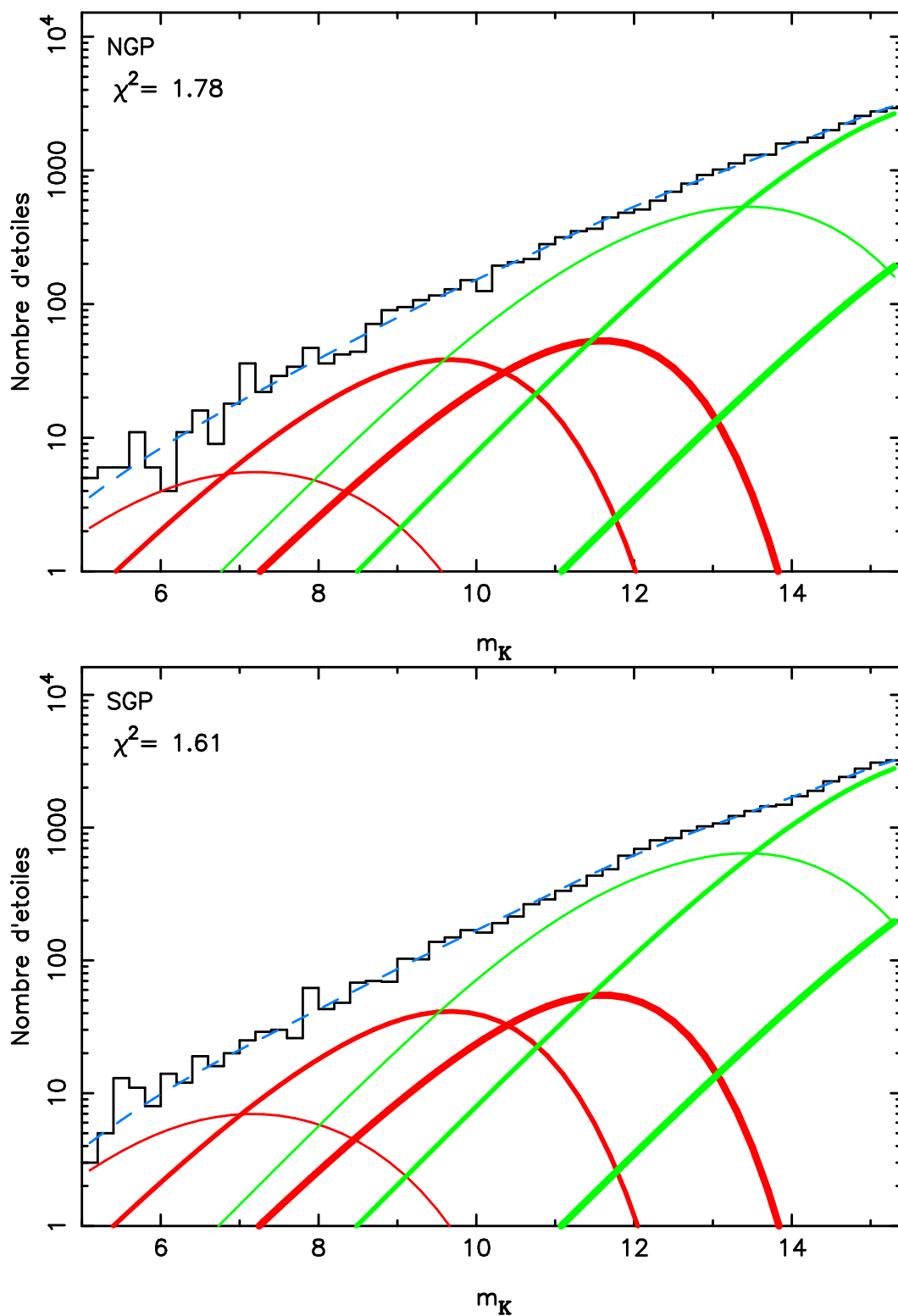


FIG. V.15 – Contributions du disque mince (lignes fines continues bleu clair), du disque épais (lignes moyennement épaisses continues) et de la troisième composante (lignes très épaisses continues) par types d'étoiles (les géantes sont en rouge, les naines en vert) pour les histogrammes de comptages dans la direction des pôles Nord (haut) et Sud (bas) galactiques. Le modèle complet est représenté une ligne pointillée bleu clair.

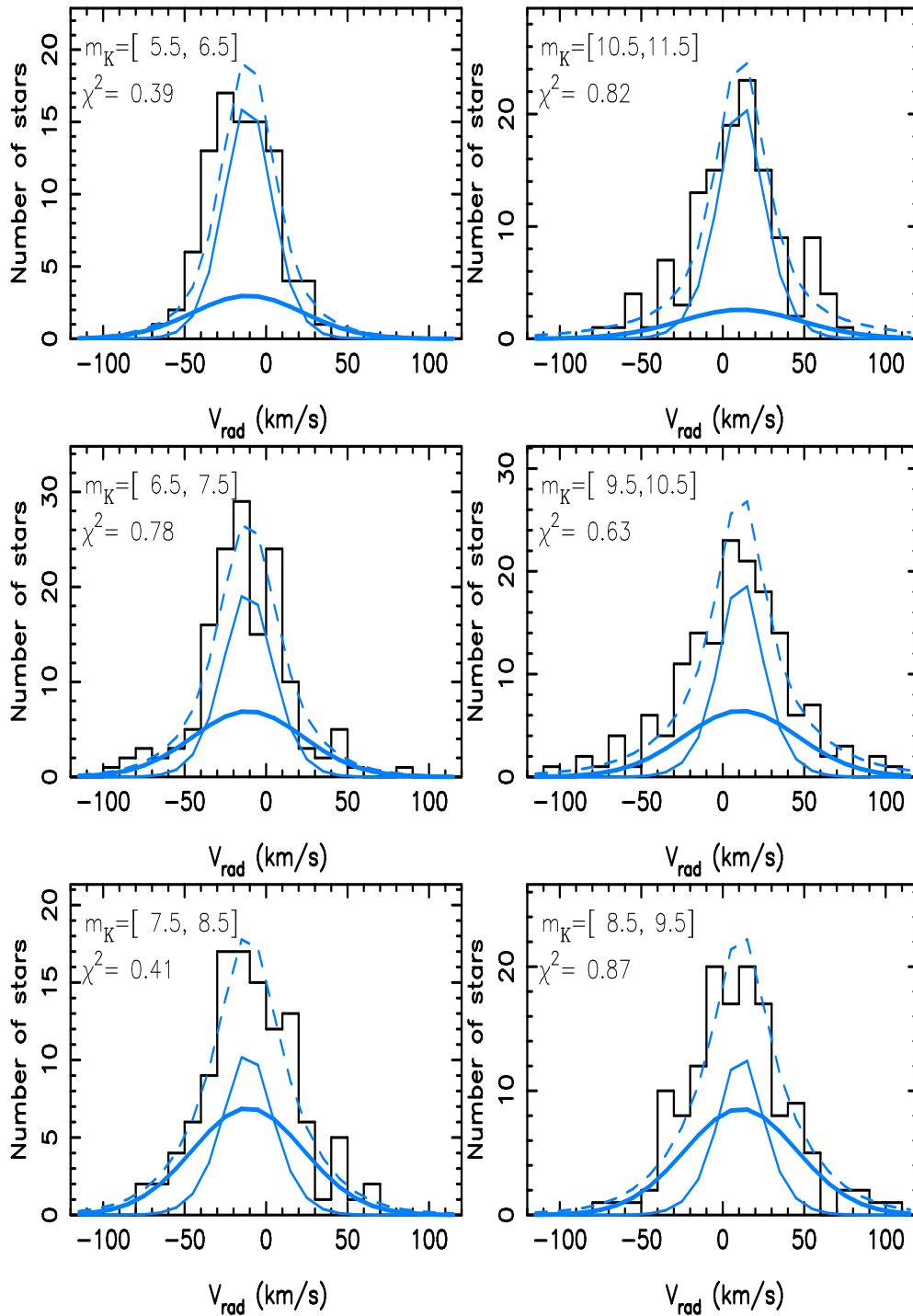


FIG. V.16 – Contributions du disque mince (lignes fines continues bleu clair) et du disque épais (lignes épaisses continues bleu clair) aux histogrammes de vitesses radiales dans la direction du pôle Nord galactique pour les magnitudes m_K 5.5 à 8.5 (colonne de gauche) et pôle Sud galactique pour les magnitudes m_K 11.5 à 8.5 (colonne de droite). Le modèle complet est représenté par une ligne pointillée bleu clair. La troisième composante cinématique n'est pas représentée.

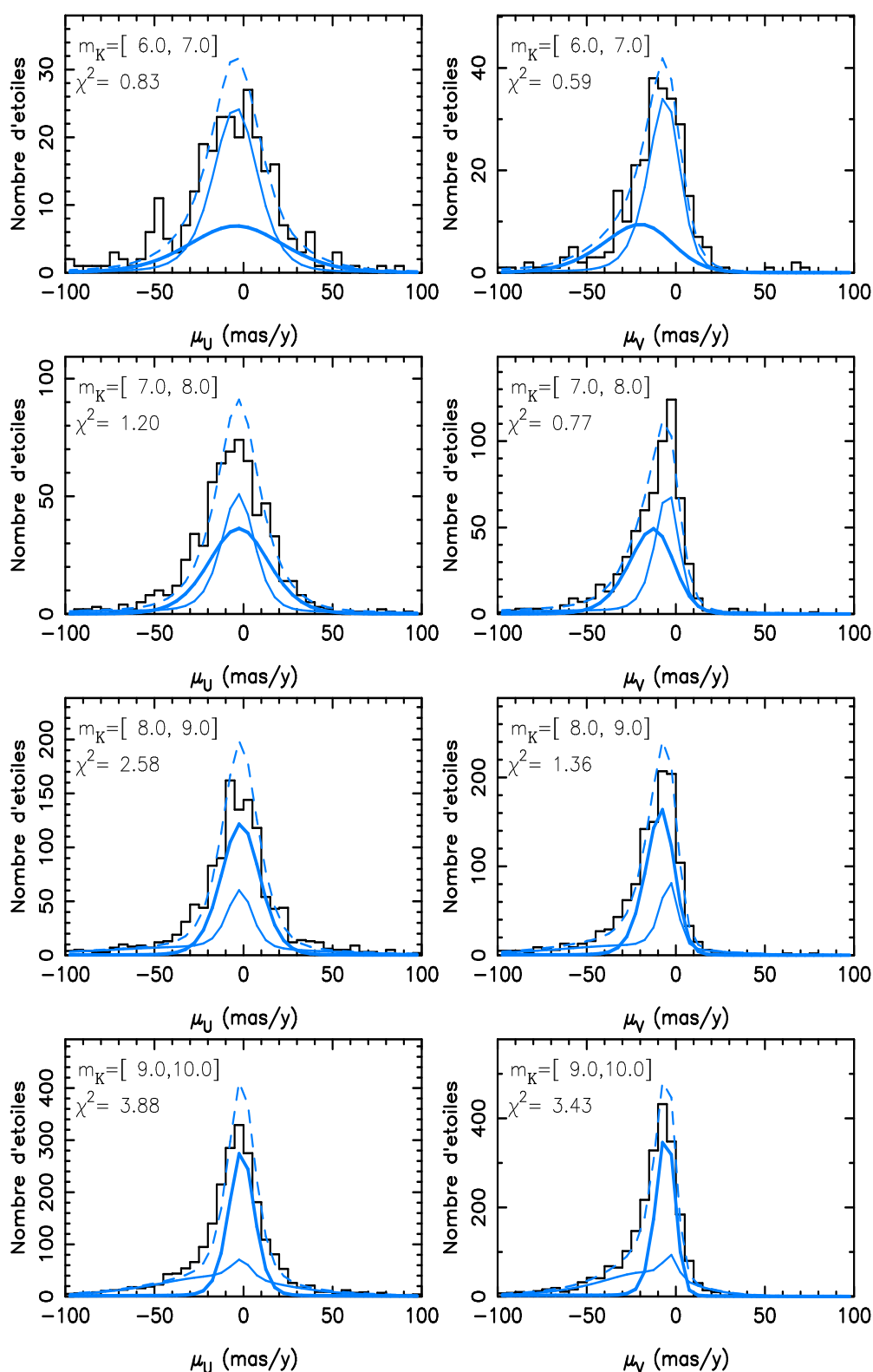


FIG. V.17 – Contributions du disque mince (lignes fines continues bleu clair) et du disque épais (lignes épaisses continues bleu clair) aux histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 6 à 10. Le modèle est représenté par une ligne pointillée bleu clair. La troisième composante cinématique n'est pas représentée.

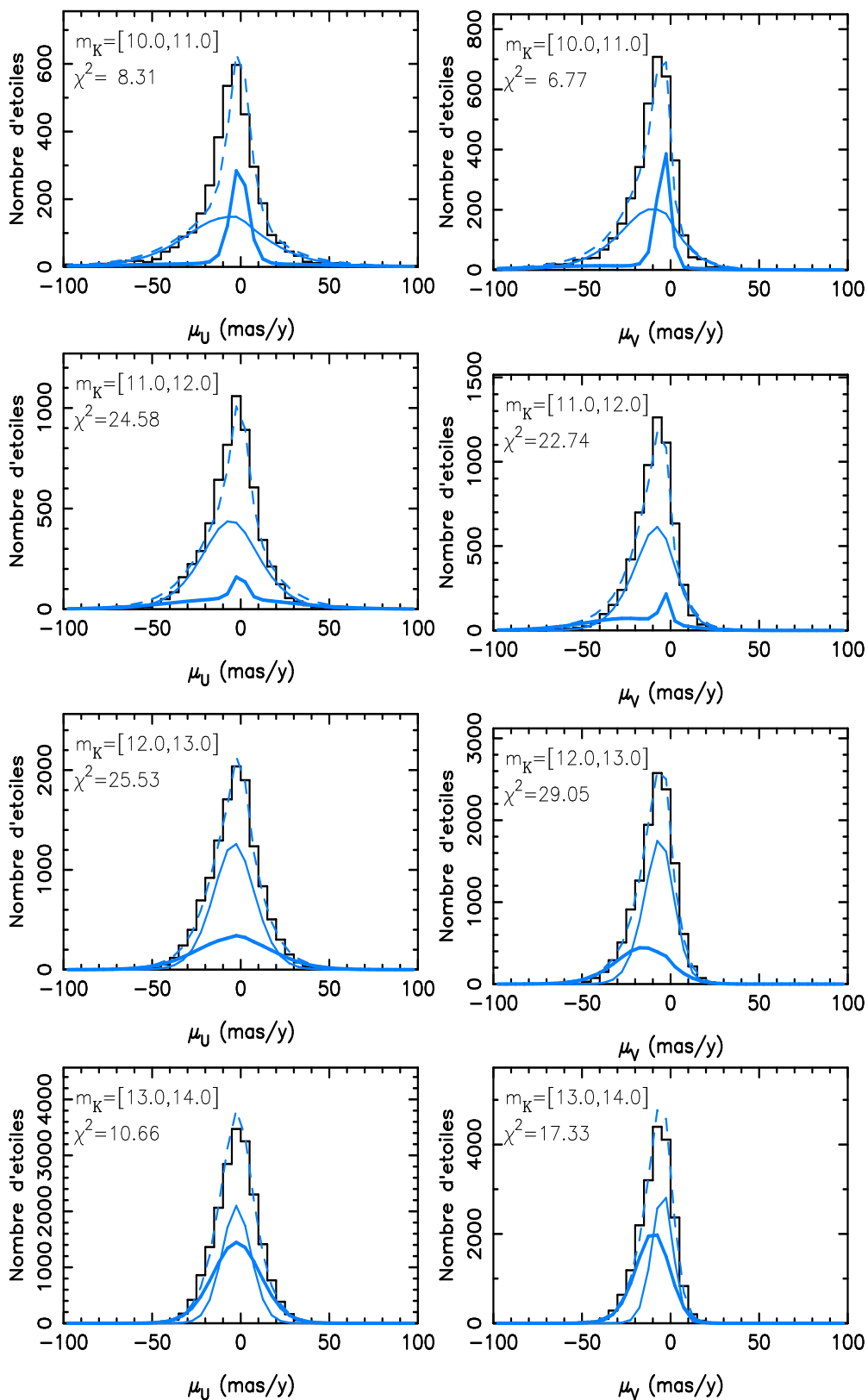


FIG. V.18 – Contributions du disque mince (lignes fines continues bleu clair) et du disque épais (lignes épaisses continues bleu clair) aux histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Nord galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 10 à 14. Le modèle est représenté par une ligne pointillée bleu clair. La troisième composante cinématique n'est pas représentée.

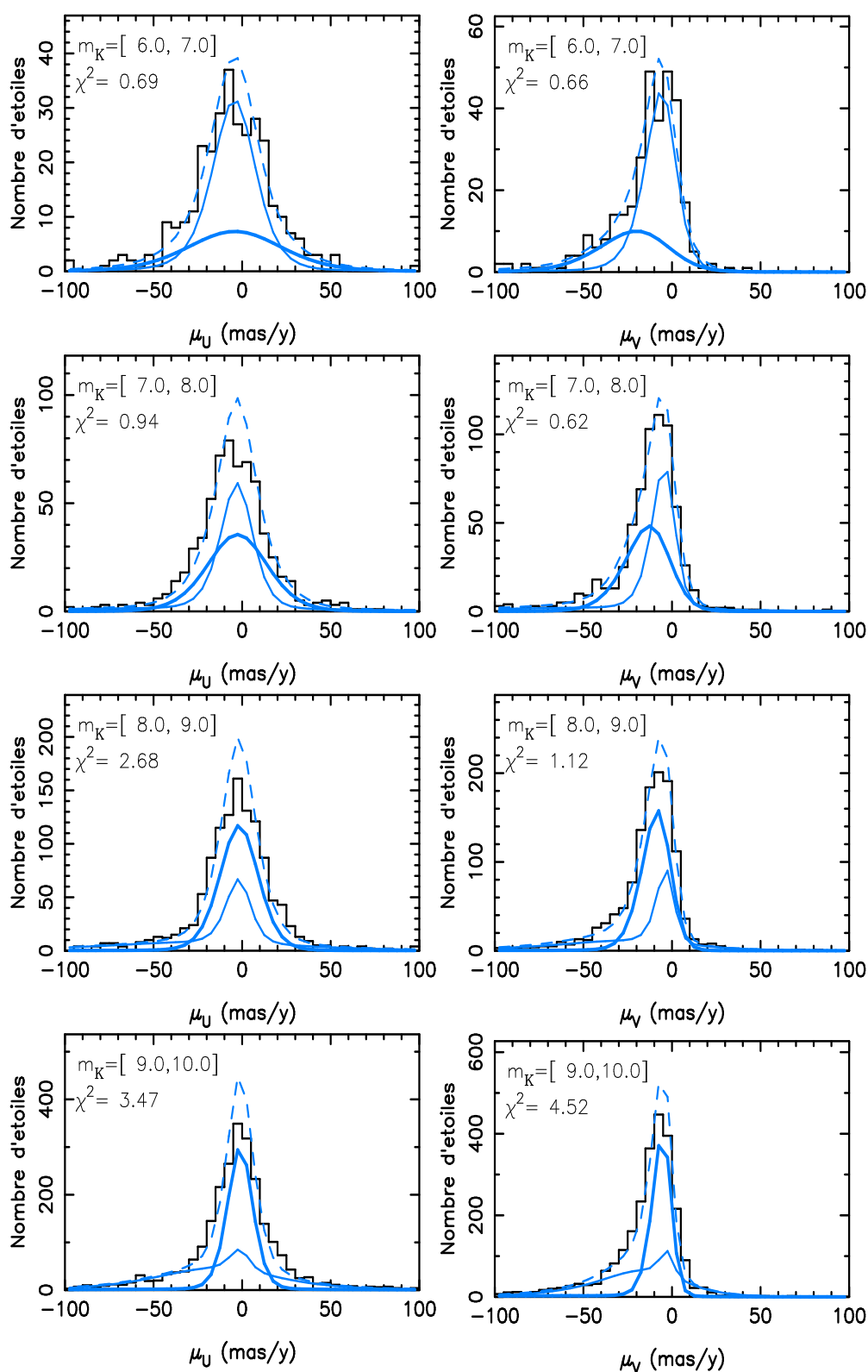


FIG. V.19 – Contributions du disque mince (lignes fines continues bleu clair) et du disque épais (lignes épaisses continues bleu clair) aux histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Sud galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 6 à 10. Le modèle est représenté par une ligne pointillée bleu clair. La troisième composante cinématique n'est pas représentée.

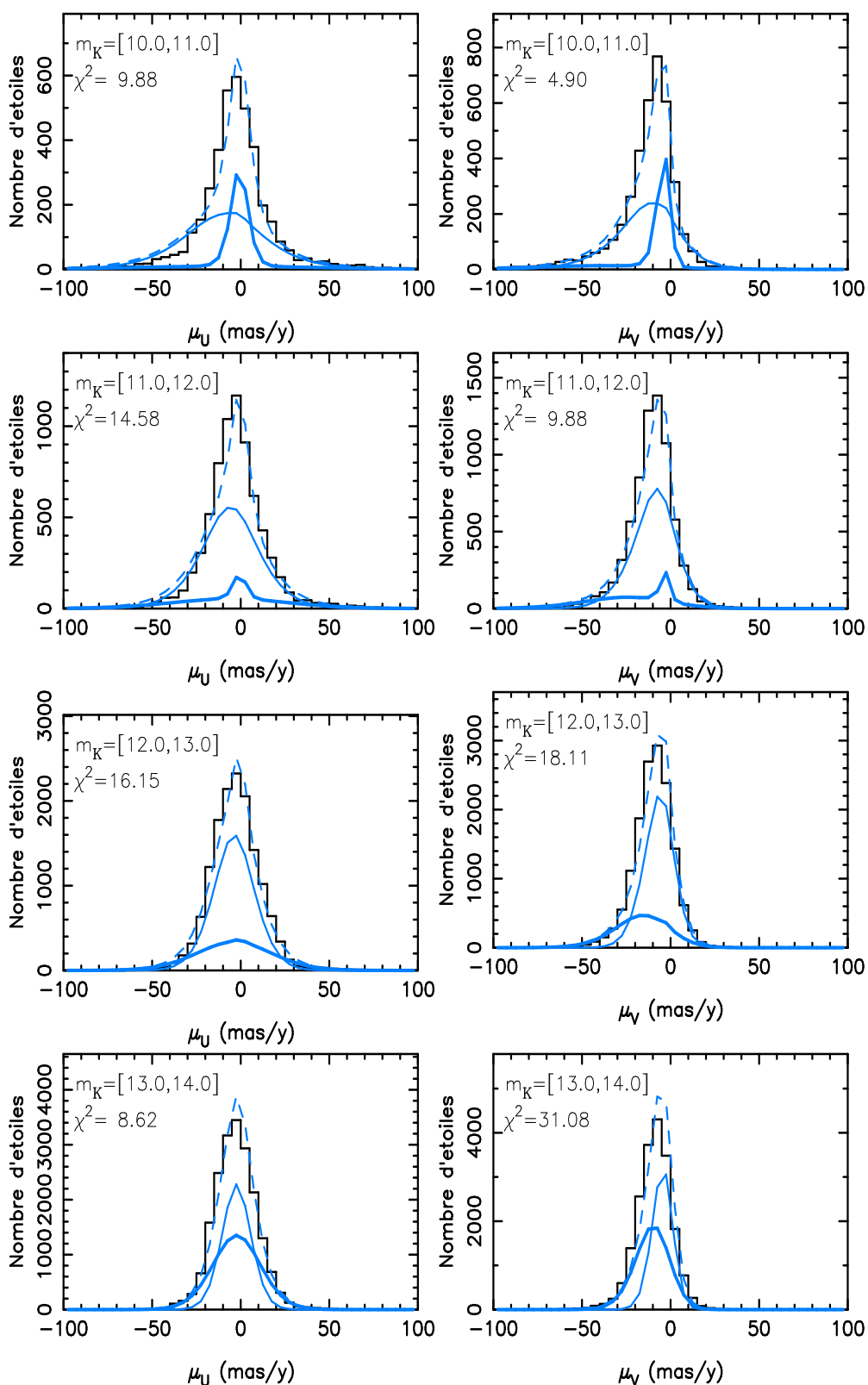


FIG. V.20 – Contributions du disque mince (lignes fines continues bleu clair) et du disque épais (lignes épaisses continues bleu clair) aux histogrammes de mouvements propres dans la direction du pôle Nord (2 colonnes de gauche) et Sud (2 colonnes de droites) galactique avec respectivement μ_U et μ_V de gauche à droite pour les magnitudes 10 à 14. Le modèle est représenté par une ligne pointillée bleu clair. La troisième composante cinématique n'est pas représentée.

3.2 TESTS SUR LA DISCONTINUITÉ DES COMPOSANTES CINÉMATIQUES

Sur la décomposition cinématique de notre meilleur modèle, nous identifions le disque mince comme les composantes avec une dispersion de vitesse $\sigma_w \in [10-25] \text{ km s}^{-1}$ et le disque épais comme les composantes avec une dispersion de vitesse $\sigma_w \in [30-45] \text{ km s}^{-1}$ (tab. V.1). Cette décomposition montre clairement une discontinuité cinématique entre disque mince et disque épais.

| n° | σ_w, i (km s^{-1}) | $\phi_{kin,i}$ | erreur absolue | erreur en % |
|----|---|----------------|-------------------|----------------|
| 1 | 3,5 | 0,00 | – | – |
| 2 | 7,0 | 0,00 | – | – |
| 3 | 10,5 | 2044,13 | 720,50 | 35,25 |
| 4 | 14,0 | 596,69 | 493,81 | 82,76 |
| 5 | 17,5 | 1618,79 | 169,57 | 10,48 |
| 6 | 21,0 | 385,76 | 92,03 | 23,86 |
| 7 | 24,5 | 234,53 | 54,72 | 23,33 |
| 8 | 28,0 | 3,85 | 35,10 | >100 |
| 9 | 31,5 | 53,21 | 33,09 | 62,19 |
| 10 | 35,0 | 79,16 | 30,73 | 38,82 |
| 11 | 38,5 | 64,71 | 63,76 | 98,53 |
| 12 | 42,0 | 27,49 | 66,31 | >100 |
| 13 | 45,5 | 216,96 | 44,07 | 20,32 |
| 14 | 49,0 | 2,63 | 39,19 | >100 |
| 15 | 52,5 | 0,38 | 0,08 | 21,05 |
| 16 | 56,0 | 0,04 | 0,04 | 100,00 |
| 17 | 59,5 | 0,29 | 0,11 | 37,93 |
| 18 | 63,0 | 4,83 | 31,72 | >100 |
| 19 | 66,5 | 5,86 | 30,88 | >100 |
| 20 | 70,0 | 2,69 | 0,05 | 1,86 |

TAB. V.1 – Liste des valeurs des composantes cinématiques $\phi_{kin,i}$ avec leur barre d'erreur absolue et relative en pourcentage.

Pour tester la robustesse de ce résultat nous avons effectué deux tests. Premièrement, nous avons imposé que la décomposition cinématique soit "continue" (fig. V.21). Pour cela, nous avons ajouté à notre procédure de minimisation un poids qui est fonction de l'écart entre les valeurs des composantes correspondant aux dispersions de vitesse entre 20 et 30 km s^{-1} . Dans ce cas, nous ne pouvons ajuster précisément les comptages, les mouvements propres et les vitesses radiales. Dans le tableau V.2, nous comparons la qualité d'ajustement entre notre meilleur modèle et un modèle où nous avons imposé que la décomposition cinématique soit continue (fig. V.21). On constate que le modèle "continu" est systématiquement moins bien ajusté aux observations. En particulier pour les comptages, la valeur du χ^2 passe de 1.61 pour la décomposition "discontinue" à 3.40 pour la décomposition "continue" dans la direction du pôle sud galactique et de 1.78 à 2.03 au nord. Dans les deux cas, les comptages aux magnitudes m_K plus faibles que 12 sont mal reproduits. Pour les mouvements propres, la différence entre les deux modèles est moins marquée. Mais tous les désaccords déjà mentionnés au paragraphe 1 restent et sont même amplifiés par la décomposition continue.

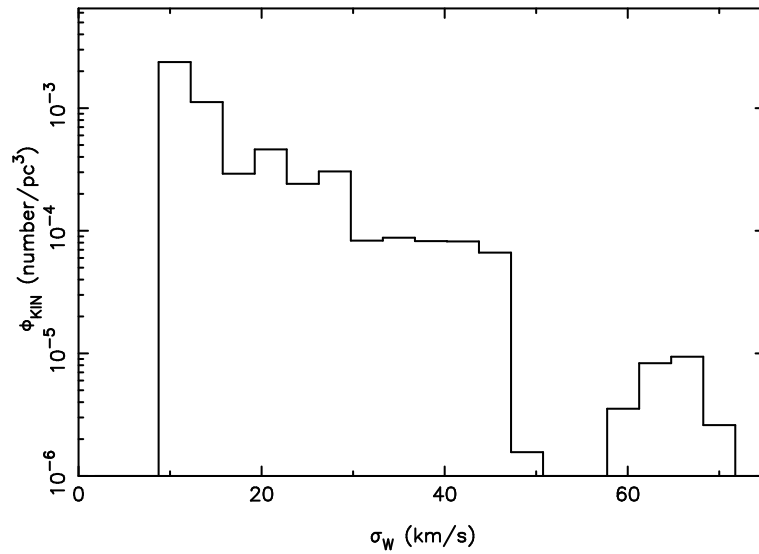


FIG. V.21 – Distribution cinématique correspondant au modèle où nous avons forcé les composantes cinématiques à ne pas présenter de creux entre $\sigma_W = 20$ et 30 km s^{-1} .

| Type d'observation | Magnitude | NGP | | SGP | |
|--------------------------|-----------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| | | χ^2 (1) | χ^2 (2) | χ^2 (1) | χ^2 (2) |
| Comptage | 5.0-15.4 | 1.78 | 2.03 | 1.61 | 3.40 |
| Mouvement propre μ_U | 6.0-7.0 | 0.83 | 0.84 | 0.69 | 0.70 |
| - | 7.0-8.0 | 1.20 | 1.27 | 0.94 | 0.94 |
| - | 8.0-9.0 | 2.58 | 3.21 | 2.68 | 3.10 |
| - | 9.0-10.0 | 3.88 | 4.81 | 3.47 | 4.38 |
| - | 10.0-11.0 | 8.30 | 7.67 | 9.88 | 8.34 |
| - | 11.0-12.0 | 24.58 | 29.19 | 14.58 | 14.46 |
| - | 12.0-13.0 | 25.53 | 35.03 | 16.15 | 24.89 |
| - | 13.0-14.0 | 10.66 | 12.36 | 8.62 | 8.08 |
| Mouvement propre μ_V | 6.0-7.0 | 0.59 | 0.66 | 0.66 | 0.72 |
| - | 7.0-8.0 | 0.77 | 1.00 | 0.62 | 0.55 |
| - | 8.0-9.0 | 1.36 | 1.59 | 1.12 | 1.40 |
| - | 9.0-10.0 | 3.43 | 3.87 | 4.52 | 4.83 |
| - | 10.0-11.0 | 6.77 | 6.27 | 4.90 | 4.46 |
| - | 11.0-12.0 | 22.74 | 28.94 | 9.88 | 12.77 |
| - | 12.0-13.0 | 29.05 | 50.30 | 18.11 | 27.42 |
| - | 13.0-14.0 | 17.33 | 36.95 | 31.08 | 24.16 |
| Vitesse radiale | 5.5-6.5 | 0.39 | 0.63 | - | - |
| - | 6.5-7.5 | 0.78 | 1.14 | - | - |
| - | 7.5-8.5 | 0.41 | 0.52 | - | - |
| - | 8.5-9.5 | - | - | 0.87 | 0.81 |
| - | 9.5-10.5 | - | - | 0.63 | 0.68 |
| - | 10.5-11.5 | - | - | 0.82 | 0.85 |

TAB. V.2 – Comparaison de la qualité de l'ajustement χ^2 pour le modèle avec une décomposition montrant une discontinuité entre disque mince et disque épais (1) et celui sans discontinuité (2).

Deuxièmement, nous avons examiné les histogrammes de comptages en fonction de la distance $n(z)$ et non plus en fonction de la magnitude $n(m)$, comme précédemment. Pour faire cela, nous devons utiliser des distances photométriques z_{phot} calculées comme suit :

$$z_{phot} = 10^{(m_K - M_K + 5)/5} \quad (V.2)$$

où m_K est la magnitude apparente de l'étoile et M_K est sa magnitude absolue. Cette magnitude absolue dépend du type d'étoiles. Dans notre échantillon, nous avons principalement deux types d'étoiles : les géantes du clump et les naines de type K. Il n'est pas possible a priori de connaître le type d'une étoile connaissant sa magnitude apparente. Cependant, si l'on considère que toutes les étoiles sont d'un seul type, les étoiles de l'autre type sont projetées à une fausse distance. Si on suppose que toutes les étoiles sont des naines, les géantes se retrouvent regroupées à une distance inférieure à 200 pc. Dans l'autre cas, les naines sont placées au delà de 1500 pc. On peut ainsi établir les histogrammes de comptage des naines en fonction de la distance en direction des pôles nord et sud galactiques (fig. V.22) en excluant les étoiles entre 0 et 200 pc et ceux des géantes en excluant les étoiles au delà de 1500 pc. Cependant, le nombre de géantes de notre échantillon étant trop petit, il ne permet pas de tirer de conclusions claires de l'analyse de ces comptages. Aussi, nous n'examinerons que les comptages des naines.

Ils montrent un maximum bien défini à $z_{phot}=700$ pc en direction du pôle nord galactique et 500 pc au sud, puis un clair minimum à 0.9-1.1 kpc et enfin une nouvelle augmentation de la densité à plus grande distance. Si l'on superpose notre modèle à ces courbes. On interprète le pic comme le maximum en nombre des naines du disque mince, l'augmentation à grande distance comme la contribution du disque épais et le minimum comme le signe de la transition entre les deux. Ce minimum impose une discontinuité des composantes cinématiques que notre modèle reproduit imparfaitement. Deux raisons peuvent expliquer la difficulté de notre modèle à reproduire les données : soit le pas de notre décomposition cinématique n'est pas assez fin, soit au niveau de la transition les disques ne se comportent plus comme des composantes isothermes.

La magnitude absolue des étoiles naines dépend de la métallicité $[Fe/H]$ et de l'âge ce qui correspond à une dispersion de l'ordre de 0.5 magnitudes autour de la magnitude absolue moyenne. Examinons l'effet de la métallicité. Pour les naines du disque épais qui ont une métallicité plus petite, leur magnitude absolue peut être de 0.2 à 0.4 magnitudes plus faibles. Ceci conduit à une surestimation de 10 à 15 % de leur distance. Donc, la figure V.22 ne suffit pas à elle seule à démontrer l'existence d'un minimum franc entre le disque mince et le disque épais. Aussi, nous avons recalculé les distances photométriques en faisant varier régulièrement la magnitude absolue en fonction de la métallicité $M_K([Fe/H])$ entre le disque mince et le disque épais. Nous avons supposé que la métallicité $[Fe/H]$ varie de 0 à -0.7 dex et donc que la magnitude absolue M_K varie de 0.3 mag, ce qui donne :

$$M_K([Fe/H]) = M_{K,0} + 0.03 * (m_K - 5.0) \quad (V.3)$$

où $M_{K,0}$ est la magnitude absolue pour une métallicité typique du disque mince $M_{K,0} = 4.15$ et m_K la magnitude apparente.

Sur la figure V.23 ainsi produite, l'introduction d'un changement de la magnitude absolue en fonction de la métallicité a lissé les courbes précédentes et a décalé les maximums vers des z plus petits. Mais, un creux dans les comptages à $z \sim 1$ kpc reste visible. Ce minimum dans la distribution des étoiles apporte une preuve directe de la discontinuité entre les composantes avec une faible dispersion de vitesse ($\sigma_W=10-25$ km s⁻¹) et les composantes avec une dispersion de vitesse plus grande ($\sigma_W=30-45.5$ km s⁻¹).

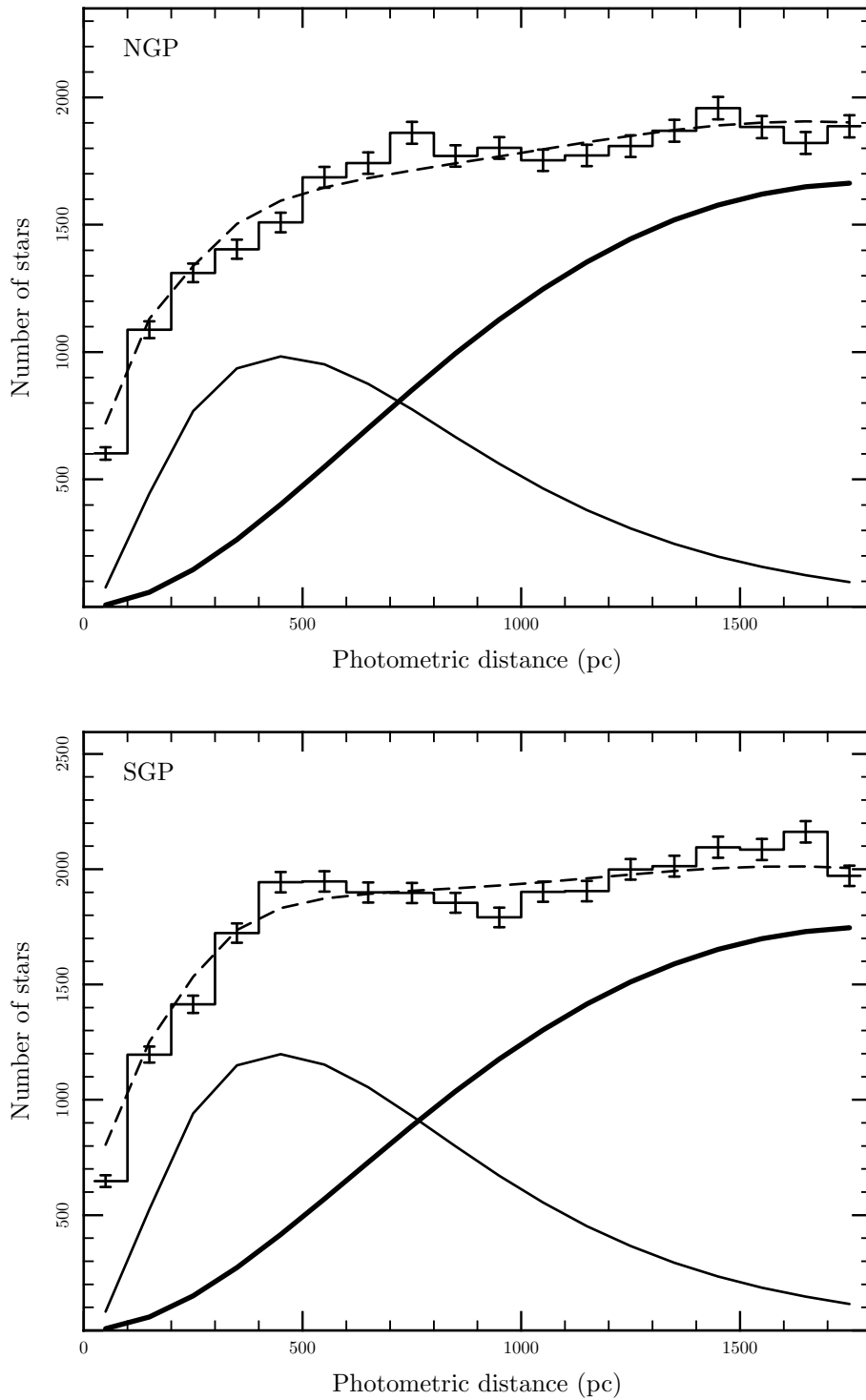


FIG. V.22 – Distribution verticale en nombre pour les étoiles naines en utilisant les distances photométriques pour les pôles nord (haut) et sud (bas) galactiques. Les histogrammes avec les barres d'erreurs sont les observations sur lesquelles on a superposé le modèle (ligne pointillée), ainsi que les contributions du disque mince (ligne continue fine) et du disque épais (ligne continue épaisse).

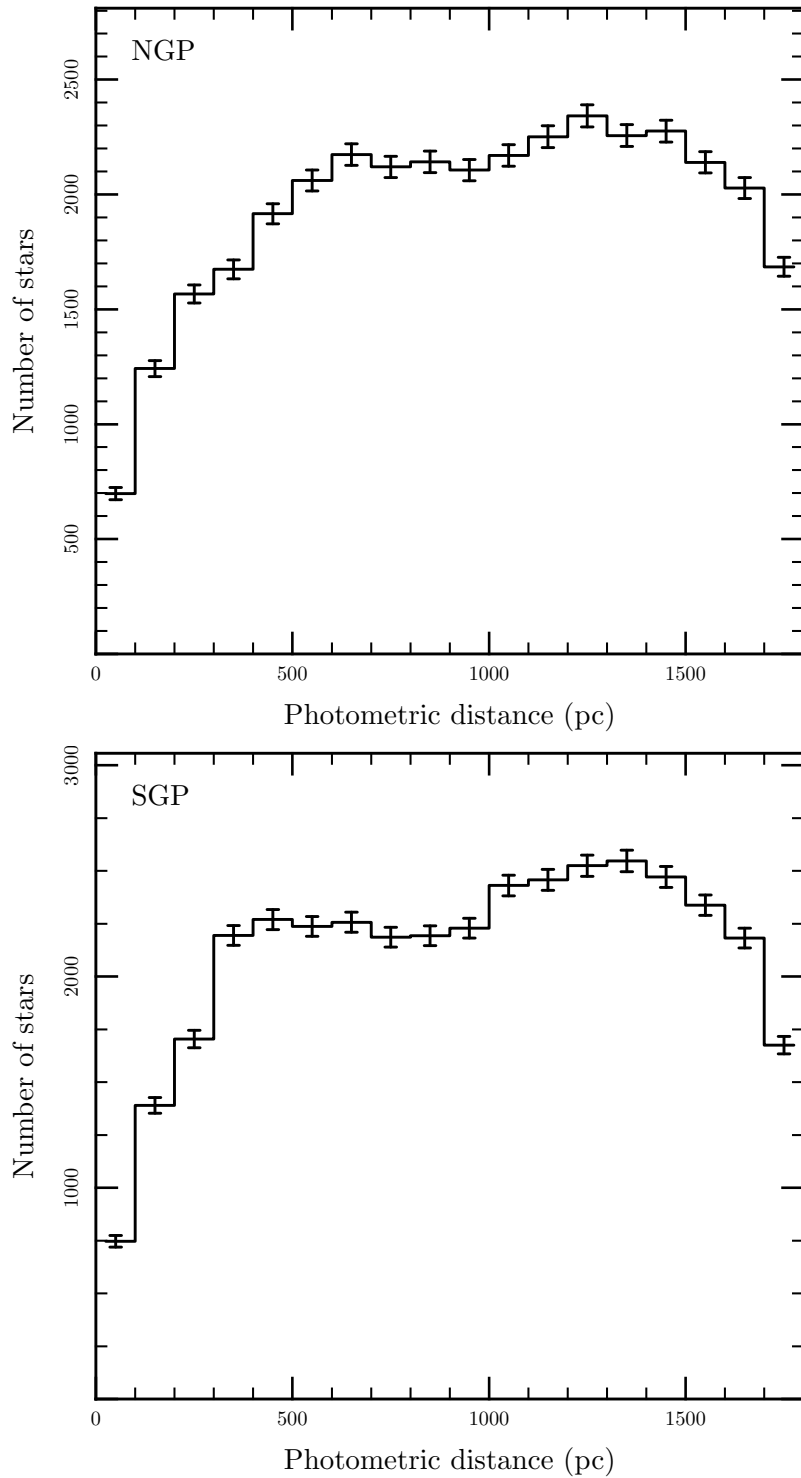


FIG. V.23 – Distribution verticale en nombre pour les étoiles naines en utilisant les distances photométriques avec une variation régulière de la métallicité $[Fe/H]$ entre les disques mince et épais pour les pôles Nord (haut) et Sud (bas) galactiques.

3.3 ÉCHELLES DE HAUTEUR

Comme nous l'avons vu au chapitre 2.1, la densité en étoile $\rho(R, z)$ des disques mince et épais peut être représentée par une double exponentielle fonction de la distance au centre de la galaxie R et de la hauteur au-dessus du plan z :

$$\rho_m(R, z) = \rho_{0,m} \exp\left(-\frac{|R-R_\odot|}{h_{R,m}}\right) \exp\left(-\frac{|z-z_\odot|}{h_{z,m}}\right) \quad (\text{V.4})$$

$$\rho_e(R, z) = \rho_{0,e} \exp\left(-\frac{|R-R_\odot|}{h_{R,e}}\right) \exp\left(-\frac{|z-z_\odot|}{h_{z,e}}\right) \quad (\text{V.5})$$

où ρ_\odot est la densité locale, R_\odot et z_\odot la distance au centre de la galaxie et la hauteur au dessus du plan de la galaxie du Soleil, h_R l'échelle de longueur et h_z l'échelle de hauteur¹. Dans un premier temps, nous avons fixé l'échelle de longueur à $h_R = 3$ kpc.

Pour déterminer l'échelle de hauteur, il suffit de tracer le logarithme de la distribution en densité d'étoiles en fonction de la hauteur au dessus du plan $\log \rho(z)$. Pour tracer cette courbe, nous allons ajouter les contributions $\rho_i(z)$ de l'ensemble des composantes cinématiques qui se calculent de la manière suivante :

$$\rho_i(z) = \phi_{kin,i} \exp\left(-\frac{R-R_\odot}{h_{R,m}}\right) \exp\left(-\frac{\Phi(z)}{\sigma_{zz,i}^2}\right) \quad (\text{V.6})$$

où $\phi_{kin,i}$ est la densité locale de chaque composante cinématique défini par notre modèle (voir fig. V.14 et tab. V.1).

Le logarithme de la distribution en densité en fonction de la hauteur $\log(\rho(z))$ reproduit la forme bien connue en double exponentielle avec un changement de pente à $z=500-700$ pc (fig. V.24). Ce changement de pente est une manifestation de la transition entre le disque mince et le disque épais. En effet, cette caractéristique peut-être modélisée par deux composantes (le disque mince et le disque épais cf. Gilmore & Reid (1983)). Ceci est une indication de la discontinuité entre le disque mince et le disque épais dans notre galaxie. L'ajustement de la courbe $\log(\rho(z))$ de la figure V.24 donne une échelle de hauteur de 217 ± 15 pc pour le disque mince et 1064 ± 38 pc pour le disque épais.

Nous pouvons, en plus, déterminer l'échelle de hauteur des disque mince et épais séparément. Nous identifions le disque mince comme les composantes avec une dispersion verticale de vitesse σ_w plus petite que 25 km s^{-1} et le disque épais comme les composantes avec une dispersion verticale de vitesse entre 30 et 45.5 km s^{-1} . Avec ce choix, nous pouvons ajuster une exponentielle pour le disque mince. Nous obtenons une échelle de hauteur de 225 ± 10 pc si nous considérons la partie de la courbe qui correspond à des distances entre 200 et 800 pc. Pour le disque épais, nous obtenons 1048 ± 36 pc, si nous considérons la partie de la courbe qui correspond à des distances entre 0.2 et 1.5 kpc.

Les erreurs sur ces échelles de hauteur ont été calculées à partir de l'évaluation de l'erreur de chaque composante cinématique (tab. V.1). Nous avons tiré aléatoirement les valeurs des composantes. Puis, nous avons évalué la valeur des échelles de hauteur. Nous avons ainsi obtenu les erreurs sur l'échelle de hauteur du disque mince et du disque épais indépendamment et ensemble.

Il y a plus d'étoiles géantes du disque épais que du disque mince à des distances plus grandes que 500 pc ou ce qui est équivalent pour les étoiles de magnitude K supérieure à 7.0 . Au delà de magnitude 9 , la proportion de géantes par rapport à celle des sous-géantes et des naines décroît rapidement. A la magnitude 9.6 , les étoiles géantes ne représentent plus que la moitié des étoiles et leur distance est supérieure à 1.7 kpc. Aussi, nous devons être prudent dans l'analyse du disque épais avec les étoiles géantes du clump. Nous devons d'abord déterminer les contributions des sous-géantes et des naines. Nous obtenons une échelle de hauteur de 1048 ± 36 pc qui est en accord avec la valeur obtenue par Cabrera-Lavers *et al.* (2005) entre 1065 et 1216 pc. La situation est plus simple pour les naines qui dominent les comptages aux magnitudes $m_K > 11$ (c'est à dire des distances supérieures à 240 pc).

Pour des distances inférieures à 200 pc, la courbe V.24 n'est pas exponentielle. Ceci vient du fait que nous avons mis à zéro les composantes correspondant aux dispersions de vitesse les

¹ Les indices m et e indiquent qu'il s'agit d'une quantité du disque mince ou du disque épais.

plus faibles ($< 8 \text{ km s}^{-1}$). Malheureusement, cela nous empêche de comparer directement, notre estimation de la densité des disques minces et épais avec les valeurs de Cabrera-Lavers *et al.* (2005). Cependant, nous pouvons quand même estimer le rapport du nombre d'étoiles du disque mince et du disque épais. Nous obtenons un rapport de 8.7 % pour les étoiles naines.

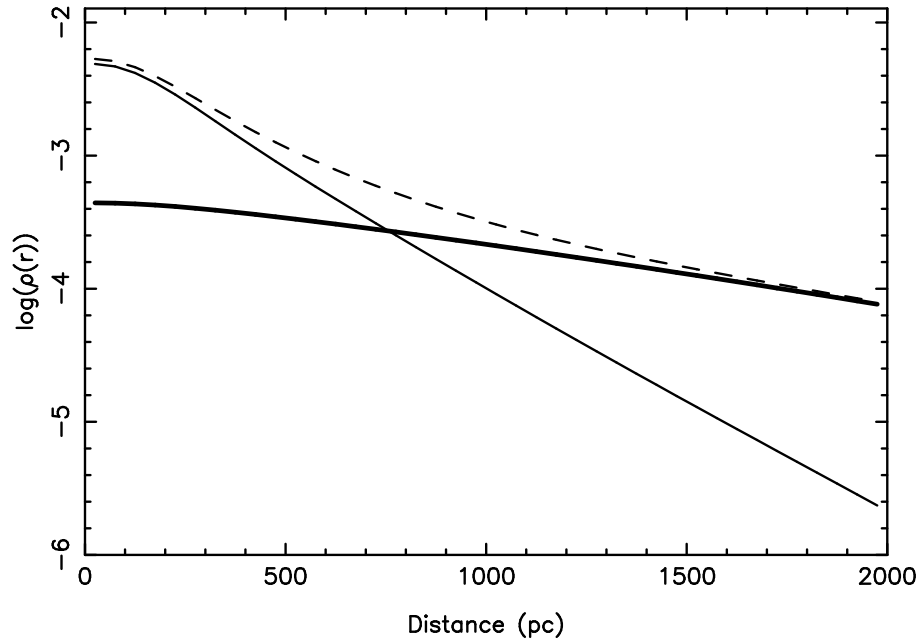


FIG. V.24 – Distribution en densité des étoiles en fonction de la distance au plan galactique pour l'ensemble des étoiles (ligne pointillée), pour le disque mince (ligne fine continue) et le disque épais (ligne épaisse continue). L'identification des contributions du disque mince et du disque épais est basée sur la décomposition cinématique de notre meilleur modèle.

4 Paramètres cinématiques

Baucoup des propriétés cinématiques stellaires obtenues avec notre modèle qui ajuste le mieux les observations sont compatibles avec des résultats obtenus précédemment. Nous allons faire la comparaison avec l'analyse des données d'HIPPARCOS (Dehnen & Binney 1998, Bienaymé 1999, Nordström *et al.* 2004, Cubarsi & Alcobé 2004, Famaey *et al.* 2005) ainsi qu'avec les résultats publiés avec les échantillons obtenus antérieurement utilisant une grande variété d'outils pour identifier les composantes du disque fin et du disque épais (Bartasiute 1994, Flynn & Morell 1997, Soubiran *et al.* 2003, Pauli *et al.* 2005). Nous allons examiner le courant asymétrique, les rapports d'axe de l'ellipsoïde et la vitesse du soleil.

4.1 COURANT ASYMÉTRIQUE

Le courant asymétrique V_{asym} est la tendance d'une population d'étoiles à avoir une vitesse de rotation moyenne autour du centre galactique en retard par rapport au référentiel standard local (LSR). Nous l'avons défini de la manière suivante :

$$V_{\text{asym}} = \sigma_{RR}^2 / k_a \quad (\text{V.7})$$

où σ_{RR} est la dispersion de vitesse radiale et k_a le coefficient de courant asymétrique qui est un paramètre de notre modèle. La détermination de ce dernier est hautement corrélé à V_{\odot} . En effet, nous n'ajustons pas les populations avec de petites dispersions de vitesse et de petit V_{asym} ². En

conséquence, la pente de la relation, V_{asym} versus σ_U , est moins bien contrainte. Pour améliorer la détermination de k_a , nous avons adopté la valeur de la vitesse du soleil suivant V obtenue par Dehnen & Binney (1998) et Bienaymé (1999) qui est $V_{\odot} = 5.2 \text{ km s}^{-1}$.

Ainsi, nous trouvons une valeur pour le coefficient de courant asymétrique de :

$$k_a = 76 \pm 4 \text{ kms}^{-1}.$$

Ce qui est en accord avec la valeur obtenue pour les étoiles proches d'HIPPARCOS de $80 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ (Dehnen & Binney 1998).

Ce qui se traduit par un courant asymétrique de $V_{\text{asym}} = 33 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ par rapport au référentiel standard local pour le disque épais. Nous remarquons que cette valeur est proche de celle de Chiba & Beers (2000) et des autres estimations obtenues précédemment. Mais elle diffère des valeurs souvent mentionnées de $50\text{-}100 \text{ km s}^{-1}$ obtenues à partir d'échantillons 'pencil-beam'. Ces derniers sont peut-être plus affectés par les étoiles du groupe d'Arcturus qui dominent pour des valeurs de z plus grandes.

4.2 LES RAPPORTS D'AXES DE L'ELLIPSOÏDE

Avec notre meilleur modèle, nous obtenons une valeur de rapport des axes de l'ellipsoïde σ_U/σ_V (pris comme étant le même pour toutes les composantes) de :

$$\sigma_U/\sigma_V = 1.44 \pm 0.02.$$

Pour les rapports $(\sigma_U/\sigma_W)_i$, leurs valeurs sont significativement plus petites que celles publiées utilisant des échantillons locaux d'étoiles. Pour le disque mince, nous trouvons que σ_U/σ_W est compris entre 1.50 et 1.62, à comparer aux valeurs publiées qui donnent $\sigma_U/\sigma_W \sim 2$ par les auteurs utilisant les étoiles du catalogue HIPPARCOS (comme par exemple Dehnen & Binney (1998), Bienaymé (1999)). Pour le disque épais, nous obtenons $\sigma_U/\sigma_W=1.1$, au lieu de $\sim 1.5 - 1.7$ habituellement obtenu avec les étoiles locales du disque épais par les autres auteurs.

Bien qu'il n'y ait pas de raison dynamique qui empêche le rapport σ_U/σ_W de varier avec z , nous pensons que notre faible valeur de σ_U/σ_W du disque épais pour des z grands résulte d'un biais de notre modèle. En effet les parties externes de certains histogrammes de mouvements propres ne sont pas précisément ajustées. Ceci est peut-être la conséquence d'un choix incorrect du potentiel vertical ou, comme nous le pensons, plus probablement de la non-isothermalité des distributions de vitesse réelle. Cette suspicion est renforcée par le fait que l'ajustement de chaque histogramme de mouvements propres pris séparément avec un jeu de gaussiennes donne des valeurs plus larges pour σ_U/σ_W .

4.3 VITESSE ET POSITION DU SOLEIL

Nous obtenons pour le mouvement relatif du soleil par rapport au référentiel local standard (LSR) de :

$$U_{\odot} = 8.5 \pm 0.3 \text{ kms}^{-1}$$

et

$$W_{\odot} = 11.1 \pm 1.0 \text{ kms}^{-1}.$$

En supposant la symétrie entre les pôles nord et sud galactiques, la comparaison des comptages dans ces deux directions (fig. V.1 et V.22), nous a permis d'obtenir la valeur de la hauteur du soleil au dessus du plan du disque de la galaxie :

$$z_{\odot} = 20.0 \pm 2.0 \text{ pc}.$$

Nous avons pour cela supposé que le nord et le sud sont symétriques.

² nous n'ajustons pas les comptages stellaires pour des magnitudes $m_K < 6$

4.4 COMPARAISONS AVEC D'AUTRES MODÈLES

Nos résultats peuvent être directement comparés avec les récentes analyses de Vallenari *et al.* (2006) des populations stellaires en direction du pôle nord galactique en utilisant la photométrie en B, en V et en R et les mouvements propres des populations stellaires (Spagna *et al.* 1996). Leur modèle est dynamiquement cohérent mais basé sur des hypothèses très différentes des nôtres. Pour chaque population stellaire, ils supposent que dans le plan galactique σ_{zz}^2 est proportionnel à la densité stellaire ρ (van der Kruit & Searle 1982). Ils supposent aussi que chaque dispersion de vitesse, σ_{zz}^2 et $\sigma_{RR'}^2$, suit des lois exponentielles avec la même échelle de profil exponentielle que la densité surfacique de masse (Lewis & Freeman 1989). Vallenari *et al.* (2006) trouvent des propriétés du disque épais très proches de celles que nous avons obtenues. Ils obtiennent : $\sigma_W = 38 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$, $\sigma_U / \sigma_V = 1.48$, $V_{\text{lag}} = 42 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$, et pour l'échelle du disque épais 900 pc. Cependant, ils trouvent une valeur pour σ_U / σ_W de 1.9. Ils disent aussi qu' "ils ne trouvent pas de gradient de vitesse significatif dans le disque épais", impliquant que le disque épais doit être une composante isotherme.

5 Fonction de luminosité

Notre ajustement des comptages et de la cinématique des étoiles distantes contraint la fonction de luminosité que l'on peut comparer à la fonction de luminosité locale (fig. V.25).

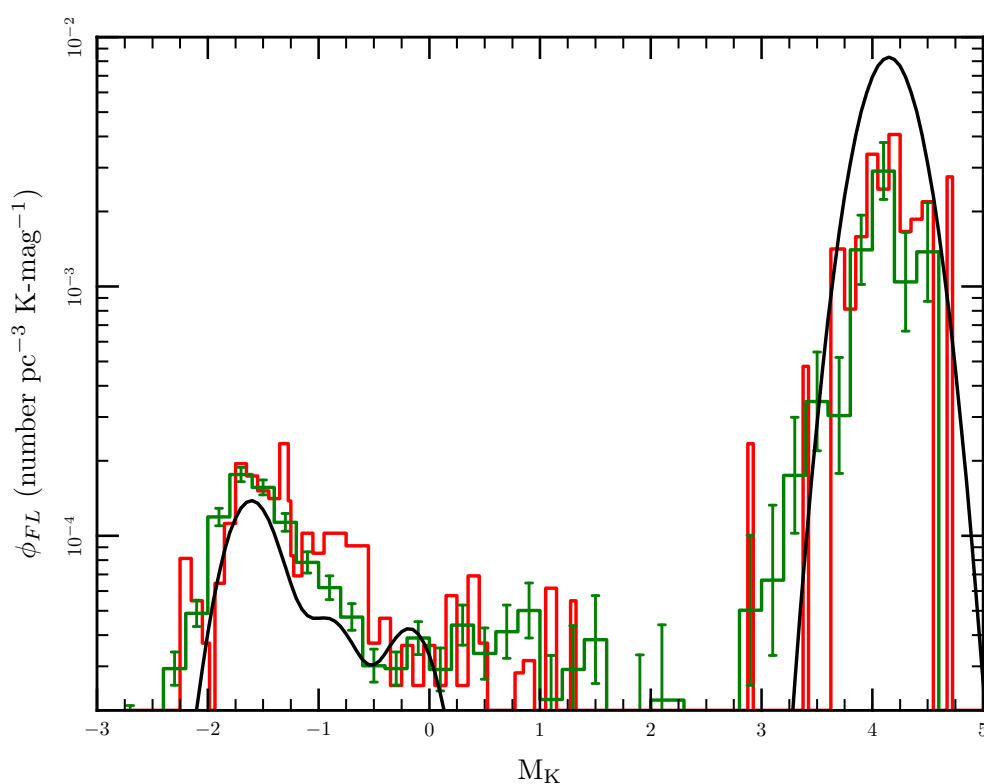


FIG. V.25 – Fonction de luminosité des étoiles de type spectral K. l'histogramme vert avec les barres correspond à notre détermination de la fonction de luminosité locale. Celui en rouge est celui déterminé par Cabrera-Lavers *et al.* (2005) recalé arbitrairement. La ligne continue est la fonction de luminosité obtenue pour notre meilleur modèle.

Pour déterminer la fonction de luminosité locale, il faut connaître précisément la magnitude

apparente en K et la distance des étoiles. Nous avons donc besoin du catalogue HIPPARCOS qui donne la distance des étoiles avec une erreur $\sigma_\pi/\pi < 10\%$ pour des étoiles situées à moins de 125 pc et d'un catalogue qui donne avec une bonne précision sur la magnitude en J et en K des étoiles. Bien que le catalogue 2MASS ait une grande précision photométrique comme nous l'avons vu au paragraphe 3.1, elle est moindre pour les étoiles qui correspondent à celles d'HIPPARCOS. En effet, les étoiles du catalogue HIPPARCOS sont des étoiles brillantes.

C'est pourquoi, Cabrera-Lavers *et al.* (2005) ont déterminé la fonction de luminosité locale en utilisant une cross-identification des étoiles d'HIPPARCOS avec celles d'MSX. Cependant, le catalogue MSX ne comporte pas de mesure de la magnitude en J et en K. Pour la magnitude en K m_K , ils l'ont estimé à partir de la magnitude de la bande A de MSX de la manière suivante :

$$m_K = A - 0.1 \quad (\text{V.8})$$

Pour la magnitude en J m_J qui sert à faire la sélection en couleur, ils ont transformé la sélection en J-K=[0.5-0.7] par une sélection en V-K=[2.3-2.9]. Or selon notre propre cross-identification d'HIPPARCOS-MSX et de 2MASS pour les étoiles non saturées leur sélection en V-K correspond principalement aux étoiles avec la couleur J-K entre 0.6 et 0.7 plutôt que entre 0.5-0.7 (fig. V.26).

Nous avons donc redéterminé la fonction de luminosité en cross-identifiant les catalogues 2MASS-HIPPARCOS pour lesquels nous n'avons gardé que les étoiles avec une magnitude $V < 7.3$ ou une distance $d < 125$ pc et utilisant une sélection en couleur V-K entre 2.0 et 2.6, qui correspond mieux à l'intervalle de couleur J-K = [0.5-0.7].

La comparaison de la fonction de luminosité déterminée avec notre modèle que ce soit avec la fonction de luminosité locale déterminée par Cabrera-Lavers *et al.* (2005) ou la nôtre (fig. V.25) donne un accord relativement satisfaisant sachant de plus que notre modélisation n'inclut pas les populations stellaires avec des petites dispersions de vitesses ($\sigma_W < 8 \text{ km s}^{-1}$).

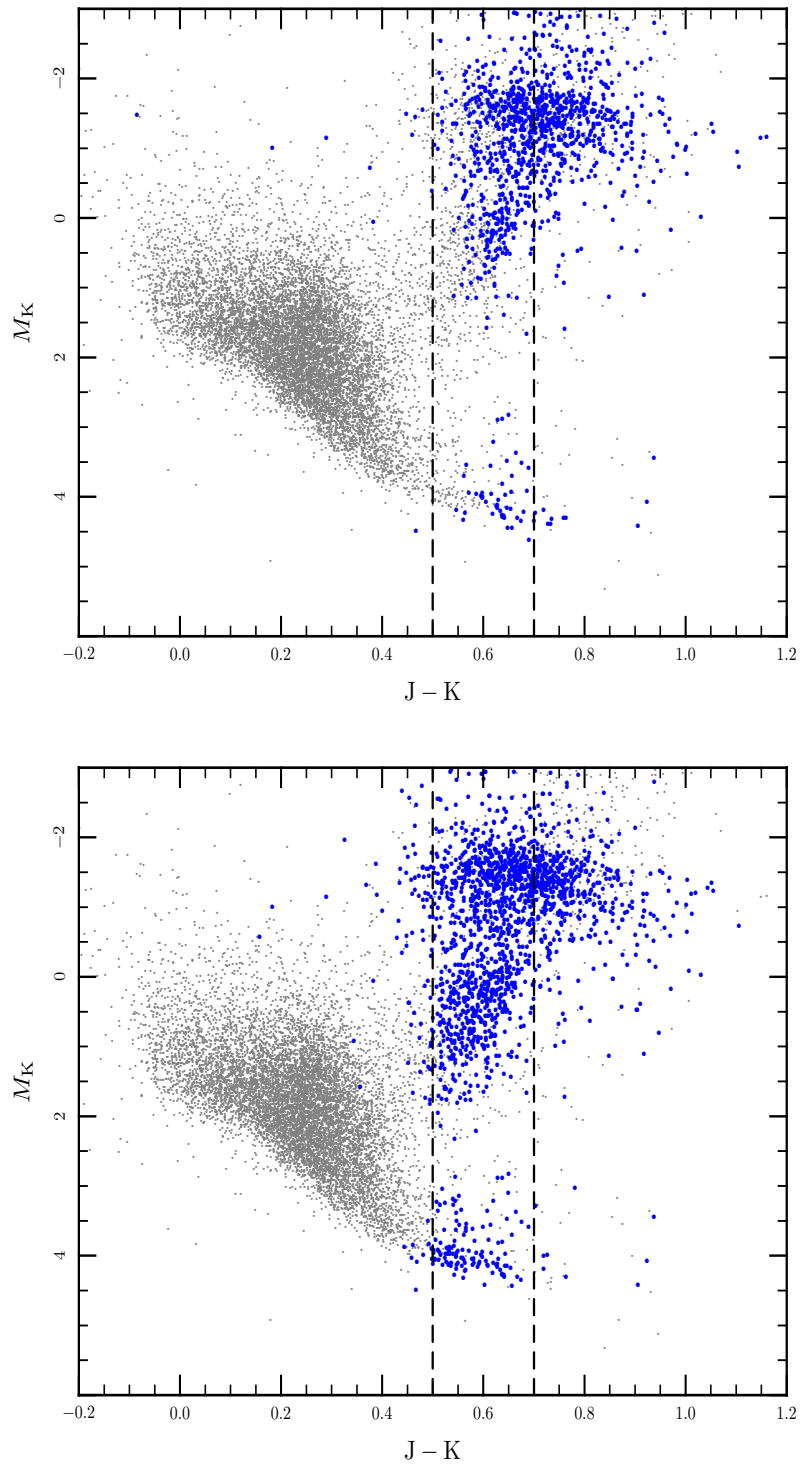


FIG. V.26 – Diagramme HR basé sur la cross-identification des étoiles des catalogues HIPPARCOS, MSX et 2MASS. Les points bleus correspondent aux étoiles sélectionnées par Cabrera et al. (2005) en $V-[8.3] \in [2.3-2.9]$ (haut) et aux étoiles sélectionnées en $V-K \in [2.0-2.6]$



Références

- BARTASIUTE, S., 1994; *The transition between stellar populations in the Galaxy*. *Baltic Astronomy*, **3**, 16
- BIENAYMÉ, O., 1999; *The local stellar velocity distribution of the Galaxy*. *Galactic structure and potential*. *A&A*, **341**, 86
- CABRERA-LAVERS, A., GARZÓN, F. & HAMMERSLEY, P. L., 2005; *The thick disc component of the Galaxy from near infrared colour-magnitude diagrams*. *A&A*, **433**, 173
- CHIBA, M. & 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 Nonkinematically Selected Stars*. *AJ*, **119**, 2843
- CUBARSI, R. & ALCOBÉ, S., 2004; *Cumulants and symmetries in a trivariate normal mixture. A qualitative study of the local velocity distribution*. *A&A*, **427**, 131
- DEHNEN, W. & BINNEY, J. J., 1998; *Local stellar kinematics from HIPPARCOS data*. *MNRAS*, **298**, 387
- FAMAËY, B., JORISSEN, A., LURI, X., MAYOR, M., UDRY, S., DEJONGHE, H. & TURON, C., 2005; *Local kinematics of K and M giants from CORAVEL/Hipparcos/Tycho-2 data. Revisiting the concept of superclusters*. *A&A*, **430**, 165
- FLYNN, C. & MORELL, O., 1997; *Metallicities and kinematics of G and K dwarfs*. *MNRAS*, **286**, 617
- GILMORE, G. & REID, N., 1983; *New light on faint stars*. III - *Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc*. *MNRAS*, **202**, 1025
- JAMES, F., 2004; *MINUIT Tutorial from "1972 CERN Computing and Data Processing School"*. CERN
- LEWIS, J. R. & FREEMAN, K. C., 1989; *Kinematics and chemical properties of the old disk of the Galaxy*. *AJ*, **97**, 139
- NORDSTRÖM, B., MAYOR, M., ANDERSEN, J., HOLMBERG, J., PONT, F., JØRGENSEN, B. R., OLSEN, E. H., UDRY, S. & MOWLAVI, N., 2004; *The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood. Ages, metallicities, and kinematic properties of ~ 14 000 F and G dwarfs*. *A&A*, **418**, 989
- PAULI, E.-M., HEBER, U., NAPIWOTZKI, R., ALTMANN, M. & ODENKIRCHEN, M., 2005; *3D-Kinematics of White Dwarfs from the SPY-Project*. Dans *14th European Workshop on White Dwarfs*, D. Koester & S. Moehler, réds., tm. 334 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*
- SOUBIRAN, C., BIENAYMÉ, O. & SIEBERT, A., 2003; *Vertical distribution of Galactic disk stars. I. Kinematics and metallicity*. *A&A*, **398**, 141
- SPAGNA, A., LATTANZI, M. G., LASKER, B. M., MCLEAN, B. J., MASSONE, G. & LANTERI, L., 1996; *Galactic structure along the main meridional section of the Galaxy. I. The North Galactic Pole (N321) field*. *A&A*, **311**, 758
- VALLENARI, A., PASETTO, S., BERTELLI, G., CHIOSI, C., SPAGNA, A. & LATTANZI, M., 2006; *Kinematics and stellar content of the Milky Way populations toward the North Galactic Pole*. *A&A*, **451**, 125
- VAN DER KRUIT, P. C. & SEARLE, L., 1982; *Surface photometry of edge-on spiral galaxies. IV - The distribution of light, colour, and mass in the disk and spheroid of NGC 7814*. *A&A*, **110**, 79
- WAINSCOAT, R. J., COHEN, M., VOLK, K., WALKER, H. J. & SCHWARTZ, D. E., 1992; *A model of the 8-25 micron point source infrared sky*. *ApJS*, **83**, 111

Conclusion

Le but de mon travail de thèse était d'améliorer la connaissance que nous avons de la structure du disque de la galaxie. Plus particulièrement, je visais l'objectif d'effectuer une décomposition cinématique du disque. Dans ce cadre, j'ai, d'abord, élaboré des échantillons, dont je vais rappeler les principaux intérêts pour mon étude. Je présenterai ensuite les résultats des deux méthodes d'analyse cinématique du disque que j'ai utilisées. J'en tirerai les conséquences pour les scénarios de formation de la galaxie. J'évoquerai enfin quelques pistes pour des études futures, ainsi que les projets qui devraient contribuer à améliorer notre connaissance de la galaxie et de son histoire.

1 Intérêts des échantillons

J'ai bénéficié du développement de grands relevés de mesures photométriques, de mouvements propres et de vitesses radiales des étoiles de la galaxie. Ces relevés sont de plus d'une grande précision. À partir de ceux-ci, j'ai constitué des échantillons qui m'ont servi pour mon étude du disque de la galaxie.

Pour la photométrie, j'ai choisi d'utiliser les magnitudes en K des étoiles. En effet, les magnitudes apparentes en infrarouge des étoiles sont moins affectées par le phénomène d'extinction. Il n'est pas nécessaire de corriger ces données avec un modèle de distribution spatiale de la poussière dans la galaxie. J'ai aussi effectué une sélection en couleur ($J-K=[0.5-0.7]$) pour ne garder que les étoiles de type spectral K. Ces étoiles qui peuvent être des étoiles de la séquence principale ou des étoiles géantes ont des magnitudes absolues bien définies et très différentes. Pour les naines, nous trouvons une magnitude absolue de $M_K = 4.15$ avec une dispersion de $\sim 0.2-0.4$. Les géantes ont une magnitude absolue de $M_K = -1.61$ avec une dispersion de 0.3. En outre, comme nous avons effectué une sélection en couleur, nous n'avons que des géantes du clump de métallicité plus grande que -0.8 dex dans nos échantillons.

Pour la cinématique, les pôles galactiques présentent l'avantage qu'ils simplifient l'analyse des mouvements des étoiles. En direction des pôles galactiques, il n'y a pas de couplage avec d'autres paramètres galactiques tels que les échelles de densité, la distance du soleil au centre de la Galaxie R_0 , la vitesse circulaire au niveau du soleil V_0 Le choix du catalogue UCAC2 pour les mouvements propres permet d'avoir une bonne précision de l'ordre de 2 à 6 mas an^{-1} selon la magnitude des étoiles. De plus, l'effet de l'erreur sur les mouvements propres n'affecte pas notre analyse de la cinématique du disque. Enfin, pour les vitesses radiales, nous avons utilisé les données du catalogue RAVE qui présentent une très bonne précision de l'ordre du km s^{-1} combinées avec celles obtenues avec le spectrographe échelle ÉLODIE qui sont encore un ordre de grandeur plus précises. RAVE est un relevé en cours auquel j'ai pris part. Il a pour but de faire des mesures spectroscopiques de vitesses radiales, mais aussi de paramètres stellaires (température effective, métallicité, gravité de surface et vitesse de rotation) d'un million d'étoiles de l'hémisphère céleste Sud. J'ai en particulier réalisé des observations pour ce projet sur le télescope de 1.2 m (UK Schmidt Telescope) de l'observatoire Anglo-Australien (AAO) avec le spectrographe multi-objet 6df. Une première version de ce catalogue a été rendue publique en 2006. Une deuxième est en préparation pour début 2008.

2 Les méthodes et leurs résultats

J'ai utilisé deux méthodes différentes pour définir la décomposition cinématique du disque de la galaxie.

J'ai, d'abord, appliqué une méthode d'inversion directe sur les histogrammes de mouvements propres. La décomposition cinématique ainsi obtenue montre deux composantes bien distinctes : une avec une dispersion de vitesse σ_U comprise entre 40 et 60 km s⁻¹ et une deuxième avec une dispersion de vitesse σ_U comprise entre 80 et 100 km s⁻¹. J'identifie la première comme étant le disque mince et la seconde le disque épais. Cette décomposition cinématique montre une claire séparation entre les composantes cinématiques du disque mince et celles du disque épais. Cependant, j'ai conduit des simulations pour tester la robustesse de cette méthode. Il s'est avéré que la méthode présente un biais qui tend à regrouper les composantes et donc à créer des séparations qui n'existent peut-être pas ou du moins peut-être de manière moins prononcées.

J'ai, ensuite, développé un modèle combinant les comptages d'étoiles en magnitude obtenus à partir du catalogue 2MASS, avec les données sur les mouvements propres du catalogue UCAC2 et sur les vitesses radiales du catalogue RAVE. Ce modèle permet de mesurer la dispersion de vitesse dans les 3 directions U , V et W , mais aussi la densité des populations du disque. Mon modèle du disque galactique est un modèle dynamique auto-cohérent qui relie la densité d'étoiles à leur dispersion en vitesse via le potentiel gravitationnel. J'ai utilisé une large gamme de valeur de dispersion de vitesse verticale σ_W entre 3.5 et 70 km s⁻¹ par pas de 3.5 km s⁻¹. J'ai ajusté la densité d'étoiles de chaque type et de chaque dispersion, ce qui représente 80 paramètres libres, sur les histogrammes de comptages, de mouvements propres et de vitesses radiales observés. J'obtiens un bon accord entre mon modèle et les observations. Les quelques différences s'expliquent aisément. J'ai obtenu une manière statistique de séparer les différents types d'étoiles présents dans nos échantillons.

Mon modèle m'a, également, permis de réaliser pour la première fois une décomposition cinématique du disque galactique. On voit clairement trois composantes dans cette décomposition. Une première composante avec des dispersions de vitesse verticale σ_W comprises entre 10 et 25 km.s⁻¹, une deuxième avec des dispersions σ_W comprises entre 30 et 45 km s⁻¹ et une troisième avec $\sigma_W \sim 65$ km.s⁻¹. Je propose d'identifier les deux premières composantes au disque mince et au disque épais respectivement.

J'ai déterminé les échelles de hauteur du disque mince et du disque épais à partir de la distribution en densité d'étoiles en fonction de la hauteur au-dessus du plan ($\log \rho(z)$). Elle reproduit la forme bien connue en double exponentielle avec un changement de pente à $z=500-700$ pc. J'obtiens une échelle de hauteur de 217 ± 15 pc pour le disque mince et 1064 ± 38 pc pour le disque épais. Cependant, en me basant sur l'identification des composantes cinématiques, j'ai déterminé indépendamment et de manière unique les échelles de hauteur du disque mince et du disque épais. J'obtiens une valeur de 225 ± 10 pc pour le disque mince et de 1048 ± 36 pc pour le disque épais, ainsi qu'un rapport de densité locale entre le disque mince et le disque épais de 8.7 % pour les étoiles naines.

J'ai également déterminé beaucoup de propriétés cinématiques stellaires que j'ai obtenues grâce à notre modèle qui ajuste le mieux les observations. Pour le courant asymétrique par rapport au référentiel standard local pour le disque épais, j'ai trouvé une valeur de $V_{\text{asym}} = 33 \pm 2$ km s⁻¹. Pour les rapports d'axe de l'ellipsoïde, nous avons $\sigma_U/\sigma_V = 1.44 \pm 0.02$ et σ_U/σ_W compris entre 1.5 et 1.6 pour les composantes du disque mince et de l'ordre de 1.1 pour le disque épais. Enfin, nous déduisons une vitesse du soleil dans la direction U et W et une hauteur au dessus du plan galactique de $U_{\odot} = 8.5 \pm 0.3$ kms⁻¹, $W_{\odot} = 11.1 \pm 1.0$ kms⁻¹ et $z_{\odot} = 20.0 \pm 2.0$ pc respectivement. Toutes ces valeurs correspondent aux valeurs couramment publiées dans la littérature. Enfin, je retrouve la fonction de luminosité locale qui nous avait permis de mettre des contraintes sur les composantes.

3 Conséquences pour les scénarios de formation de la Voie Lactée

Les deux décompositions cinématiques du disque, que j'ai obtenues par inversion directe et par modélisation du disque, montrent qu'il existe une séparation claire entre les composantes cinématiques du disque mince et du disque épais. Ceci est un résultat important. En effet, il prouve que le disque mince et le disque épais sont deux composantes complètement distinctes.

Les scénarios qui envisagent la possibilité d'un disque mince initial qui aurait été « chauffé » par des nuages moléculaires ou par les bras spiraux de la galaxie sont exclus par mes résultats. D'autres mécanismes de formation du disque épais comme l'accrétion progressive d'étoiles venant de galaxies satellites ou le chauffage voire la création d'étoiles au moment de la rencontre entre une galaxie satellite importante et notre galaxie restent possibles.

4 Perspectives

Je ne me suis, pour l'instant, intéressé qu'aux étoiles en direction des pôles galactiques. L'étude des autres directions d'observation va permettre de déterminer les échelles de longueur en densité des disques mince et épais. Ces quantités sont encore très mal connues, en particulier pour le disque épais, où les estimations de l'échelle de longueur vont de 2.5 kpc pour Reylé & Robin (2001) à 4.7 kpc pour Larsen & Humphreys (2003). De plus, mon modèle offre aussi la possibilité d'étudier les échelles de longueur cinématiques des disques mince et épais (voir par exemple Bienaymé & Séchaud (1997)).

Pour faciliter la séparation des étoiles naines et des étoiles géantes, j'ai utilisé une sélection en couleur où il existe un grand écart entre leurs magnitudes absolues respectives. J'envisage de m'intéresser à d'autres sélections en couleur pour voir si je retrouve la même décomposition cinématique entre le disque mince et le disque épais que j'ai observée pour les étoiles de type spectral K. Des variations dues à l'âge et à la métallicité sont possibles. Comme l'ont montré Jahreiss *et al.* (1999), les géantes du clump et les 'vieilles' étoiles géantes de type spectral K par exemple n'ont pas les mêmes caractéristiques cinématiques.

Les prochaines versions du catalogue RAVE vont incorporer les mesures spectroscopiques non plus seulement de vitesses radiales, mais aussi des paramètres stellaires tels que la température effective T_{eff} , la métallicité $[Fe/H]$, la gravité de surface $\log g$ et la vitesse de rotation V_{rot} . L'information sur la métallicité est très intéressante. Elle permet de retracer l'histoire d'une population ou d'un groupe d'étoiles qui ont la même origine. Je pourrais regarder s'il existe un lien entre la décomposition cinématique du disque et la composition chimique des populations du disque.

À plus longue échéance, le satellite GAIA va renouveler radicalement notre vision de la galaxie. En effet, nous allons obtenir une carte en 3 dimensions de la galaxie. GAIA permettra de mesurer la position et la vitesse radiale de plus d'un milliard d'étoiles avec une précision de l'ordre de 20 μ as et pour les étoiles les plus brillantes leurs paramètres stellaires. Avec ce niveau de détail, nous pourrions retracer la formation et l'histoire de notre galaxie.



Références

- BIENAYMÉ, O. & SÉCHAUD, N., 1997; *Stellar kinematics in the solar neighbourhood and the disc scale lengths of the Galaxy*. *A&A*, **323**, 781
- JAHREISS, H., FUCHS, B. & WIELEN, R., 1999; *Nearby Stars and the History of the Galactic Disk*. *Ap&SS*, **265**, 247
- LARSEN, J. A. & HUMPHREYS, R. M., 2003; *Fitting a Galactic Model to an All-Sky Survey*. *AJ*, **125**, 1958
- REYLÉ, C. & ROBIN, A. C., 2001; *Early galaxy evolution from deep wide field star counts. II. First estimate of the thick disc mass function*. *A&A*, **373**, 886

Annexe A

Article
« The RAdial Velocity Experiment
(RAVE) :
First data release »

THE RADIAL VELOCITY EXPERIMENT (RAVE): FIRST DATA RELEASE

M. STEINMETZ,¹ T. ZWITTER,² A. SIEBERT,^{1,3} F. G. WATSON,⁴ K. C. FREEMAN,⁵ U. MUNARI,⁶ R. CAMPBELL,⁷ M. WILLIAMS,⁵
 G. M. SEABROKE,⁸ R. F. G. WYSE,⁹ Q. A. PARKER,^{4,7} O. BIENAYMÉ,¹⁰ S. ROESER,¹¹ B. K. GIBSON,¹² G. GILMORE,⁸
 E. K. GREBEL,¹³ A. HELMI,¹⁴ J. F. NAVARRO,¹⁵ D. BURTON,⁴ C. J. P. CASS,⁴ J. A. DAWE,^{4,16} K. FIEGERT,⁴
 M. HARTLEY,⁴ K. S. RUSSELL,⁴ W. SAUNDERS,⁴ H. ENKE,¹ J. BAILIN,¹⁷ J. BINNEY,¹⁸ J. BLAND-HAWTHORN,⁴
 C. BOECHE,¹ W. DEHNEN,¹⁹ D. J. EISENSTEIN,³ N. W. EVANS,⁸ M. FIORUCCI,⁶ J. P. FULBRIGHT,¹¹
 O. GERHARD,¹³ U. JAUREGI,² A. KELZ,¹ L. MIJOVIĆ,² I. MINCHEV,²⁰ G. PARMENTIER,⁸
 J. PEÑARRUBIA,¹⁵ A. C. QUILLEN,¹⁹ M. A. READ,²¹ G. RUCHTI,¹¹ R.-D. SCHOLZ,¹
 A. SIVIERO,⁶ M. C. SMITH,¹⁴ R. SORDO,⁶ L. VELTZ,¹⁰ S. VIDRIH,⁸
 R. VON BERLEPSCH,¹ B. J. BOYLE,²² AND E. SCHILBACH¹¹

Received 2006 April 13; accepted 2006 June 1

ABSTRACT

We present the first data release of the Radial Velocity Experiment (RAVE), an ambitious spectroscopic survey to measure radial velocities and stellar atmosphere parameters (temperature, metallicity, and surface gravity) of up to one million stars using the Six Degree Field multiobject spectrograph on the 1.2 m UK Schmidt Telescope of the Anglo-Australian Observatory. The RAVE program started in 2003, obtaining medium-resolution spectra (median $R = 7500$) in the Ca-triplet region (8410–8795 Å) for southern hemisphere stars drawn from the Tycho-2 and SuperCOSMOS catalogs, in the magnitude range $9 < I < 12$. The first data release is described in this paper and contains radial velocities for 24,748 individual stars (25,274 measurements when including reobservations). Those data were obtained on 67 nights between 2003 April 11 and 2004 April 3. The total sky coverage within this data release is ~ 4760 deg². The average signal-to-noise ratio of the observed spectra is 29.5, and 80% of the radial velocities have uncertainties better than 3.4 km s⁻¹. Combining internal errors and zero-point errors, the mode is found to be 2 km s⁻¹. Repeat observations are used to assess the stability of our radial velocity solution, resulting in a variance of 2.8 km s⁻¹. We demonstrate that the radial velocities derived for the first data set do not show any systematic trend with color or signal-to-noise ratio. The RAVE radial velocities are complemented in the data release with proper motions from Starmet 2.0, Tycho-2, and SuperCOSMOS, in addition to photometric data from the major optical and infrared catalogs (Tycho-2, USNO-B, DENIS, and the Two Micron All Sky Survey). The data release can be accessed via the RAVE Web site.

Key words: catalogs — stars: fundamental parameters — surveys

Online material: color figures

1. INTRODUCTION

Within the past decade it has been increasingly recognized that many of the clues to the fundamental problem of galaxy formation in the early universe are contained in the motions and chemical composition of long-lived stars in our Milky Way galaxy (see, e.g., Freeman & Bland-Hawthorn 2002). The recent dis-

covery of several instances of tidal debris in our Galaxy challenges the view laid down in the seminal paper by Eggen et al. (1962), who envision the Galaxy to be formed in one major monolithic collapse at an early epoch, followed by a period of relative quiescence lasting many gigayears. These examples include the discovery of the tidally distorted/disrupted Sagittarius dwarf galaxy (Ibata et al. 1994), the photometrically identified low-latitude Monoceros structure in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS;

¹ Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany.

² Department of Physics, University of Ljubljana, Jadranska 19, Ljubljana, Slovenia.

³ Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85287-0065.

⁴ Anglo-Australian Observatory, P.O. Box 296, Epping, NSW 1710, Australia.

⁵ Research School of Astronomy and Astrophysics, Mount Stromlo Observatory, Cotter Road, Weston Creek, Canberra, ACT 72611, Australia.

⁶ INAF Osservatorio Astronomico di Padova, Via dell'Osservatorio 8, Asiago I-36012, Italy.

⁷ Macquarie University, Sydney, NSW 2109, Australia.

⁸ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK.

⁹ Johns Hopkins University, 366 Bloomberg Center, 3400 North Charles Street, Baltimore, MD 21218.

¹⁰ Observatoire de Strasbourg, 11 Rue de L'Université, 67000 Strasbourg, France.

¹¹ Astronomische RechenInstitut, Moenchhofstrasse 12–14, Heidelberg D-69120, Germany.

¹² University of Central Lancashire, Preston PR1 2HE, UK.

¹³ Astronomisches Institut, Universität Basel, Venusstrasse 7, Binningen CH-4102, Switzerland.

¹⁴ Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, Postbus 800, 9700 AV Groningen, Netherlands.

¹⁵ University of Victoria, P.O. Box 3055, Station CSC, Victoria, BC V8W 3P6, Canada.

¹⁶ Deceased. This paper is dedicated to the memory of John Alan Dawe (1942–2004), Astronomer-in-Charge of the UK Schmidt Telescope 1978–1984 and enthusiastic RAVE observer 2003–2004.

¹⁷ Centre for Astrophysics and Supercomputing, Swinburne University of Technology, P.O. Box 218, Hawthorn, VIC 3122, Australia.

¹⁸ Rudolf Peierls Centre for Theoretical Physics, University of Oxford, 1 Keble Road, Oxford OX1 3NP, UK.

¹⁹ University of Leicester, University Road, Leicester LE1 7RH, UK.

²⁰ University of Rochester, Rochester, NY 14627-0171.

²¹ University of Edinburgh, Edinburgh EH9 3HJ, UK.

²² Australia Telescope National Facility, P.O. Box 76, Epping, NSW 1710, Australia.

Yanny et al. 2003), and the multitude of features in higher latitude fields (Belokurov et al. 2006).

Furthermore, within the context of the concordance Λ CDM scenario, sophisticated computer simulations of structure growth within a cold dark matter (CDM) universe have now begun to shed light on how the galaxy formation process may have taken place in a hierarchical framework (see, e.g., Steinmetz & Navarro 2002; Abadi et al. 2003; Brook et al. 2005; Governato et al. 2004; Sommer-Larsen et al. 2003). These analyses lead to a reinterpretation of structures such as the Eggen moving groups (Navarro et al. 2004) and the ω Cen globular cluster (Meza et al. 2005) in terms of merger remnants. In fact, in the extreme case, structures and old stars, in even the thin Galactic disk, are attributed to accretion events (Abadi et al. 2003; Meza et al. 2005). In addition, strong evidence for the accretion and assimilation of satellite galaxies can also be seen for other galaxies in the Local Group, in particular the “great stream” in M31 (Ibata et al. 2001). However, whether the Galaxy can indeed be formed by a sequence of merging events, as predicted by current cosmological models of galaxy formation, or whether the few well-established accretion and merging remnants—which account for only a small fraction of the stellar mass of the Galaxy—are all there is, is still a largely unanswered question. Large kinematic surveys are needed, as are large surveys that derive chemical abundances, since both kinematics signatures and elemental abundance signatures persist longer than do spatial overdensities. It is still unclear (Wyse & Gilmore 2006) whether the observed chemical properties of the stars in the thick disk (Gilmore et al. 1995) can be brought into agreement with a scenario that sees the thick disk primarily as the result of accretion events (Abadi et al. 2003). A similar question arises owing to the distinct age distribution (Unavane et al. 1996; see, however, Abadi et al. 2006) and chemical elemental abundance distributions of stars in the stellar halo and in low-mass dwarf galaxies of the Local Group (Tolstoy et al. 2003; see, however, Robertson et al. [2005] and Bullock & Johnston [2005]).

Stellar clusters, spiral arms, and the Galactic bar leave an imprint in the chemical and stellar velocity distribution in the solar neighborhood (Dehnen 2000; Quillen & Minchev 2005; de Simone et al. 2004) as well. Multidimensional databases are required to investigate and differentiate between these processes and structure caused by satellite accretion.

The growing awareness of the importance of the “fossil record” in the Milky Way Galaxy in constraining galaxy formation theory is reflected by the increasing number of missions designed to unravel the formation history of the Galaxy. Stellar spectroscopy plays a crucial role in these studies, not only providing radial velocities (RVs) as a key component of the six-dimensional phase space of stellar positions and velocities but also providing much-needed information on the gravity and chemical composition of individual stars. An example of the power of such multidimensional stellar data sets has recently been shown by Helmi et al. (2006), who, by using a combination of proper motions and distances from the *Hipparcos* catalog (Perryman et al. 1997) and spectra from the Geneva-Copenhagen Survey (GCS; Nordström et al. 2004), were able to identify several accretion candidates within the immediate neighborhood of the Sun.

However, despite the importance of stellar spectroscopy, the past decades have seen only limited progress. Soon after Vogel (1873) measured the RVs of Sirius and Procyon, Seabroke (1879)²³ performed one of the first surveys, measuring 68 RVs for 29 stars, followed by 699 observations of 40 stars (Seabroke 1887) and 866 observations of 49 stars (Seabroke 1889). Since then,

over the next 125 yr, RVs for some 50,000 stars have become available in the public databases of the Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS). This is surprisingly few compared to the more than 1 million galaxy redshifts measured within the past decade. This sample of stellar RVs has recently been increased substantially by the GCS, containing RVs for 16,682 nearby dwarf stars, and by Famaey et al. (2005), who published 6691 RVs for apparently bright giant stars. Both catalogs were part of the *Hipparcos* follow-up campaign.

With the advent of wide field multiobject spectroscopy (MOS) fiber systems in the 1990s, pioneered particularly at the Anglo-Australian Observatory (AAO) with FOCAP, AUTOFIB, and most recently with the Two Degree Field (2dF) and Six Degree Field (6dF) instruments on the Anglo-Australian Telescope (AAT) and UK Schmidt Telescope (UKST), respectively (e.g., Lewis et al. 2002; Watson et al. 2000), the possibility of undertaking wide-area surveys with hemispheric coverage became feasible. Initially, such projects were more concerned with large-scale galaxy and quasar redshift surveys (e.g., Colless et al. 2001 for 2dF; Jones et al. 2004 for 6dF). Apart from the samples of several hundred to a few thousand stars obtained prior to the commissioning of AAOmega at the AAT (see, e.g., Kuijken & Gilmore 1989a, 1989b, 1989c; Gilmore et al. 1995, 2002; Wyse & Gilmore 1995), no large-scale, wide-area stellar spectroscopy projects had been undertaken in our own galaxy. This has now changed with new surveys such as SDSS-II SEGUE already under way, with a planned delivery of 240,000 spectra by mid-2008 (Newberg 2003), and the capabilities of AAOmega at the AAT. Over a slightly longer time frame, the Radial Velocity Experiment (RAVE),²⁴ the survey we describe in this paper, is expected to provide spectra for up to 1 million stars by 2011. This trend for large stellar surveys will culminate with the ESA cornerstone mission *Gaia*, which, in addition to astrometric information, will provide multi-epoch RVs for up to 100 million stars by 2018. Each of these surveys has its own unique aspect, and they are largely complementary in capabilities and target sample.

With a RV error of about 2 km s^{-1} and 80% of measurements better than 3.4 km s^{-1} , the RAVE velocities are accurate enough for almost any Galactic kinematic study. RVs are, however, just one of the necessary stellar parameters: proper motions, distances, and chemical abundances are also needed. Proper motions of varying accuracy are available for most of the RAVE stars via *Starmet 2.0*, *Tycho-2*, or the *SuperCOSMOS Sky Survey (SSS)*. Already, some of the cooler dwarfs ($J - K > 0.5$) with more accurate proper motions can be identified as dwarfs from their reduced proper motions. For these stars it is possible to estimate all six phase-space coordinates using their photometric parallaxes.

For most of these stars, there is no previous spectroscopic information, so the RAVE sample provides many scientific opportunities. Some of the science programs in progress by RAVE team members include the following:

1. Discovery of extreme-velocity stars and estimates of the local escape velocity and total mass of the Galaxy.
2. The three-dimensional velocity distribution function of the local Galactic disk.
3. Kinematics of the main stellar components of the Galaxy.
4. Characterization of the local Galactic disk potential and the structure of the disk components.
5. Substructure in the disk and halo of the Galaxy, including the Arcturus, Sagittarius, and other star streams.
6. Elemental abundances of high-velocity stars.

²³ The great-great-grandfather of G. Seabroke, coauthor of this paper.

²⁴ See <http://www.rave-survey.org>.

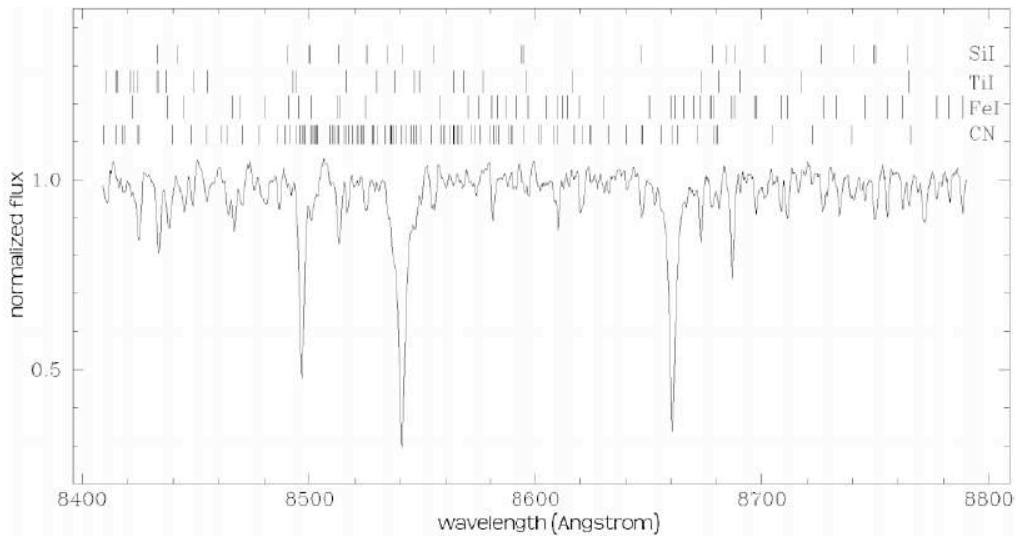


FIG. 1.—RAVE spectrum of a typical field star, HD 154837 (K0 III), illustrating the properties of the chosen wavelength interval around the Ca II IR triplet. The strongest other absorption lines are identified.

7. Calibration of stellar atmospheric parameters and correspondence with the MK scheme through the H-R diagram.

8. Searches for spectroscopic binaries and cataclysmic variables.

9. The 8620 Å diffuse interstellar band as an estimator of interstellar reddening.

In this paper we describe the first data release (DR1) of the RAVE survey, which contains RVs obtained from RAVE spectra (the spectra, stellar parameters, and additional information will be part of further releases, as the first-year spectra are contaminated by second-order light). Photometric and proper-motion data from other surveys are also provided for ease of use. The structure of the paper is as follows: In § 2 we describe the survey layout, technical equipment, and input catalog. Section 3 is devoted to the actual observations, followed by a section detailing the data reduction. Section 5 discusses the data quality and compares RAVE data with independent data taken with other telescopes. Finally, § 6 provides a detailed description of the data product of the DR1 and concludes with longer term perspectives.

2. SURVEY DESIGN AND INPUT CATALOG

The wide field of view of the UKST and the multiplexing capability of the 6dF are well matched to a survey of apparently bright stars. The scientific goals of RAVE include analyzing the chemical and dynamical evolution of the Galaxy, using as tracers both dwarfs and giants observed locally. Most apparently bright stars will be in the thin and thick disks; adopting a limiting magnitude of $I \sim 12$ (see below), dwarfs probe distances of hundreds of parsecs and giants probe out to a few kiloparsecs. With a sufficiently large sample, even apparently bright stars will contain a statistically relevant sample of halo stars.

The most efficient use of the 6dF is when exposure times on one field match the set-up time for the next field (see below), and this implies a limiting magnitude of around $I = 12$. As noted above, RAVE is a precursor to *Gaia*, and the wavelength range for the RAVE spectra was chosen to match that of the *Gaia* Radial Velocity Spectrometer (Munari 2003; Katz et al. 2004; Wilkinson et al. 2005), namely, around the Ca II IR triplet. This wavelength range also includes lines due to iron, calcium, silicon,

magnesium, and titanium, and detailed analyses should provide an estimate of $[\alpha/\text{Fe}]$, in addition to overall metallicity. Grids of synthetic spectra at a resolution and wavelength range similar to those of RAVE and covering wide ranges of T_{eff} , $[M/H]$, $\log g$, and V_{rot} were calculated by Zwitter et al. (2004) and are shown in their Figure 4.

A typical RAVE spectrum is illustrated in Figure 1. This shows a spectrum of HD 154837 (K0 III) as observed on 2004 September 24, with the continuum normalized to 1.0. The entire wavelength range is dominated by absorption lines; the strongest due to Fe I, Si I, Ti I, and $^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ are identified. The hump in the continuum around 8508 Å is produced by an opacity minimum, due in particular to the absence of $^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ lines.

This wavelength window implies that an *I*-band selection is most appropriate, and this is indeed the approach taken. Star counts from the DENIS catalog to a limiting magnitude of $I = 12$ at typical latitudes and longitudes of RAVE are shown in Figure 2 and show that a few setups with 6dF per line of sight, with a

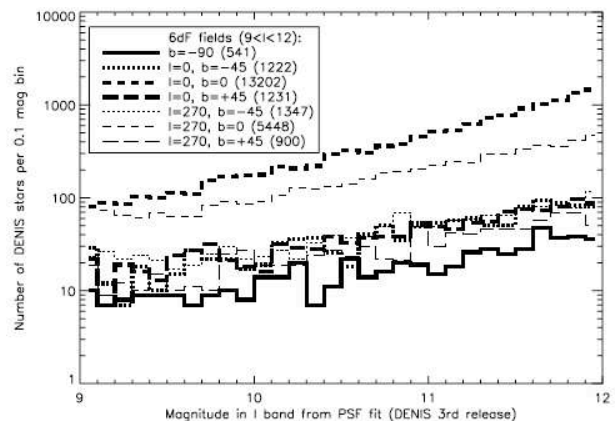


FIG. 2.—DENIS star-count distributions as a function of DENIS *I* magnitude using the RAVE selection criteria of $9 < I < 12$ within 6dF fields of view ($5^{\circ}7$ diameter), pointing in the Galactic cardinal directions visible from the Southern Hemisphere. The total number of stars matching the RAVE criteria are given in parentheses in the key to the line types.

random selection over color, provide a statistically significant sample of the stars on the sky.

2.1. Description of the Instrument

The RAVE survey instrument is known as 6dF (Watson et al. 2000) in reference to its 6° diameter field of view. The 6dF consists of an off-telescope robotic fiber positioner, two fiber-field plates of 150 fibers each, and a bench-mounted spectrograph that is fed from UKST when one of the field plates is mounted on the telescope. The light received from the target is deflected down the fiber by a 90° prism contained in a “button” at the end of the fiber. This button is magnetic, allowing secure placement of the fiber on the field plate. The robot uses a pneumatically actuated gripper to pick up and put down the fiber buttons. Each fiber has a diameter of $100\ \mu\text{m}$ ($6''7$ on the sky) and can be placed accurately (to within $10\ \mu\text{m}$, or $0''.7$) on star positions anywhere within the 6° diameter field. Each field plate also contains four fiducial fiber bundles of seven fibers arranged in a hexagonal pattern, which are used for field acquisition.

The bench-mounted Schmidt-type spectrograph sits on an optical bench on the floor of the telescope dome. The spectrograph therefore does not suffer from the flexure that affects telescope-mounted spectrographs, which are subject to the changing gravity vector as the telescope moves across the sky. Nevertheless, it is sensitive to temperature changes (see § 5.3). With RAVE we use a specially purchased volume phase holographic (VPH) transmission grating of medium dispersing power; this $1700\ \text{lines}\ \text{mm}^{-1}$ grating is tuned for high efficiency in the *I* band and identified as grating 1700I. In practice, this setup provides an average resolving power of ~ 7500 over the Ca-triplet region, covering the wavelength range $8410\text{--}8795\ \text{\AA}$.

The CCD used with the 6dF spectrograph is a Marconi (EEV) CCD47-10-BI detector. It has $13\ \mu\text{m}$ pixels with a $1\text{k} \times 1\text{k}$ format and is thinned and back-illuminated. The actual CCD dimensions are 1056×1027 pixels. The chip has good cosmetics, with few defects, and has a quantum efficiency of $40\%\text{--}30\%$ over the wavelength region of RAVE operations ($8400\text{--}8800\ \text{\AA}$).

The RAVE spectrograph configuration, with the medium-resolution VPH transmission grating, unfortunately exacerbates the effects of the residual aberrations within the Schmidt system. This leads to variable, position-dependent point-spread functions (PSFs) and pincushion distortions. Consequently, the existing pipeline reduction software, which was designed for the lower resolution 6dF galaxy redshift survey, does not work optimally with RAVE data (but is more than adequate for quick-look, quality control purposes). A dedicated IRAF²⁵ pipeline was therefore developed for the reduction of RAVE data (see § 4 for details). Also most VPH gratings exhibit a “ghost,” due to light reflected off the detector. This ghost manifests itself as a spurious emission peak in the spectra and cannot be avoided in our RAVE observations. The wavelength of this ghost feature can be pushed into the blue part of the spectra using hardware tuning, and this wavelength region may then be excluded in the data analysis, e.g., when computing the RV using cross-correlation techniques. Not removing this feature properly would result in the correlation function having a strongly asymmetric profile. Fortunately, this effect is only significant in a small fraction of our spectra, and this is noted by a quality flag in the corresponding entries in the data release catalog (see Tables 5 and 7).

²⁵ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

2.2. Instrument Performance

Each field plate nominally has 150 target fibers, which when undeployed form a ring around the periphery of the 6° field. The fibers are evenly spaced around this ring, with the exception of two small gaps at the northern and southern field plate edges. Each gap creates a small “zone of avoidance” that has some (small) impact on the target distributions that can be achieved. Similarly, there is a zone of avoidance, of less significance, associated with the pivot positions of each of the four guide fiber bundles, which are located approximately at the cardinal east-west/north-south points on each field plate. Each target fiber can nominally reach the field center, $+10\%$, and its deployed location relative to parked is subject to the constraint that the angle from the pure radial direction must be less than $\pm 14^\circ$. The targets in a given input field are allocated to a given fiber using a sophisticated field configuration algorithm (FCA) based on that developed for the 2dF spectrograph (Lewis et al. 2002). The FCA accepts user-supplied priorities within the input target list but does contain subtle allocation biases, as described by P. Outram²⁶ and Miszalski (2006).

These subtle allocation biases in the FCA are illustrated for the RAVE targets in Figure 3, which shows contour plots of the successfully allocated targets for the first-year data for each of the two field plates. The contour levels indicate the number of allocated stars per square degree. Since stars are to first order uniformly distributed across the field of view, the nonuniform distribution of allocated targets highlights the inherent bias in the fiber placement. The empty notches at the top and bottom of each field plate are where no fiber buttons are positioned. The central underallocated region is due to the known biases in the CONFIGURE program, by which the central region is considered easy to reach and therefore left until after harder targets, close to the field edge, have been allocated. Often this leaves fewer fibers than targets available for the center. The remaining structure in these figures is the result of fibers being unavailable (e.g., due to breakages) or having a shorter fiber length available (after repair), reinforcing the central deficiency.

Over the current survey lifetime, both field plates have had, on average, 130 fibers available for allocation, an extremely consistent overall level for each. The $\sim 15\%$ of fibers that are unavailable for allocation at any one time are due to a variety of causes. The most common problem is fiber breakages, which are largely the result of retractor problems on parking the fiber. Another problem is fractures in the fibers themselves (due to buttons “stamping” on them during fiber placement or having the trailing short metal shank of the fiber bent on parking via collisions with the pivot point). Fractures may still allow light to be transmitted but lead to severe fringing effects in any resulting spectrum. Another problem is throughput deterioration of the fibers, possibly due to a gradual clouding over time of the UV curing optical adhesive used to mate fibers to prisms (as was the case for the earlier UKST MOS system FLAIR [Parker & Watson 1990]). The final problem is related to the fiber-button gripper mechanism, which can lead to the robot being unable to pick up or put down some fibers.

Among the problems listed above, the first two are linked to the integrity of the fibers and can be solved by repairing them. Fiber repairs are a difficult and time-consuming process that usually involves a shortening of the fiber itself, which after several repairs can reduce its effective range. Nevertheless, considerable effort has been expended to maintain the multiplex gain of each field plate.

²⁶ See <http://www.aao.gov.au/local/www/brent/configure>.

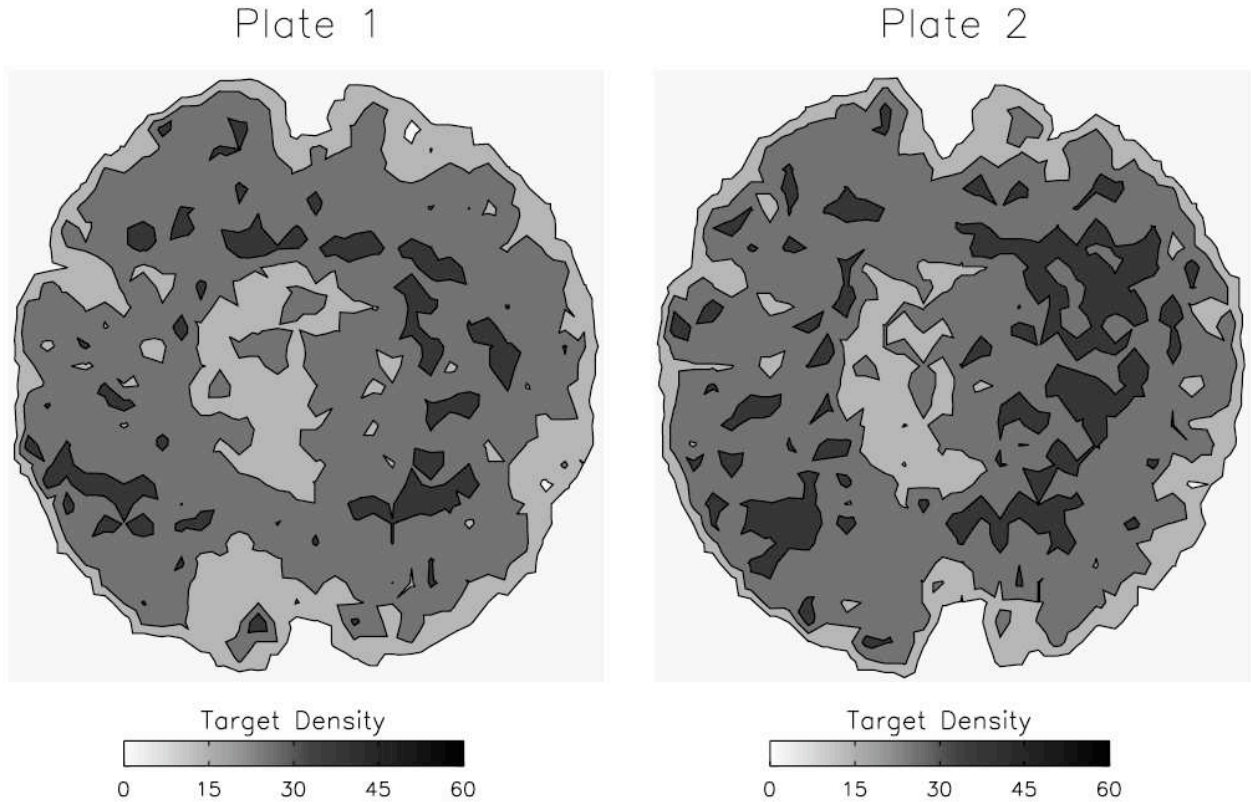


FIG. 3.—Density of successfully allocated targets across each field plate from RAVE's first-year data. The contours are at 15, 30, and 45 allocated targets per square degree. The structure visible in each plot is due to (1) the northern and southern fiber gap across each plate, (2) zones of avoidance around each of the four equally spaced guide fibers, (3) known biases within the CONFIGURE program (most obvious of which is the central left-hand underdensity), and (4) broken fibers. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

2.3. Sample Selection and Input Catalog

The original RAVE sample was intended to be magnitude-limited over the range $9 < I < 12$, with no color selection (where I refers to Cousins I). At the time of the initial stages, data from the Two Micron All Sky Survey (2MASS) and the DENIS survey were not yet available, and the RAVE target stars were drawn from the Tycho-2 catalog of the 2.5 million brightest stars (Høg et al. 2000) and the SSS (Hambly et al. 2001b). The Tycho observations were made in two nonstandard filters, B_T and V_T . These passbands were converted to Johnson B and V using the transformation (Perryman et al. 1997)

$$\begin{aligned} V &= V_T - 0.090(B_T - V_T), \\ B &= V + 0.850(B_T - V_T). \end{aligned} \quad (1)$$

Here $(B - V)$ was transformed to I using an empirically derived zeroth-order mean color transformation derived from Bessell (1979) Tables 2 and 3:

$$\begin{aligned} (V - I) &= 1.007(B - V) + 0.03 \quad \text{if } (B - V) < 1.30, \\ (V - I) &= 2.444(B - V) - 1.84 \quad \text{otherwise.} \end{aligned} \quad (2)$$

The SSS photometry (Hambly et al. 2001a) is photographic I (I_{IVN} emulsion, hereafter I_{IVN}), extracted from the SRC-I UKST IVN Survey plates by SuperCOSMOS, the automatic plate-scanning facility at the Royal Observatory, Edinburgh. Blair & Gilmore (1982) showed I_{IVN} to be directly equivalent to

Cousins I , essentially without any color correction, with a relation between the two magnitudes of

$$I - I_{IVN} = 0.00 \pm 0.03(V - I).$$

The $11 < I < 12$ interval of the first-year input catalog consists only of SSS stars. Stars with $9 < I < 11$ are mainly from Tycho-2 but also include SSS stars that do not appear within $7''$ of any Tycho-2 star (this requirement is set by the 6dF fiber diameter of $6.7''$). Any SSS star that does appear within $7''$ of a Tycho-2 star is not included, and neither is the Tycho-2 star. This procedure allows us to avoid any contamination by a possible nearby star. The quality of the photometry (not the astrometry) in both catalogs is not sufficient to discriminate between the two possibilities, either that (1) the two are in fact the same star measured to have different positions in each catalog, or (2) the two are in fact two different stars. The criteria for inclusion in the input catalog are designed to merge the two samples, taking into account both their incompletenesses at $I \sim 11$ (the faint end of Tycho-2 and the bright end of SSS) and the better proper-motion accuracy provided by Tycho-2. As a result, the interim input catalog contained $\sim 300,000$ stars with $\sim 50\%$ Tycho-2 and $\sim 50\%$ SSS.

We selected 478 contiguous survey fields to cover $\sim 12,200 \text{ deg}^2$ of the southern sky visible from the UKST, excluding regions with Galactic latitude $|b| < 14^\circ$ to minimize dust obscuration and crowding. The field centers are defined on a 5.7 grid spacing, corresponding to the field of view of the 6dF field

plates. The gaps between the fixed circular tiling scheme miss about 20% of the available area. For each field of view, 400 targets were randomly selected from the input catalog to construct two field files, consisting of 200 stars in each, so that at least two separate 6dF pointings could be made.

No subselection into bright and faint samples was made for the first 2.5 yr of the RAVE survey, including the observations for this first data release. Occasionally this leads to, for example, a 9 mag star being adjacent on the slit to a significantly fainter 12 mag star. The tight spacing of the 150 fibers along the slit, as imaged onto the CCD, means that about 4% of each spectrum's flux contaminates that of the adjacent fibers (this effect is known as fiber cross talk). This is an insignificant problem for RV determinations for the vast majority of our targets but can impact the abundance determinations, especially when the apparent magnitude difference between two adjacent fibers is large. This cross-talk effect is carefully taken into account by the reduction pipeline using iterative cleaning (see § 4.2).

Typically, there are ~ 200 potential targets for each field pointing at the RAVE magnitude limits, which ensures efficient fiber configurations. The 6dF CONFIGURE software is usually able to allocate all the available science fibers to targets, unless two target stars are closer together than the minimum allowed separation dictated by the size of the 6dF button footprint on the field plate (approximately $5'$). For the first year of RAVE, typically ~ 130 fibers are allocated to target stars for a single pointing. This offers scope for two pointings on some fields and reobservation of selected targets (repeats).

Both Tycho-2 and SSS are primarily astrometric catalogs and so only provide approximate photometry. The second DENIS data release, made public in 2003,²⁷ presented the first opportunity to compare the input catalog I directly with more accurate I -band photometry (better than 0.1 mag). As noted earlier, I_{IVN} is equivalent to standard I . Bessell (1986) showed that there is essentially no difference between Gunn- i (DENIS I) and I_{IVN} , allowing a direct comparison of input catalog I with DENIS I . Figure 4 (top) shows that the Tycho-2 I magnitudes derived from the Tycho-2 B_T and V_T photometry systematically agree with DENIS I (mean offset = -0.095 mag), albeit with a large scatter ($\sigma = 0.385$ mag). The SSS I magnitudes appear to be non-linear, systematically diverging from the DENIS I with brightness (mean offset = -0.50 mag, $\sigma = 0.33$ mag). DENIS provides the first large-scale, external check on the accuracy of the SSS photometry for bright stars. This diverging offset reflects the SSS zero-point error in linearizing the nonlinear saturation of bright stars on photographic plates. A result is that the number density of SSS stars in our sample, shown in Figure 4 (top), actually peaks fainter than the planned selection window.

Figure 4 (bottom) compares a subsample of observed RAVE stars with the number of DENIS stars in the same area of sky as a function of DENIS I magnitude. The solid line emphasizes that RAVE is not complete. The broken lines highlight color biases present in the input catalog. The bright sample ($I < 11$, mainly Tycho-2) has relatively more blue stars and fewer red stars than the faint sample ($I > 11$, entirely SSS), and vice versa, reflecting the effective selection biases in the two subsamples. Although the pseudo- I -band selection from Tycho-2 has reduced Tycho-2's B -selection bias, the bias is still visible in Figure 4, compared to real I -band selection from SSS. Hence, the input catalog is not a homogeneous selection window: sample-dependent color biases

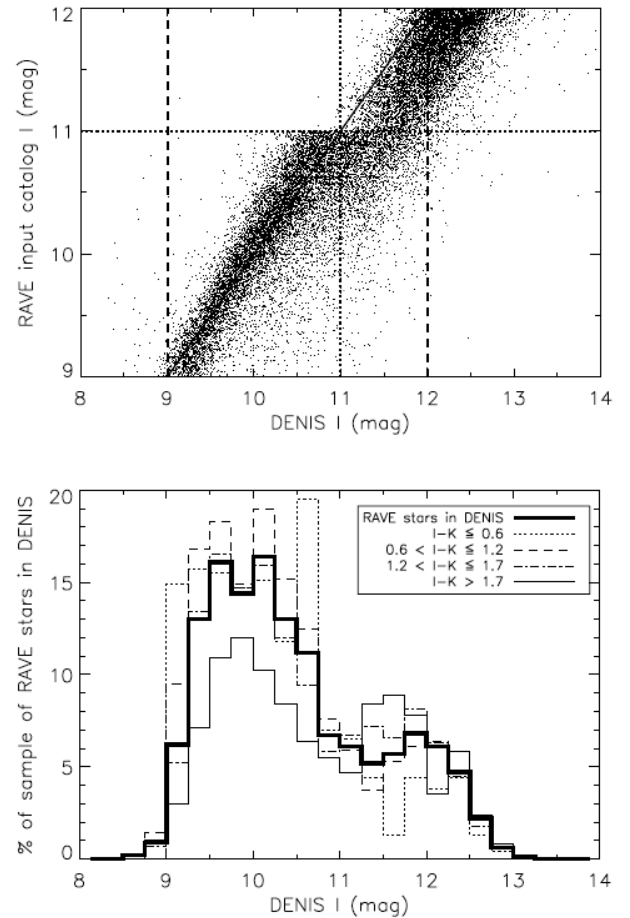


FIG. 4.—*Top*: Input catalog I magnitudes (Tycho-2 stars entirely within vertical axis $I < 11$ and SSS predominantly within vertical axis $I > 11$) plotted as a function of DENIS I for a subsample of observed RAVE stars that are also in the second DENIS data release. The dashed lines represent the planned selection window on each axis. The dotted line delimits the bright and the faint samples at $I = 11$. *Bottom*: Histogram of RAVE completeness compared to DENIS, as a function of DENIS I magnitude and DENIS $I - K$ color.

exist. In terms of stellar population studies, one of RAVE's scientific goals is to target red giants, $1.2 < I - K \leq 1.7$, to probe the Galactic disk and halo. This goal has not been compromised by the photometry on which the interim input catalog was based.

To summarize, the catalog has no kinematic bias, but Galactic science using RAVE requires care to account for the various selection biases introduced by the inhomogeneous photometry used to derive the input sample. We must stress that the RAVE catalog in the first data release is clearly incomplete within its selection criteria (and was not intended to be complete) and has subtle color biases. The distribution of RAVE stars in the color-magnitude diagram is not entirely representative of the underlying Galactic population due to the selection effects described above. Subsequent data releases will include stars selected by I magnitude from the DENIS catalog, which should provide an essentially unbiased representative sample of Galactic stars in the selected range of magnitude.

Figure 5 compares the I -band apparent magnitude distributions of the RAVE sample and the *Hipparcos*-based GCS sample (Nordström et al. 2004), which is the largest previously published sample of accurate stellar RVs. The RAVE I magnitudes for the brighter RAVE stars and the GCS sample are derived from B and

²⁷ The latest DENIS release in 2005 is available at the CDS using the VizieR facility. At the time of this study, only the second incremental release was available.

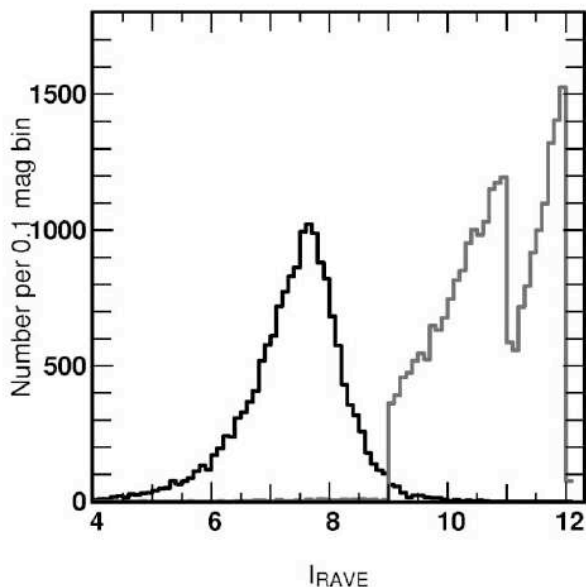


Fig. 5.—Comparison of RAVE (gray) and GCS (black) apparent magnitude distribution, showing that RAVE is significantly fainter than the previous large RV survey. The GCS data (Nordström et al. 2004) have been transformed to RAVE’s input catalog I -band magnitude using eqs. (1) and (2).

V magnitudes using equations (1) and (2). The RAVE and GCS samples hardly overlap in apparent brightness. The RAVE magnitude range ($9 < I < 12$) was chosen to match the scientific goals of the RAVE survey with the instrumental capabilities of the 6dF system. Therefore, as shown in Figure 5, the RAVE sample is much fainter than the GCS sample. This will be relevant when we compare the RAVE velocities with those from external data sets (§ 5.6).

2.3.1. RAVE Catalog Contamination

Although RAVE target samples are ostensibly single stars selected from Tycho and SSS I , both samples, including Tycho, do in fact contain double-star contaminants. This was noticed during the early part of the survey from a casual examination of printed target images. There are three main situations that arise: (1) Close doubles of similar magnitude for which the 6dF fiber will be positioned on the center of the double image and a composite spectrum will result. (2) Close pairs in which one star is very much brighter than the other. The position for these “binaries” will be heavily weighted to the bright component, and so only a small effect will result. (3) Relatively close pairs (and this is a situation that only arises with the SSS data at the fainter end) for which a blended SSS image results but the SSS position is between the two stars in the blend. In such cases the fiber would be positioned essentially on sky. An additional case of multiple blends of three or more stars is so rare that it can be ignored. To assess the extent of the problem, 200 randomly selected fields from the first-year data were chosen, and each “thumbnail” small-area image for each target was carefully examined. This established that the problem was present at a maximum of 0.4% level. As a further check, a blind comparison of these contaminants was made with the associated spectra to see whether such blends were obvious. Only a fraction (25%) of the problem stars were obvious in the spectra. Now we have a rigorous regime in which all candidate stars are checked for possible contamination prior to observing, using the 1’ SSS

thumbnails from the online SSS R -band data. Such contaminants are identified and removed from the database.

3. OBSERVATIONS

Observing time during the first year of the RAVE survey was confined to an average of seven bright/gray nights per lunation, distributed around (but not including) four or five unscheduled bright-of-moon nights. The project began on 2003 April 11, and the first year’s data include spectra obtained between then and 2004 April 3, for a total of 88 scheduled nights.

Observations for RAVE consist of a sequence of target field exposure, arc, and flat. During the first year, Ne, Rb, and Hg-Cd calibration exposures were obtained for each field, together with a quartz flat field for spectrum extraction in the data reduction. All calibration exposures were obtained by reflection from a white full-aperture diffusing screen located close to the entrance pupil of the telescope (the Schmidt corrector). In this position, the effects of irregularities in the screen illumination are minimized, while the fibers are illuminated at a focal ratio ($f/2.5$) similar to that of the incoming starlight. The requirement for arc and flat observations to be obtained for each field arises because the slit units are interchanged in the spectrograph for each new configuration (along with the field plates in the telescope).

Several target fibers are reserved to monitor the sky for background subtraction. As RAVE stars are quite bright, only a small fraction of the signal in each fiber comes from the sky. In most cases, only sky emission lines are present, with little or no background of scattered solar spectrum from the Moon, despite the fact that most first-year observations were obtained in bright or gray time. It is thus necessary to subtract this sky using measurements from dedicated sky fibers, placed uniformly across the field. A calculation of the optimal number of sky fibers per plate is given in Kuijken & Gilmore (1989b), while a detailed description of sky subtraction with fibers is given in Wyse & Gilmore (1992). Each of the RAVE target frames therefore contained spectra of at least 10 sky samples, obtained using dedicated sky fibers. These were combined and scaled in the reduction process for sky subtraction.

On a subset of nights (of order 1/4), twilight exposures were also taken to provide additional zero-point velocity checks from solar absorption features and twilight sodium D lines. These were obtained with the telescope pointing toward the zenith and were taken within 30 minutes of sunset or sunrise. Those twilights frames are particularly useful to assess the zero-point stability and enable some more RV checks.

The target frames themselves consist of five consecutive exposures of 600 s each, allowing adequate signal-to-noise ratio (S/N) to be obtained in the summed spectra, while minimizing the risk of saturation from particularly bright stars. In poor conditions of low sky transparency, additional exposures are made. The total time for a “standard” set of arc, flat, and field exposures is of order 1 hr, which is similar to the fiber reconfiguration time in the 6dF robot. Thus, while observing proceeds with one field plate, the other is being reconfigured, maximizing the time-on-target productivity of the telescope. Taking account of the physical transportation and exchange of the field plates, the slow time for the telescope, field acquisition, etc., an experienced observer is able to accumulate acceptable data for up to eight RAVE fields on a midwinter’s night at the latitude of Siding Spring Observatory.

The median seeing at the focal surface of the UKST (i.e., including local site effects and convolved with the instrumental PSF) is $\sim 2''.5$. This is much less than the $6''.7$ diameter of the fibers, and so some seeing degradation is possible without serious loss of flux. In extremely poor conditions, however (seeing $\sim 4''$),

there is a noticeable loss of signal. This is principally due to the difficulty in obtaining perfect target acquisition because the seeing degrades spatial resolution in the guide fiber bundles. Fortunately, such poor seeing is relatively rare ($\sim 10\%$ – 15% of clear time).

During the first year of RAVE operations, no blocking filter was used to isolate the spectral range required, so there is second-order contamination of the spectra. Flux in the approximate wavelength range 4200–4400 Å is therefore added to that in the primary spectral range (8410–8790 Å). In practice, this is only a serious problem for hotter stars (earlier spectral types than $\sim F$), but features such as $H\gamma$ will be present at a low level in all stars.

The final tally for the first year's observations was 24,748 target stars in 240 fields. Of these stars, 24,320 were observed once, 330 were observed twice, and 98 were observed three times. A small subset of these stars (~ 100) were also observed with the 2.3 m telescope of the Australian National University at Siding Spring Observatory and the ELODIE echelle spectrograph at the Observatoire de Haute-Provence (France), and a further small number was found to be part of the GCS sample. Those observations are described in more detail in § 5.6.

4. DATA REDUCTION

Data reduction for the RAVE project consists of two phases. First, a quick-look data reduction is carried out at the telescope using AAO software. This was originally the 2dFdr package developed for the 2dF Galaxy Redshift Survey. It was modified to reduce 6dF data for the 6dF Galaxy Survey (therefore named 6dFdr for 6dF data reduction software). At RAVE's high dispersion, the wavelength modeling of 6dFdr was too crude to allow arc lines to be correctly identified. Therefore, the spectrograph optics model in 6dFdr has been upgraded to allow correct line identification at all dispersions.

The 6dFdr software was used to reduce RAVE data using simple fiber extractions from the raw data frames (summing pixel values over a fixed width around each fiber trace) without subtracting scattered light. The 6dFdr software was upgraded to RAVEdr in 2004 November to include scattered light subtraction. Note that RAVEdr (and 6dFdr) is able to perform more sophisticated fiber extractions, which fit profiles to each fiber cross section to reduce fiber cross talk. However, this critically depends on the accurate subtraction of scattered light. The current scattered-light model is only valid for all stars of equal brightness, which is not always the case for RAVE's observations. In addition, RAVE's bright star observations cause the more sophisticated fiber extraction to be unstable, so the simple method is used. This results in fiber cross talk being not optimally modeled with RAVEdr. Therefore, an IRAF-based data reduction pipeline has been built to reduce RAVE observations. This pipeline is described in § 4.1. Nevertheless, the RAVEdr reductions by the UKST observers remain useful as the first of many data-quality checks.

4.1. Raw Data Reduction

Raw data are reduced with a custom IRAF pipeline. The pipeline uses three types of exposures to reduce every field: a set of scientific exposures is followed by a neon arc and a flat-field exposure. The flat-field frame is used to identify the location on the CCD of the different spectra of individual fibers. This is done automatically, using the information that there are small additional gaps following the fibers with numbers 50 and 100. The pixels associated with all fibers exceeding a threshold signal are extracted. This allows the evaluation of fiber cross talk and scattered light for any fiber with contributing light, even if it has been identified as broken.

The fibers are relatively close to each other on the CCD, with a typical fiber-to-fiber separation being approximately twice the FWHM of their spatial PSF profile. Fiber cross talk therefore needs to be analyzed and included in the reduction procedures. We adopted the following procedure: first, all light within ± 0.7 FWHM of a given fiber center is attributed to this fiber. Next, a Gaussian modeling the contribution from the neighboring fibers is subtracted, and then the whole procedure is iterated twice. We estimate, from our experience, that in the final spectrum less than 1% of the flux is due to stars in adjacent fibers along the slit, even if those adjacent stars are 2.5 mag brighter. This level of residual contamination is certainly acceptable.

The scattered light background requires a different careful treatment. It is relatively strong, and there are no large gaps in the distribution of fibers on the entrance slit that allow for its easy determination. The scattered light is modeled by spreading a fraction of the total stellar light to a wide, axially symmetric Gaussian profile (see Wyse & Gilmore 1992 for discussion). Its width is $\sim 1/3$ of the CCD chip size and its intensity $\sim 13\%$ of the stellar flux. These two parameter values are determined iteratively by checking the residuals in flat-field and scientific exposures. Spectra of sky fibers (background) typically feature only sky emission lines ($\sim 90\%$ of the cases), so their zero-continuum value is used as a further check on the consistency of the scattered-light model. In the remaining 10%, scattered light from cirrus clouds and/or moonlight add an absorption spectrum to the sky spectra (resulting in a nonzero continuum). Those cases are easily detected via the existence of calcium absorption lines in the spectra. Here we check that the Ca lines have meaningful intensities (e.g., counts at the center are nonnegative).

Other tasks performed by the IRAF pipeline include flat-fielding, wavelength calibration, sky subtraction, and heliocentric correction. Flat-fielding is crucial, as fringing is very strong at the wavelengths of RAVE spectra. Wavelength calibration is achieved by a low-order polynomial fit to nine Ne arc lines. The sky to be subtracted from all spectra is determined as a median of those sky fiber spectra that are found to be free from stellar contamination, fiber cross talk, or ghost peaks.

The observed wavelengths are corrected for the rotation of the Earth, the motion of the Earth about the Earth-Moon barycenter, and the orbit of the barycenter about the Sun. The corresponding formulae are given in the help file of the procedure *rvcorrect* in IRAF. The resulting transformation from observed to heliocentric velocities should be accurate to 0.005 km s^{-1} .

A median combination of a sequence of five 600 s exposures produces the final spectrum with improved S/N and essentially free from cosmic-ray hits (except for cosmic-ray hits in the 250 s exposure of the flat field). Values of all parameters used during reduction are recorded in the reduced file's header, while any peculiarities are noted in the appropriate reduction logs.

The procedure is automated, but the user is asked to manually confirm the crucial steps: fiber identification, scattered-light subtraction parameters, quality of wavelength solution for each fiber, and the appearance of fibers with sky (background) spectra. This ensures that errors due to problems with the weather or the instrument do not compromise the results. An experienced user needs ~ 20 minutes to reduce the sequence of five scientific exposures of a given field, together with their flat-field and arc exposures.

4.2. Radial Velocity

4.2.1. Rest-Frame Radial Velocity Measurement

The measurement of RVs is performed by an automatic pipeline (see Fig. 6 for a schematic description) that uses a standard

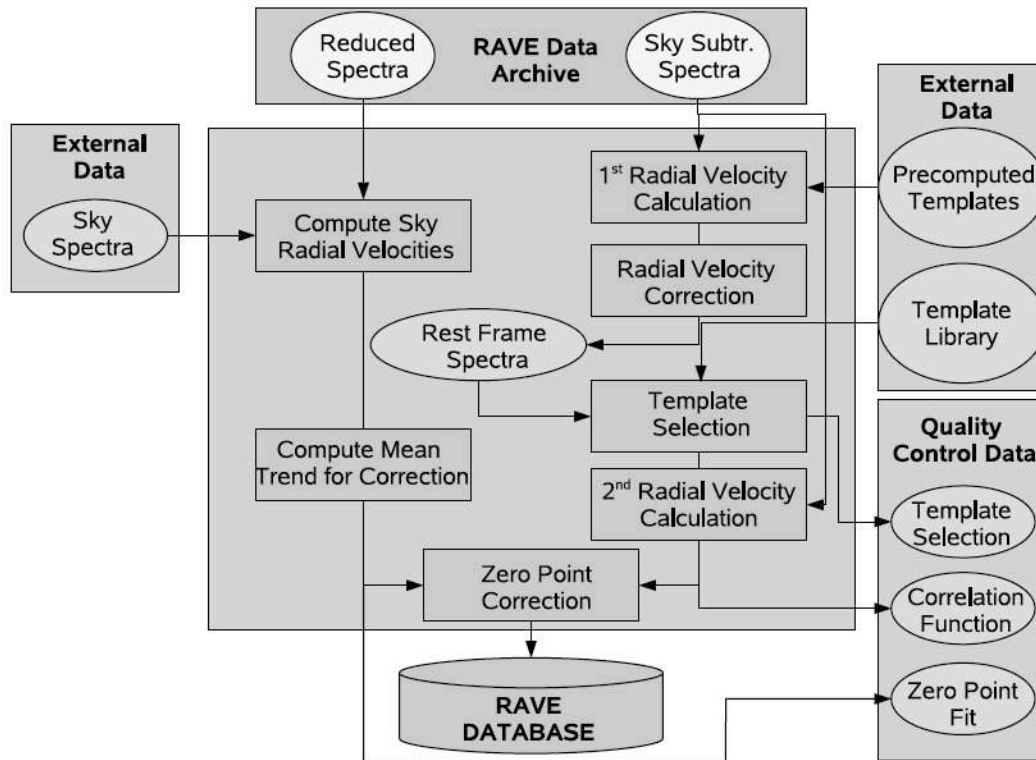


FIG. 6.—Description of the RV pipeline. The pipeline is made of two main branches; the first one (*on the right*) computes the RVs from sky-subtracted spectra, while the second branch (*on the left*) uses sky-unsaturated spectra to compute the zero-point correction. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

cross-correlation procedure (Tonry & Davis 1979). The speed of such routines, based on Fourier transforms, makes them well adapted to large data sets like RAVE, in which many RV derivations have to be performed. Here the pipeline uses the package XCSAO for IRAF (Kurtz et al. 1992), as it combines both the speed of the cross-correlation techniques and adequate formats for the outputs.

When computing the RVs, the blue and red ends of the spectra are rejected, the effective wavelength interval used being 8460–8746 Å. The reason for this is to avoid the poorer focus, lower resolving power, and lower quality of the wavelength calibration at the edges of the spectral interval while also excluding, in most of the cases, the emission ghost feature at ~ 8450 Å that was discussed in § 2.1.

Prior to the RV determination, the spectra are also continuum-normalized using a cubic spline. A cosine-bell filter is used to minimize the effects of (high-frequency) noise, and the RV is calculated by fitting a parabola to the top of the correlation peak (the top 20% of the correlation function is used throughout the pipeline).

Measuring RVs using cross-correlation techniques relies on the availability of accurate stellar templates to correlate with the observed spectra. Generally, one template or a reduced set of templates is used so as to match a given spectral type.²⁸ As the RAVE sample covers the entire color-magnitude diagram and therefore includes large ranges of stellar physical properties such as T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$, and rotational velocity, a large number of templates

is needed in order to obtain accurate RVs for all targets. We use the library of theoretical spectra from Zwitter et al. (2004) covering the RAVE wavelength interval. This library contains 62,659 synthetic spectra at the RAVE/*Gaia* resolution, constructed using the Kurucz model atmosphere code (ATLAS). It covers an extensive range of physical conditions of the stellar atmosphere.

As no blue-blocking filter (OG531) was used during the first year of observations, the resulting second-order contamination needs to be taken into account. The second-order templates (requiring a bluer wavelength range than the Zwitter et al. [2004] spectra) are taken from the Munari et al. (2005) library, which contains 28,180 synthetic ATLAS spectra that have been degraded to RAVE’s resolution. The combination of both libraries leads to a set of 22,992 synthetic spectra that are used for this first release. The range in effective temperature of this library is $3500 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 40,000 \text{ K}$, giving good coverage of all spectral types. The value of $\log g$ varies from 0 to 5 in steps of 0.5, while the metallicity $[M/H]$ is computed for $[-2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, -0.2, 0, 0.2, 0.5]$, all scaled solar elemental abundances. The rotation velocities range from 0 to 500 km s^{-1} , with irregular spacing. For the entire library of synthetic spectra, the microturbulent velocity is assumed to have a value of 2 km s^{-1} .

The number of template spectra is sufficiently large that it is not possible to compute the correlation function for all of them. Therefore, the RVs are obtained using a four-step process. In step 1, we perform a first guess of the RV using a reduced set of 40 templates evenly covering the parameter space of T_{eff} , $\log g$, and the ratio of first to second order (matching spectral type in the template is more important for RV determination than is metallicity). This first estimate provides a median internal accuracy of $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$ for most of the Ca II-dominated spectra. For early-type

²⁸ For example, the automatic reduction pipeline for the high-resolution echelle spectrograph ELODIE at the Observatoire de Haute-Provence (used mainly for an extrasolar planet search) uses two templates, matching G and K dwarfs.

stars, for which the Paschen lines are dominant, the accuracy is lower due to the large width of those hydrogen lines. As a comparison, the pixel size in velocity space for a typical RAVE spectrum varies from 12 to 14 km s⁻¹ from the red to the blue, with a mean value of 13 km s⁻¹. Therefore, with careful analysis and high S/N, we can expect to reach an ~ 1.3 km s⁻¹ internal accuracy for the RVs (1/10 of a pixel in velocity space).

In step 2, using this first estimate of the RV, the observed spectrum is shifted to the rest frame and compared to the full template database to select the “best-matching” synthetic spectra. The best-matching template is defined as the spectrum (a combination of one first-order synthetic spectrum and one second-order synthetic spectrum) that minimizes the quantity

$$D = \sum_{\lambda} \{O(\lambda) - [(1 - c)S_1(\lambda) + cS_2(\lambda)]\}^2, \quad (3)$$

where $O(\lambda)$ is the continuum-normalized observed target spectrum, $S_{1,2}$ are the continuum-normalized first- and second-order templates, and c is the fractional second-order contamination.

This equation does not account for a color term that is expected because of the shape of the continuum between the first- and second-order wavelength ranges. Nevertheless, this effect is small (due to the limited range in wavelength of the RAVE spectra, only ~ 350 Å) compared to other sources of error, such as noise in the observed spectra or residual scattered light. Furthermore, including a color term properly would require continuum normalization for each possible combination of S_1 , S_2 , and c , which is beyond the computational time limit for the pipeline. Finally, to speed up selection of the best template, c is not treated as a continuous variable but rather is limited to discrete values between 0 and 0.8, spaced by 0.1, covering the possible values of this parameter. An example of the acceptable fit that is the outcome of this template-fitting procedure is given in Figure 7. The estimated contribution of second-order light to the observed spectrum is indicated, plus the small residuals after the template are subtracted from the observed spectrum.

At step 3, the appropriate template having been chosen, a new RV is calculated. In step 4, this new determination is corrected for a possible zero-point offset. This final correction, as well as its origin, are discussed in § 4.2.2.

At each of the important steps in this process the pipeline produces summary plots that are used to detect possible problems. Information from those quality-check outputs is reported in the final catalog released to the public. In addition, note that the output spectra of the reduction pipeline are in the heliocentric reference frame (see § 4.1), and therefore, the RVs provided in the catalog are heliocentric.

4.2.2. Zero-Point Offset Origin and Correction

Analysis of raw arc frames taken before and after observations of RAVE fields showed that the positions of the emission lines in one of the arcs are sometimes shifted along the spectral axis on the CCD relative to the other arc. The origin of this shift is most likely to be temperature variations in the spectrograph room, which induce a slight change in some of the optical components. This results in a small offset in the dispersion direction, of the order of a few tenths of a pixel, between the two arc frames. This will also cause an offset between a scientific frame and the arc frame used to calibrate that science frame. The result is a zero-point offset in the measured RVs. A tenth of a pixel corresponds to less than 1.5 km s⁻¹, and this is then the order of the zero-point offset.

Both hardware and software were investigated to find the source of the arc shifts. The slit-vane assembly was found to be

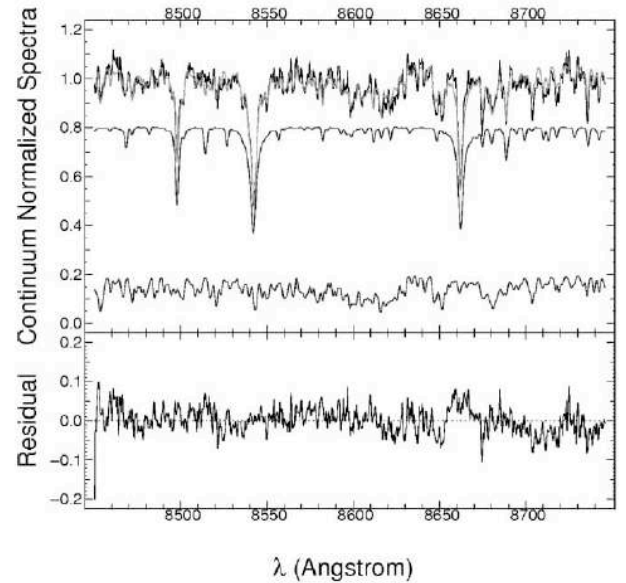


FIG. 7.—Example of the quality of the template fitting that is produced by the algorithm presented in § 4.2, applied to the spectrum of a typical target star, here T6646_01424_1. *Top*: Observed, continuum-normalized spectrum (black) together with the selected template (gray). The individual first- and second-order components of the template are shown as the second and third lines from the bottom. The second-order contribution for this particular target amounts to less than $\sim 20\%$. *Bottom*: Residuals after subtracting the synthetic template from the observed spectrum. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

vibrationally stable, despite sharing the same mounting on the optical bench as the spectrograph shutter. The spectrograph room temperature is only recorded at the start of a RAVE setup, so the temperature change over the course of a RAVE observation is not known. Figure 8 shows the results of an experiment to test the hypothesis that temperature variations are indeed the source of the shifts. Arc exposures were obtained over the course of a day, with the spectrograph room door shut and the dome shut. The spectrograph room temperature was recorded at the start of each arc exposure. The invar rod temperature was also recorded to check the spectrograph room thermometer. (The invar rod is within the telescope, between the primary mirror and field plate holder. Its temperature is used as an input into a model to maintain focus between the primary mirror and the field plate.) Figure 8 (*left*) shows that the spectrograph room thermometer is consistent with the invar rod thermometer.

The central fiber of each arc frame was extracted and cross-correlated with the central fiber of the first arc frame. The cross-correlation function peak position corresponds to the overall emission-line shift in pixels between each set of arcs. Figure 8 (*right*) shows a negative pixel shift trend as a result of a positive temperature change, suggesting that the spectrograph room is not a thermally stable environment and that this is responsible for the RV zero-point offset.

If the glass VPH grating were expanding with temperature, the pixel shift would be positive according to the grating equation, implying that this is not the source of the zero-point shift. The thermal expansion coefficient of steel is 1.44 times that of ordinary glass, but steel’s thermal conductivity is almost 63 times greater than that of glass. This suggests that various metal components of the spectrograph are temperature-sensitive and thus are responsible for the zero-point shifts. Frequent monitoring of spectrograph temperature in future should improve our understanding of the zero-point shifts.

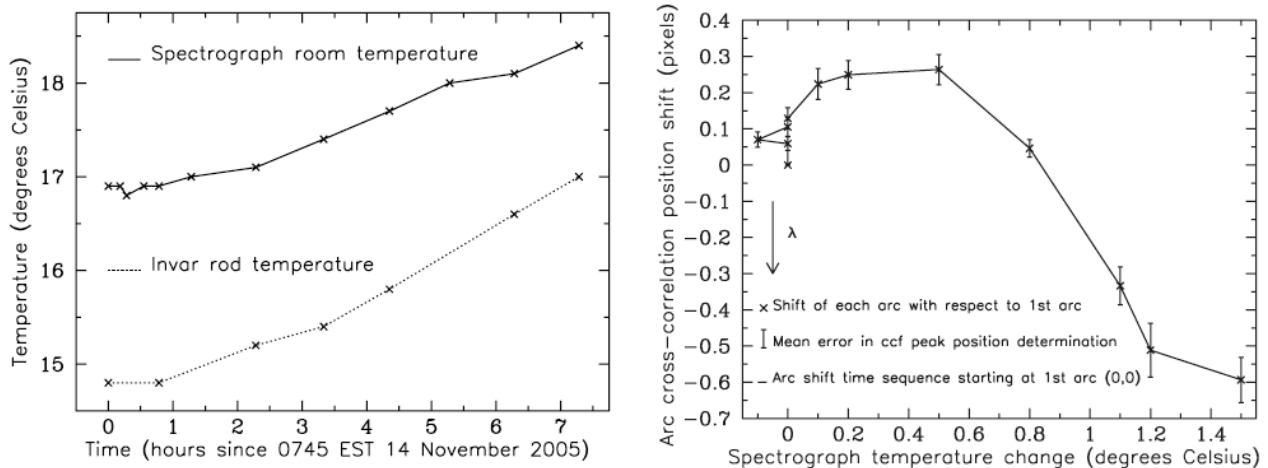


FIG. 8.—*Left*: Spectrograph room and invar rod temperatures as a function of time. *Right*: Shift, as a function of temperature, in the position of the cross-correlation peak for the central arc in one frame relative to the central arc in a reference frame (the “first arc”).

Given that we do not know the temperature change between a given arc frame and the observation frame to be calibrated with the arc, we need to establish the RV zero-point independent of the arc frames. We therefore developed a procedure using the sky emission lines that are visible in the RAVE wavelength region. We carry out a standard cross-correlation technique with the non-sky-subtracted target frames, again using the median spectrum for each fiber from the set of ≥ 5 scientific exposures. We use a sky spectrum from the Osterbrock Sky Spectra,²⁹ degraded to RAVE’s resolution, as a template and compute, for each fiber, the RV associated with the sky in that fiber. As the S/N for the sky lines is low, this measurement is precise only to a few kilometers per second (the average RV error for sky spectra is 6 km s^{-1}). Therefore, a direct correction of a given star’s RV using the measurement of the sky zero point in the sky + star spectrum cannot be made. We instead use the fact that across a frame the expected zero-point variation is smooth from fiber to fiber, so that a better zero-point estimation can be obtained by fitting a low-order polynomial to the $\{\text{RV, Fiber}\}$ data set. Also, in order to give more weight in the fitting procedure to the dedicated sky fibers and to the fibers containing better sky spectra (in the sense that their correlation with the template leads to more accurate velocities), the individual weight follows the Tonry-Davis R -value. Further, to reject all unreliable measurements from the fit, fibers with a correlation coefficient lower than 5 are discarded. Finally, the weight for the dedicated sky fibers is doubled, to give an even stronger constraint using the fibers with no stellar spectra. Following this procedure enables us to estimate the zero point to $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$. An example of this calibration procedure is given in Figure 9. The top panel shows the measured RVs of the sky lines and their associated errors. The thick line is the adopted polynomial fit, and circles indicate the location of dedicated sky fibers. It is clearly seen that pure sky fibers have a much lower error on the determination of the RV, convincing us that more weight must be given to those fibers in the fitting procedure. The bottom panel represents the array of weights used to calculate the polynomial correction for the zero point.

Figure 10 summarizes the statistics of the applied zero-point corrections. The top panel presents their histogram with 0.1 km s^{-1} bins. The bottom panel gives the fraction of RAVE spectra with absolute correction lower than a given value. The absolute value

of the applied zero-point correction is lower than 2 km s^{-1} for 80% of the data.

5. DATA QUALITY

5.1. Signal-to-Noise Ratio and Spectral Resolution

The S/N for a given stellar spectrum was estimated from the scatter of the individual exposures in the sequence of five 10 minute exposures of a given field. At each wavelength the scatter of individual spectra scaled by their mode was determined, omitting the two most discordant points. This scatter then relates to the expected error of the median-combined spectrum. The reported S/N per pixel in the final extracted, one-dimensional spectrum is

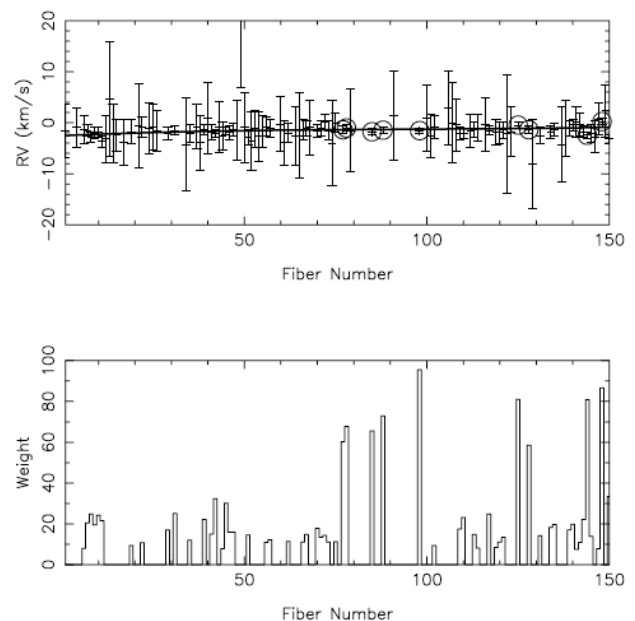


FIG. 9.—Illustration of the procedure for zero-point calibration. *Top*: Measured RV for the sky lines in each of the spectra in one RAVE field, along with their errors. Circles indicate the location of usable dedicated sky fibers (with an R -value above a threshold of 5). Sky fibers with a cross-correlation R -value below the limit are discarded from the fit (weight set to 0). *Bottom*: Weights, proportional to the value of the Tonry-Davis R -value, used by the fitting procedure. Usable dedicated sky fibers have their assigned weight doubled.

²⁹ See <http://www-mpl.sri.com/NVAO/download/Osterbrock.html>.

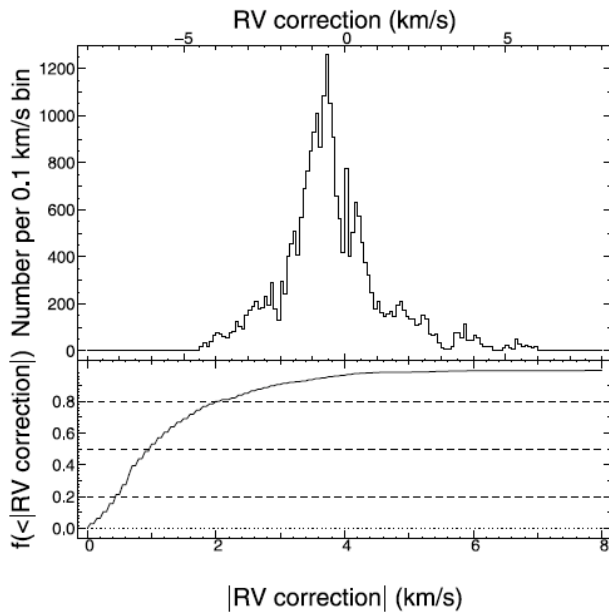


FIG. 10.—*Top*: Histogram of the distribution of RV correction due to the zero-point offset. The peak value is at -0.55 km s^{-1} . *Bottom*: Fraction of RAVE spectra with an absolute value of this correction lower than a given value. Dashed lines show limits at 20%, 50%, and 80%.

then calculated as an average over all wavelengths for a given star. Typical counts per pixel of the final one-dimensional spectrum, and per hour of exposure time, for RAVE DR1 follow the approximate relation

$$N_{\text{counts}} = 10^{-0.4(I_{\text{DENIS}} - 20.5)},$$

giving for a complete exposure $\sim 33,000$ counts for an $I = 9$ star and ~ 2000 counts for an $I = 12$ star. Note that these S/N measurements, reported in Figure 11, are conservative: the S/N in the middle of the spectral domain is generally better than the average, which is what is quoted here. In addition, all calculations were done on spectra that were *not* normalized. Thus, a varying spectral slope and/or spectral defocusing can also worsen the reported S/N. We estimate that the accuracy of the reported S/N is $\sim 10\%$.

The resolving power $R = \lambda/\Delta\lambda$ is obtained from measurements of the width of the emission lines in the arc exposures. Near the center of the wavelength range these widths are around 3.1 pixels, which at $\lambda = 8600 \text{ \AA}$ translates into an average resolving power $R \sim 7500$. For stars observed with the first ~ 30 fibers, the resolving power is $\sim 25\%$ lower at the edges of the wavelength range due to spectral defocusing. These values were confirmed by fitting a large set of observed spectra of cool stars with a set of synthetic templates degraded to different spectral resolutions.

5.2. Radial Velocity Accuracy

As noted above, the spectra corresponding to the first data release are contaminated by second-order light due to the lack of an OG531 filter. The main effect of this contamination is that it makes it harder to model the spectra, as the amount of contamination is not known a priori and varies both with the spectral type and with time as the blue-to-red transmission of a given fiber changes. The RVs, fortunately, are largely immune to this contamination by second-order light, since the location of the strong absorption lines in the first-order spectra—the primary

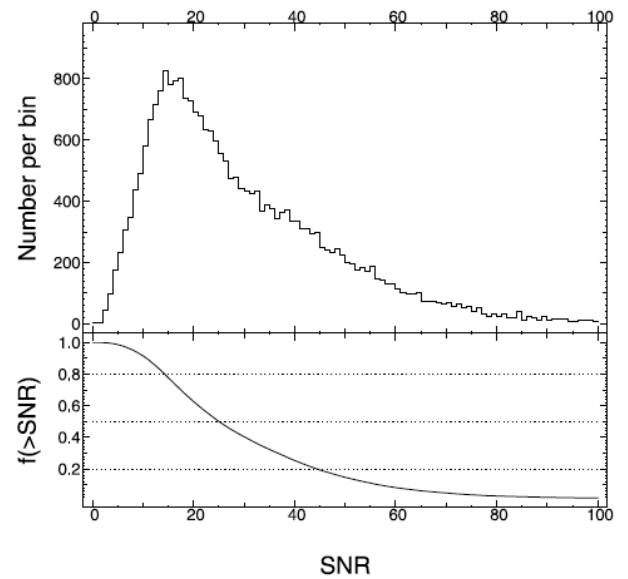


FIG. 11.—*Top*: Histogram of the distribution of S/N per pixel of the final one-dimensional spectrum. The peak value is $S/N \sim 15$, while the mean value is 29.5 . *Bottom*: Fraction of RAVE spectra with S/N larger than a given value. Dotted lines show limits at 20%, 50%, and 80%.

determinations of the wavelength shift in the cross-correlation—are not affected. The contamination does lead to a poorer template match than would be achieved for pure first-order spectra, but again, in most cases this results only in a few tenths of a kilometer per second increase in the internal errors (as judged from repeat observations of the same star after the blocking filter was inserted, and hence without the second-order contamination).

The distribution of the internal RV errors is presented in Figure 12. The top panel shows the histogram of the RV error in 0.5 km s^{-1} bins, while the bottom panel is the cumulative

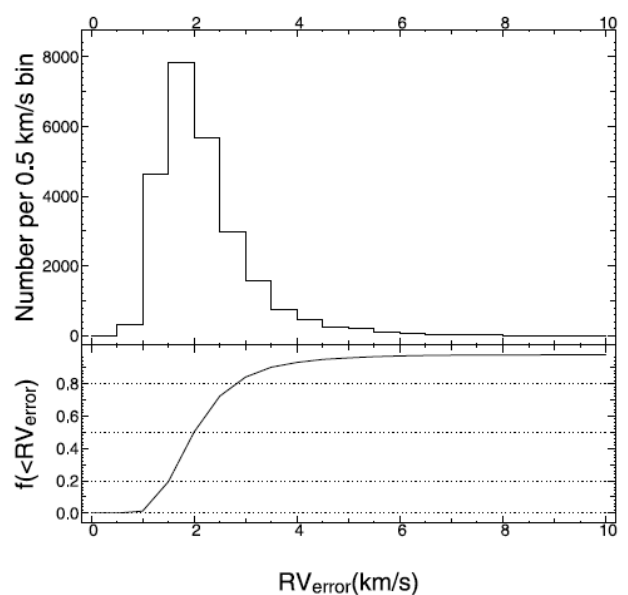


FIG. 12.—*Top*: Distribution of the internal RV error for RAVE DR1. The peak value is at 1.7 km s^{-1} , while the average error for the catalog is 2.3 km s^{-1} . *Bottom*: Fraction of RAVE targets with a RV error lower than a given value. The dotted lines indicate limits of 20%, 50%, and 80%.

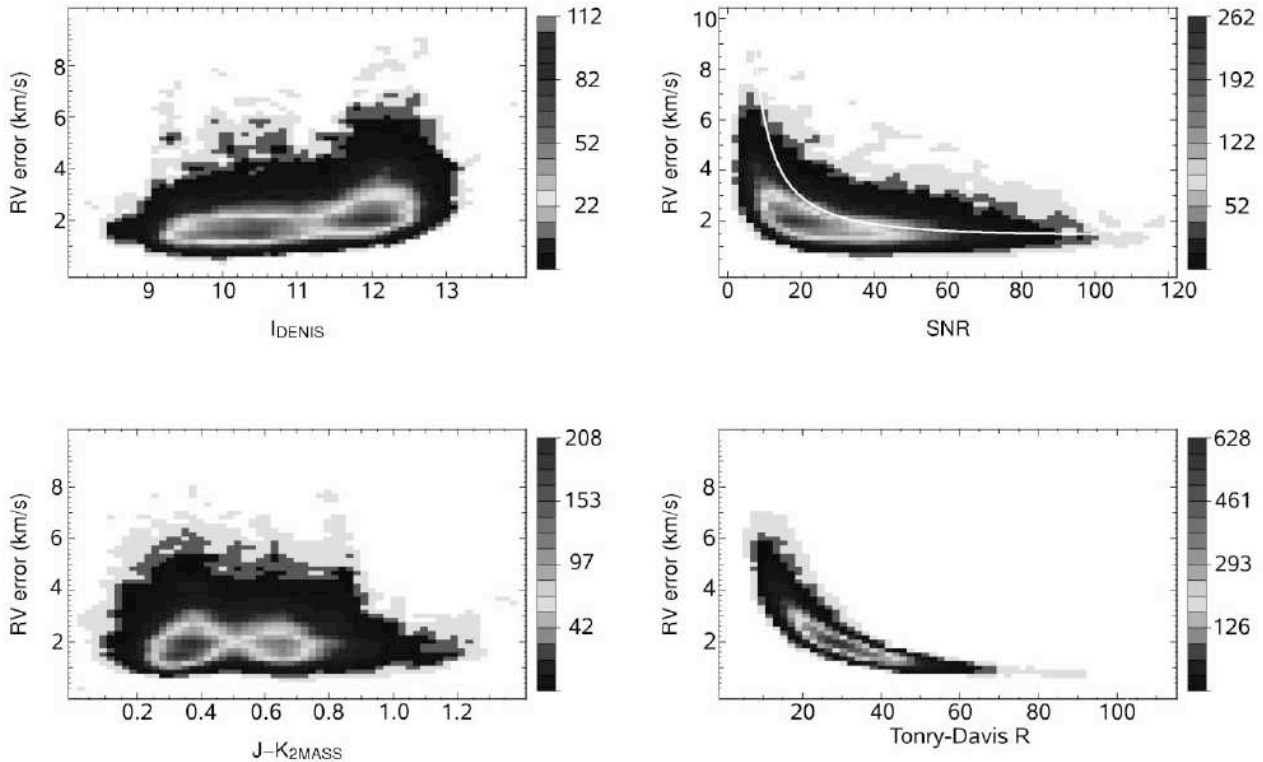


FIG. 13.—Two-dimensional histograms of the distribution of the RV internal error. The shading follows the number of objects per cell, as shown in the keys to the right of the panels. *Top left*, distribution as a function of *I* magnitude; *top right*, S/N—the white line follows eq. (4); *bottom left*, *J – K* color; *bottom right*, Tonry-Davis cross-correlation *R*-value. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

distribution. The mean internal error is 2.3 km s^{-1} , with a peak value of $\sim 1.7 \text{ km s}^{-1}$. The bottom panel shows that more than 80% of RAVE measurements have an internal accuracy better than 3 km s^{-1} , and half of the data released reach an accuracy better than 2 km s^{-1} .

RV errors achievable for field stars of F–K spectral type have been studied during preparations for the *Gaia* mission. Munari et al. (2001) made observations of IAU RV standards and derived the following relation for external RV error in kilometers per second as a function of S/N and spectral resolving power *R*:

$$\log(\text{RV error}) = 0.6(\log S/N)^2 - 2.4 \log S/N - 1.75 \log R + 9.36. \quad (4)$$

Its accuracy has been confirmed also by extensive simulations (Zwitter 2002). The error predicted for $R = 7500$ and $S/N = 30$ (typical values for RAVE spectra) is 2.2 km s^{-1} . Relation (4) is marked by a white curve in the top right panel in Figure 13. The fact that RAVE performs marginally better than predicted can be traced to several factors: its wavelength range is a bit wider than for *Gaia*, its sampling is higher than 2 pixels per resolution element, blue-order contamination contributes additional spectral lines carrying velocity information, and our S/N estimate is quite conservative.

Figure 13 presents the relation between the RV internal error and various parameters that can influence this accuracy. The top left panel presents the two-dimensional distribution of the RV error as a function of the DENIS *I*-band magnitude. The color coding follows the number of objects per cell from blue (low) to red (high). It can be seen that the accuracy of the velocity determi-

nation decreases for stars with fainter *I*-band magnitudes. Nevertheless, there is good consistency between bright and faint targets, with the peak value of the error varying only from ~ 1.4 to $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$ between $I = 9$ and 12.5. The increase in scatter to fainter magnitudes reflects the generally lower S/N at these magnitudes, as seen in Figure 14; the average S/N is ~ 10 for the faintest stars and ~ 70 for the brightest ones. It should be noted

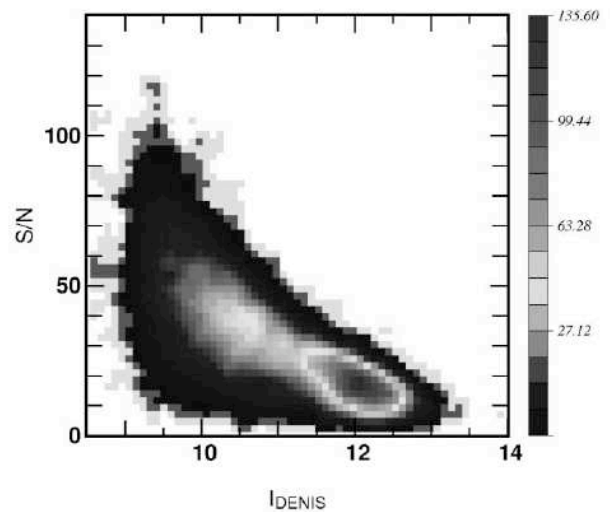


FIG. 14.—S/N vs. DENIS *I* for RAVE spectra. Again, the shading follows the number of objects per bin, as shown in the key to the right of the panel. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

TABLE 1
DESCRIPTION OF THE ZERO-POINT QUALITY FLAG

| Flag Value | Dispersion |
|------------|---|
| A..... | $0 \text{ km s}^{-1} < \sigma < 1 \text{ km s}^{-1}$ |
| B..... | $1 \text{ km s}^{-1} \leq \sigma < 2 \text{ km s}^{-1}$ |
| C..... | $2 \text{ km s}^{-1} \leq \sigma < 3 \text{ km s}^{-1}$ |
| D..... | $3 \text{ km s}^{-1} \leq \sigma$ |
| E..... | Less than 15 fibers available for the fit |

that the velocities for the vast majority of the stars, even at the faint limit, remain very accurate.

The effect of Poisson noise is more clearly seen in the top right panel of Figure 13, where the internal RV error is presented as a function of S/N. This shows that the errors are stable above a threshold value in S/N of around 20, while below this value the velocity errors increase. To quantify the effect, the median value of the internal error, per bin of size 10 in S/N, varies by only 0.3 km s^{-1} (peak to peak) above $S/N = 20$, while the lowest two bins are larger by 1.1 and 0.5 km s^{-1} . This is also seen in the bottom right panel, as the RV error clearly drops as the cross-correlation R coefficient decreases. Finally, the bottom left panel shows the distribution of the RV error as a function of the $J - K$ color. No clear variation for the peak value is seen in this diagram, but again, there is some increase in scatter from red to blue. This is due to the emergence of the wide Paschen lines in the spectra of early-type stars and the correspondingly wider correlation function peak.

5.3. Accuracy of the Zero Point in Radial Velocity

The discussion above concerns the internal accuracy of the RVs. As mentioned in § 4.2.2, the RV pipeline also corrects the measurements for zero-point offsets. This correction is computed for each spectrum using a fit to velocities derived from the sky emission lines. This process is, of course, not exact and adds a further error term that must be taken into account when using the RAVE catalog. The combined error (zero-point error + internal error) on the RV is discussed later when comparing RAVE RVs to external data (see § 5.6).

The accuracy of the zero-point correction is summarized in the DR1 catalog in the ZeroPointQualityFLAG flag (see Appendix A). This flag is built using a succession of three characters. The first character describes the dispersion between the measured sky RVs and the adopted correction (using the fibers that were used for the fit) for the complete field (therefore a field flag). This character ranges from A to E, and the corresponding dispersion intervals are reported in Table 1. As the quality of the fit for an individual spectrum may depend on the location on the CCD, the field is divided into three equal parts according to the fiber number (fibers 1–50, 51–100, and 101–150), and the dispersion is computed for each subgroup of fibers (the “Group” flag in Table 2). The second character in the flag summarizes the dispersion for the group to which the fiber belongs (using a flag value from A to D in Table 1). Finally, if the interval between two successive fibers with usable sky velocities is larger than 15 fibers, the zero-point correction may not be well constrained, even without the value of the dispersion being high. For those targets, the last character of the flag is set as an asterisk, indicating a possible zero-point calibration problem.

Table 2 summarizes the fraction of targets with a given flag value for each part of the zero-point correction. Over 97% of the RAVE targets have a zero-point calibration accurate to better than 2 km s^{-1} , and $\sim 73\%$ are accurate to better than 1 km s^{-1} . From these numbers we can conclude that our procedure to cor-

TABLE 2
SUMMARY OF ZERO-POINT QUALITY FLAG FREQUENCY DISTRIBUTIONS IN RAVE FIRST DATA RELEASE FOR EACH FLAG GROUP (SEE TEXT)

| Flag Value | Frequency |
|--------------------------|-----------|
| Field Flag | |
| A..... | 73.7 |
| B..... | 23.7 |
| C..... | 1.1 |
| D..... | 0.4 |
| E..... | 1.1 |
| Group Flag | |
| A..... | 73.8 |
| B..... | 23.8 |
| C..... | 1.8 |
| D..... | 0.6 |
| Possible Bad Calibration | |
| *..... | 3.7 |

rect from zero-point offset is efficient, enabling us to keep the zero-point error term below 2 km s^{-1} for the vast majority of our targets.

Adopting a zero-point error of 1 km s^{-1} , the mode of the RV error distribution for the RAVE DR1 catalog is 2 km s^{-1} .

5.4. Repeated Observations

A total of 428 stars in the present data release were observed more than once during the first year of operation. Of these, 98 stars were observed three times.

Assuming that any variation of the measured RVs is not intrinsic, one can thus estimate the accuracy of the catalog. The distribution of the derived RVs of the repeat observations is shown in Figure 15. The mean deviation is essentially zero, and the rms

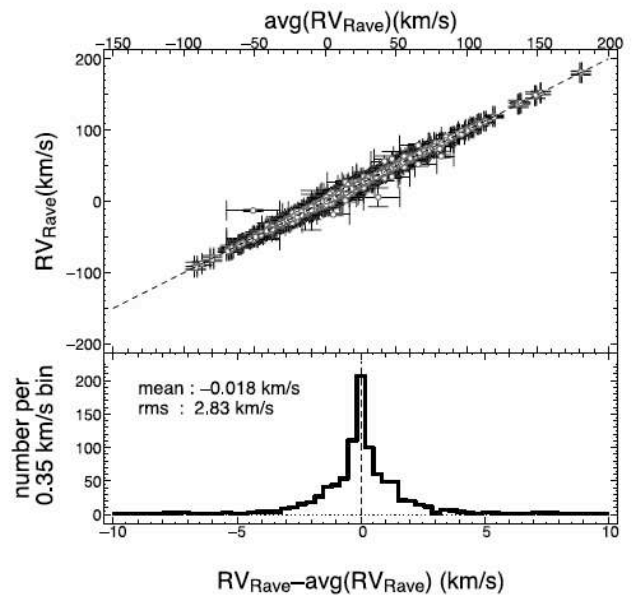


FIG. 15.—RV accuracy checked by repeated observations of 428 stars. The scatter of 2.83 km s^{-1} is consistent with estimates of internal and zero-point RV errors. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

of 2.83 km s^{-1} is perfectly consistent with the internal error and zero-point accuracy given above.

5.5. Contamination by Binary Stars

Most of the stars in the present data release are observed only once, so we have no way of knowing whether a given star is single or whether the observed RV may in part reflect the instantaneous radial component of the orbital motion in a binary system. The average orbital velocity of star 1 in orbit around star 2 is

$$\langle V_{\text{orb}} \rangle = v_o q (1 + q)^{-1} (M/P)^{1/3},$$

where $v_o = 30 \text{ km s}^{-1}$, $q = M_2/M_1$ is the mass ratio, and M and P are the total mass and orbital period, expressed in solar masses and years for the resulting velocity in kilometers per second. Thus, for most single-lined systems, with an orbital period of years or less, the orbital RV projection exceeds 5 km s^{-1} , and their kinematic data may be inaccurate and even potentially misleading. This is consistent with the 15 km s^{-1} value for the average scatter of individual RVs of spectroscopic binaries found by Nordström et al. (2004). Note that these authors made many repeat observations and identified 19% of their sample as spectroscopic binaries of some kind. Double-lined systems show asymmetric or even double-peaked shapes of the correlation function. The present release contains 27 targets flagged as possible binaries, since they show clear asymmetric profiles for the correlation function, as well as a poor template match or clear double-line spectra. Nevertheless, we cannot unequivocally state that these are binaries without temporal orbital variations to the RVs, as nonintrinsic effects (for example, scattered-light residual or fiber cross talk) could also contribute. Therefore, this information should be used with caution.

Photometric variability is an efficient way to discover binary systems with periods of hours or days (Piquard et al. 2001), while systems with periods of hundreds of years are spatially resolved (see Figs. 3 and 4 from Zwitter & Munari 2004). Unfortunately, no repeated photometric observation or light curves are available for stars in this data release. A cross-check with the general catalog of variable stars³⁰ revealed 22 matches. Those objects are flagged in the catalog using the VarFLAG entry (see Appendix A). While every effort has been made to identify visual binaries from available catalogs, as well as at the telescope, we note that the amplitudes of the orbital velocities of member stars of such systems are very small, and indeed less than our internal accuracy, so would not affect our quoted RV values.

In future years repeats will be obtained for a larger fraction of stars, including some of the stars from this data release. This will help to identify spectroscopic binaries and active stars.

5.6. Comparison with External Data Sets

To further check the consistency of our RVs, we compare our measurements with external data from three main sources:³¹ dedicated observations using the ELODIE spectrograph, dedicated observations using the Mount Stromlo and Siding Spring Observatories (MSSSO) 2.3 m telescope, and overlap with the sample of the GCS. Each subset will be briefly described below.

ELODIE data.—ELODIE is a cross-dispersed echelle spectrograph mounted at the Cassegrain focus of the 1.93 m telescope at the Observatoire de Haute Provence. The spectra cover

a 3000 \AA wavelength range (3850–6800 \AA) with a spectral resolution of 42,000. The instrument is entirely computer-controlled, and a standard reduction software package (TACOS) automatically processes the data. Seven stars of this first release, selected simply to be bright and accessible, were observed on three nights in 2004 July (July 5, 8, and 9). The S/Ns of the spectra range from 1 to 5 pixel^{-1} (10–20 minutes of exposure time), sufficient at these high spectral resolutions.³² We cross-correlated the spectra against the most appropriate spectral template given by the ELODIE reduction pipeline.³³ The results are given in Table 8. The limiting accuracy ranges from 300 m s^{-1} to 1 km s^{-1} , with the exception of the probable double star (TYC 5031 478 1), which has been discarded from the analysis. From the six single stars measured with ELODIE for this release, we obtained a dispersion $\sigma(\text{RV}_{\text{ELODIE}} - \text{RV}_{\text{RAVE}}) = 1.7 \text{ km s}^{-1}$, dominated by errors in the RAVE measurements. We find a negligible offset, with the mean being $\langle (\text{RV}_{\text{ELODIE}} - \text{RV}_{\text{RAVE}}) \rangle = -0.1 \pm 0.8 \text{ km s}^{-1}$, showing that the final zero-point error for RAVE data is much smaller than the measurement dispersion.

2.3 m data.—Long-slit spectra were taken with the Double Beam Spectrograph (Rodgers et al. 1988) on the MSSSO 2.3 m telescope, over a period of 2 yr from 2003 December to 2005 September. The average seeing was $1''.5$ – $2''.5$, where a narrow slit ($1''.5$) minimized slit positioning errors. The spectral resolution is similar to RAVE ($R \sim 8000$) with $0.55 \text{ \AA pixel}^{-1}$. The stars, randomly selected from the first year of observation with the exception of a few high-velocity candidates, were observed at a vertical angle of 0° or 180° to eliminate atmospheric dispersion effects. The average S/N was $\sim 90 \text{ pixel}^{-1}$. We cross-correlated these spectra against a subset of the Zwitter et al. (2004) spectra using XCSAO in IRAF. The best match was chosen as the template with the highest R coefficient (Tonry & Davis 1979). Only those stars with a best-match $R > 40$ were used—this limit was found empirically to minimize errors in 2.3 m RVs. The resulting internal error of the 2.3 m RVs from these methods, measured against high-precision Nordström et al. (2004) stars and RV standards, is $\sim 1.5 \text{ km s}^{-1}$. The results are given in Table 9.

The 77 stars belonging to this data release and measured with the 2.3 m telescope cover a RV range of 820 km s^{-1} . Of those, we believe seven outliers are likely single-lined spectroscopic binaries, as the difference in RV between the RAVE and 2.3 m measurements deviates by over 3σ . Excluding these seven outliers, we find $\sigma(\text{RV}_{2.3 \text{ m}} - \text{RV}_{\text{RAVE}}) = 3.4 \text{ km s}^{-1}$ and $\mu(\text{RV}_{2.3 \text{ m}} - \text{RV}_{\text{RAVE}}) = 0.1 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$. Correcting for 2.3 m internal error, we conclude from this sample that the RAVE RV error is $\sigma = 3.0 \text{ km s}^{-1}$, with a negligible mean offset.

Geneva-Copenhagen targets.—DR1 targets have been cross-matched with the GCS catalog, which by virtue of many repeated observations contains binarity indicators in addition to accurate RVs. We found 13 matches, two of them classified as binaries in the GCS.

The resulting 11 “single” targets show acceptable agreement, with a mean difference of $1.4 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ and an rms of 1.4 km s^{-1} . The results are given in Table 10.

Figures 16–19 summarize the comparison of RAVE RVs with the external data. Figure 16 shows the location in the 2MASS color-color diagram of the RAVE targets with external measurements. The broad distribution of those objects in this diagram indicates that we have good coverage of the global stellar properties,

³⁰ VizieR Online Data Catalog, 2250 (N. N. Samus et al., 2001).

³¹ A few stars from this release were also observed with the echelle spectrograph at the Apache Point Observatory 3.5 m telescope as part of a follow-up scientific project. They will be published as part of the science paper.

³² An accuracy of 10 m s^{-1} can be reached for planet searches using this instrument.

³³ TACOS provides two templates: the first one, R37000K0, is valid for G, K, and M stars, while R37000F0 is used for spectral types around F0.

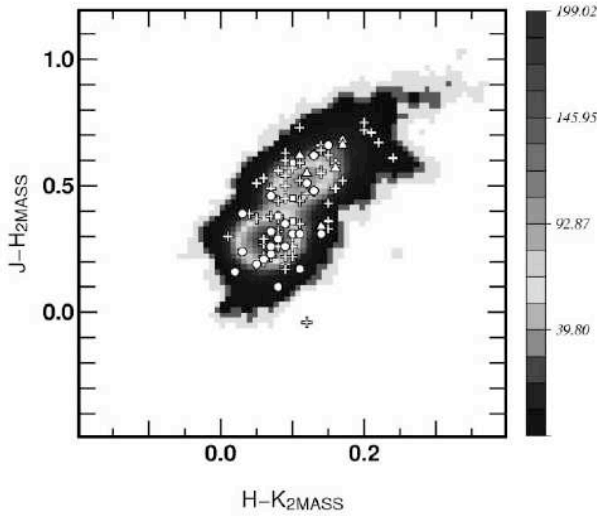


FIG. 16.—Infrared color-color diagram of the stars in DR1. The locations of our targets with external data are overplotted using white symbols. Crosses are for 2.3 m data, triangles for ELODIE targets, and squares for GCS targets. Circles denote the location of binary targets. The external targets are well distributed across this parameter space, indicating that our reference target selection is not biased toward any particular type of object. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

with the exception only of the reddest giants ($H - K \geq 0.2$). Our external checks should therefore be applicable to the full survey, despite the low number of external targets.

Figure 17 presents the comparison between the RAVE RVs and the external measurements. The top panel shows the RV-to-RV comparison, with each different source plotted with different symbols (open circles are for binary systems that are removed

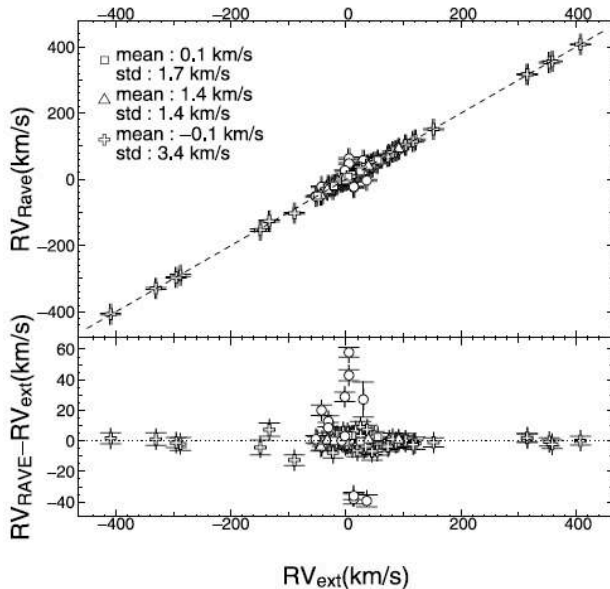


FIG. 17.—Comparison of RAVE RVs with external measurements. The top panel presents the external to RAVE RV comparison. The bottom panel shows the RV difference as a function of RV for the three different reference groups. Squares represent ELODIE targets, triangles represent GCS targets, and crosses represent 2.3 m targets. Circles denote suspected and confirmed binary objects and are removed from the analysis. The mean difference and standard deviation are reported for each group in the top panel. RAVE RVs show a good agreement with independent measurements.

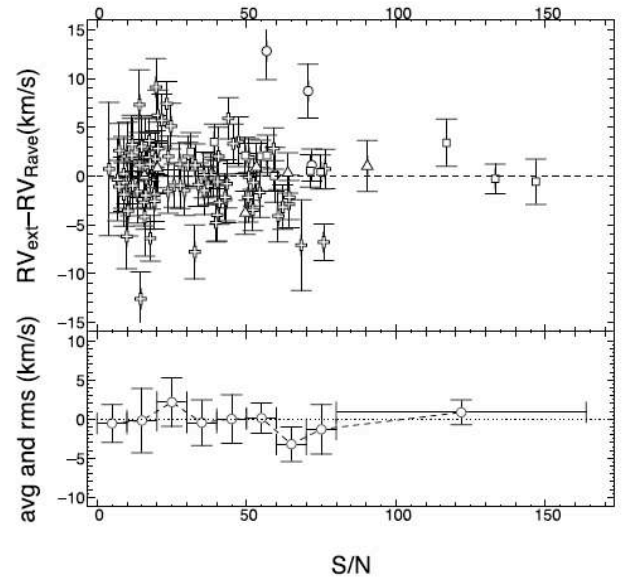


FIG. 18.—Behavior of the RV difference with S/N. *Top*: RV difference as a function of S/N for each group of external measurements. Symbols are the same as in Fig. 16. *Bottom*: Average deviation and rms as a function of S/N for the sum of all external measurements. This plot shows no apparent bias as a function of S/N, the mean difference being consistent with zero for all values of S/N. One bin ($60 < S/N < 70$) has a rather large deviation due to a single object with large error. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

from the analysis). For each data source, the mean difference and standard deviation are also given. As the spread in RV is large, the bottom panel gives the RV difference as a function of RV. This plot clearly shows that the binary systems produce a large offset, while single stars show good agreement, with close to zero velocity difference. We conclude in § 5.3 that the mode is 2 km s^{-1} , the median RAVE error being $\sim 2.2 \text{ km s}^{-1}$. Combining the measurements from all three samples, the mean difference

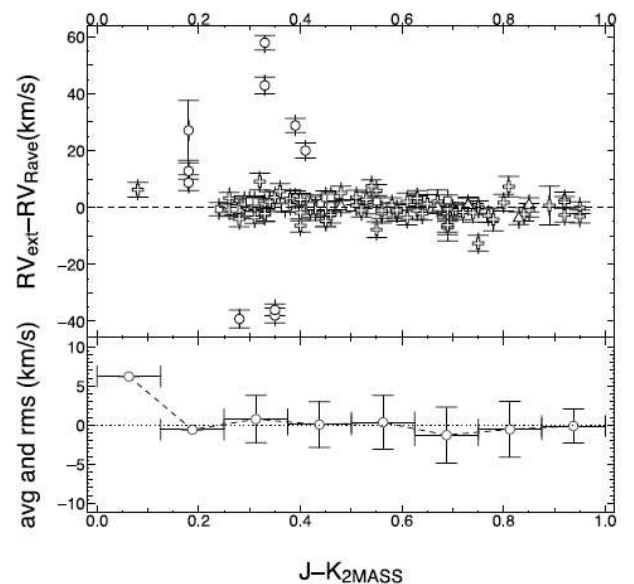


FIG. 19.—Behavior of the RV difference with $J - K$ color from the 2MASS catalog. Arrangement and symbols are the same as in Fig. 18. RV errors do not depend on the color of the target except for the bluest targets. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

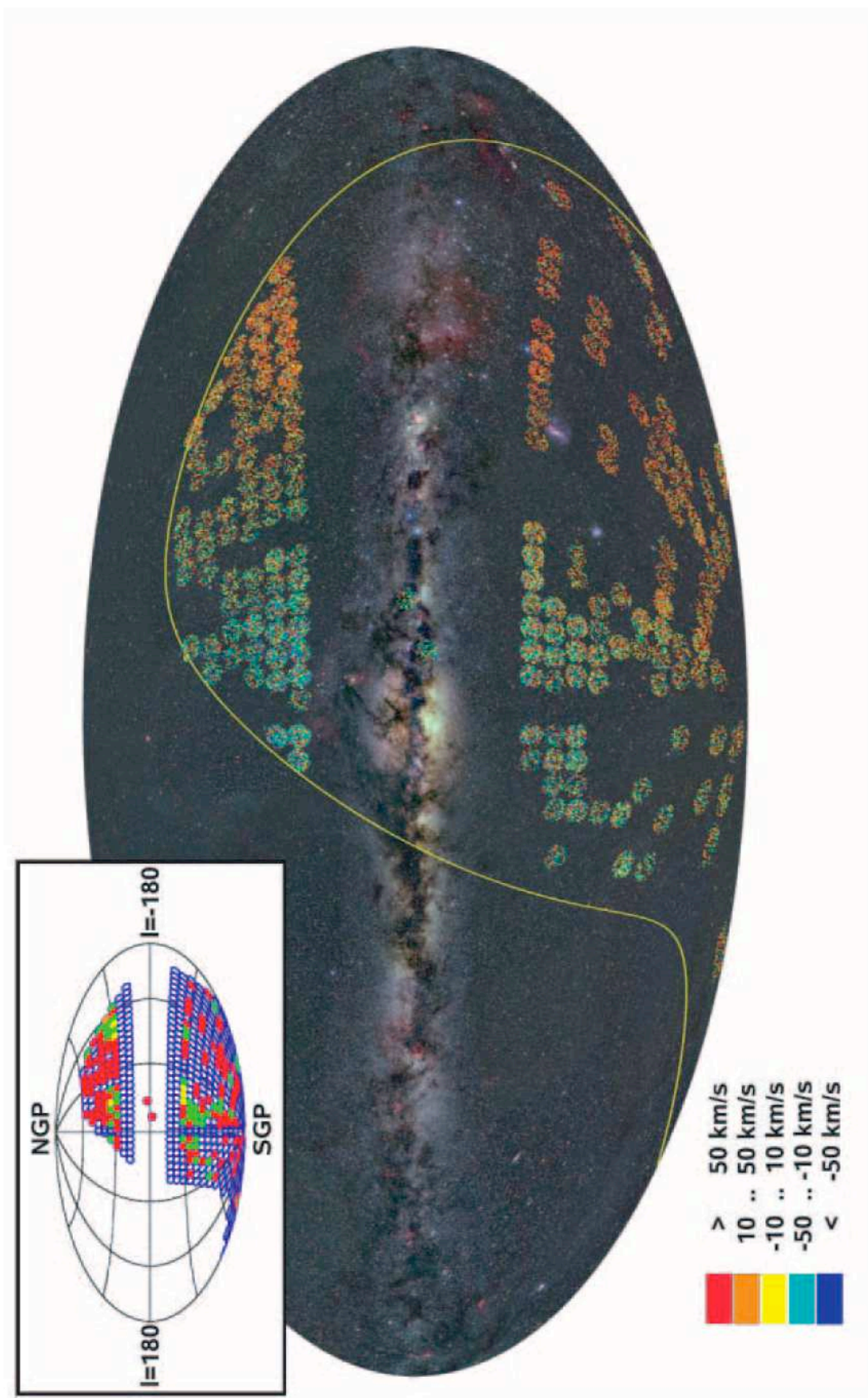


FIG. 20.—Aitoff projection in Galactic coordinates of RAVE first data release fields. With the exception of two test fields, all field centers are located at $|b| \geq 25^\circ$. The heliocentric RV gradient around the sky, traced by the colors, reflects solar motion and the projection of the different components of velocity down the line of sight. The yellow line represents the celestial equator, and the background is from A. Mellinger's all-sky panorama. The inset shows the location of the RAVE fields for the same projection. Observed fields are color-coded according to the number of times they have been visited: red is for one pointing, yellow for two, green for three, and light brown for four.

TABLE 3
NUMBER AND FRACTION OF RAVE TARGETS WITH A COUNTERPART IN THE PHOTOMETRIC CATALOGS

| CATALOG NAME | NUMBER OF OBJECTS | PERCENTAGE OF DR1 WITH COUNTERPART | PERCENTAGE WITH QUALITY FLAG | | | |
|--------------|-------------------|------------------------------------|------------------------------|------|-----|-----|
| | | | A | B | C | D |
| 2MASS..... | 25,268 | 99.98 | 99.6 | 0 | 0 | 0.4 |
| DENIS..... | 18,637 | 73.7 | 75.3 | 22.3 | 1.8 | 0.6 |
| USNO-B..... | 24,814 | 98.2 | 99.2 | 0.5 | 0 | 0.3 |

between RAVE RVs and external measurements is $-0.04 \pm 0.29 \text{ km s}^{-1}$ with a standard deviation of 3 km s^{-1} .³⁴ This is in good agreement with our predicted accuracy.

As a further test, we compare in Figure 18 the RV difference to the S/N in RAVE data. The top panel in this figure is a simple scatter plot including all available data, while the bottom panel presents the mean difference and rms for intervals of 10 in S/N. The offset in the interval $50 \leq \text{S/N} < 60$ is due to a single measurement with large error and RV difference ($\text{RV}_{\text{diff}} = 7 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$). This figure shows no dependence of the RV on S/N, the mean and rms being consistent with no trend. Again, the amplitude of the scatter increases as the S/N drops below ~ 20 , as expected from the top right panel of Figure 13.

Finally, Figure 19 demonstrates that RV errors do not depend on color. The exception is the bluest of our targets ($J - K < 0.1$), which are dominated by wide hydrogen lines with only a handful of weak metallic lines.

In summary, a comparison of the RAVE velocities with those from the three external sources (ELODIE, GCS, and 2.3 m) reveals that the offset in mean velocity is very small, most likely less than 1 km s^{-1} . The errors in the RAVE stars in common with the ELODIE and GCS observations are 1.7 and 1.4 km s^{-1} , respectively, while the corresponding errors in the RAVE velocities of 2.3 m stars are larger, about 3.0 km s^{-1} . We note that the ELODIE and GCS stars are significantly brighter in the mean than the 2.3 m stars (see Fig. 5). However, Figure 18 shows that the difference in estimated errors is probably not due to different S/N values for the RAVE spectra. A more likely explanation is that the contamination from stars in adjacent fibers, while small, will contribute more to the velocity errors for the fainter 2.3 m stars.

6. FIRST DATA RELEASE

6.1. Spatial Coverage and Global Properties

The first RAVE data release presents RVs for 24,748 apparently bright stars in the Milky Way. The total number of spectra collected for these stars is 25,274 (including reobservations). Those spectra were obtained during 67 nights between 2003 April 11 and 2004 April 2, with the exception of one field observed on 2004 August 3 (second year, but affected by second-order contamination). The 12,836 stars in this release are Tycho-2 entries, and 11,921 are extracted from the SSS. The stars are distributed over 235 6dF fields (for 240 observed including reobservations) for a total area covered of $\sim 4760 \text{ deg}^2$.

The locations on the sky of the RAVE fields of DR1 are indicated in Figure 20. This figure presents an Aitoff projection of all RAVE DR1 target fields in Galactic coordinates. Each circle is a RAVE target field (5.7 in diameter). Filled fields are part of this data release. The color coding indicates the number of pointings for a given field (remember that each field contains up to three sets of targets): red for one time, yellow for two, and green

for three. Among those, four fields are reobserved with the same set of targets (three fields have been reobserved a second time, one field three times). In addition to the normal RAVE target fields, which are restricted to $|b| > 20^\circ$, two fields observed to test the MK classification scheme in the red RAVE wavelength region are located closer to the Galactic plane.

6.2. Photometry

As noted earlier, the photometry of the input catalog was not homogeneous: the bright part of the sample was selected using a pseudo- I criterion based on Tycho-2 V_T and B_T magnitudes, while the faint part was selected from SuperCOSMOS I data (see § 2.3). To maximize the usability of the DR1 data, cross identification with optical and near-infrared catalogs (USNO-B, DENIS, and 2MASS) is provided. The matches are selected using a nearest-neighbor association. A large search radius is used to check for possible contamination, given that the diameter of a 6dF fiber on the sky is $6''.7$.

In addition to the distance to the nearest neighbor, a quality flag summarizing the reliability of the association is provided in the catalog. This single-character flag is set to A for clear association, meaning that the distance between the target and the nearest neighbor is less than $1''$, with no other possible association. The flag value B (or C) is used to warn that two (or more) associations are found within a $1''$ radius, and D indicates that the nearest neighbor is further away than $2''$. A value X is given for the flag when no association is found. Table 3 summarizes the outcome of the cross-identification procedure for the various photometric catalogs.

For 2MASS and USNO-B, the cross identification appears well defined. The fraction of objects with a flag value different from A is lower than 1%, indicating good agreement between the astrometry in the RAVE input catalog and USNO-B. We therefore expect the level of false identification to be lower than 1% for those catalogs.

The result of the cross identification with DENIS appears worse than for 2MASS or USNO-B. The main differences are in the categories B and C, where multiple matches are found. This is due to problems in the DENIS catalog by which, at the edges of the detector, the astrometry and photometry both become less accurate. In this case, DENIS reports multiple detections of the object for the different scans. Those detections have almost identical magnitudes and positions but could not be associated with the same object. In all those cases, we use the nearest neighbor. As the difference in magnitude is small between the possible matches, this should not affect the overall quality of DENIS associations. In addition, the reported magnitudes should be of sufficient accuracy for most of the uses of the RAVE catalog. Therefore, even if the cross identification with the DENIS catalog seems to be poorer according to Table 3, it does not significantly lower the validity of the cross-identification.

The resulting I -band distribution for the RAVE catalog is given in Figure 21 using the cross identification with DENIS.

³⁴ The standard deviation corrected for external source mean error is $\sigma = 2.7 \text{ km s}^{-1}$.

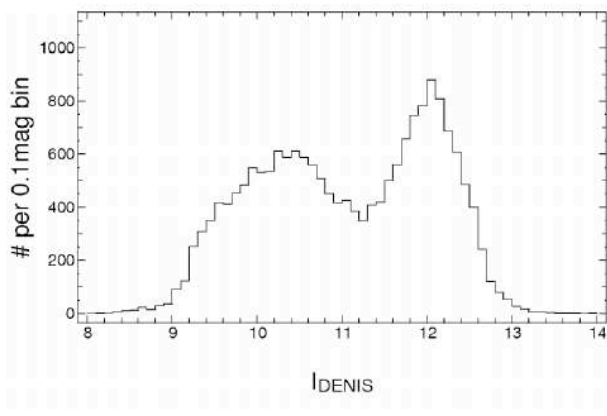


FIG. 21.—DENIS I -band apparent magnitude distribution of the RAVE DR1 catalog. The two peaks in this distribution are the result of our selection criteria in the pseudo- I band and delimit the bright and faint samples.

This luminosity function exhibits two peaks, defining the bright and faint samples: the first one is centered on $I = 10.2$, the second one on $I = 12$. The shape of this function clearly indicates that, at this point, RAVE does not approximate a random magnitude-limited sample. As discussed in § 2.3, this is an effect of the input catalog being selected either using the pseudo- I magnitude derived from Tycho-2 photometry or using SuperCOSMOS I in the bright regime, where systematic offsets are to be expected. This effect will be corrected in future RAVE releases with the availability of the full DENIS catalog, which will be used for the input catalog of later data releases.

Figure 22 presents the 2MASS color-color diagram of the data release. Fiducial colors from Table 2 of Wainscoat et al. (1992) have been added for clarity, with dark and light curves representing dwarf and giant stars, respectively. This clearly shows that, as intended, the data release probes both the nearby and more distant Galaxy. As an example, K0 dwarfs in the RAVE catalog span an approximate distance range of ~ 50 to ~ 250 pc, while K0 giants are located in the distance range 700 pc to 3 kpc.

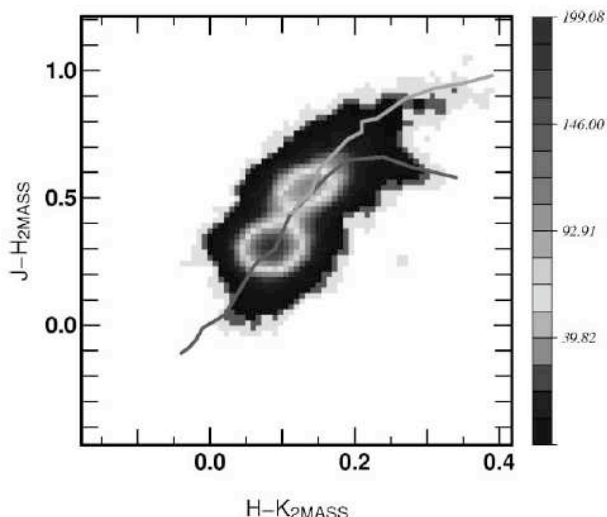


FIG. 22.—2MASS infrared color-color diagram for RAVE targets in the first data release. For clarity, the predicted loci for dwarfs (*dark curves*) and giants (*light curves*) from Wainscoat et al. (1992) have been added. Again, the shading indicates the number of objects per bin. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

TABLE 4
SUMMARY OF THE PROPER-MOTION SOURCES

| SPM Flag | Catalog Name | Number of Sources | Percentage of DR1 |
|----------|------------------|-------------------|-------------------|
| 0..... | No proper motion | 13 | 0.05 |
| 1..... | Tycho-2 | 218 | 0.86 |
| 2..... | SSS | 7396 | 29.3 |
| 3..... | Starnet 2.0 | 17465 | 69.1 |
| 4..... | 2MASS+GSC 1.2 | 182 | 0.72 |

6.3. Proper Motions

The input catalog for the DR1 has been built on Tycho-2 and SSS, and both of these provide proper motions. When available, we also used proper motions from the Starnet 2.0 catalog, which is currently being compiled at the Astronomisches Rechen-Institut, Heidelberg. It is based on the Starnet catalog of the positions and proper motions (Röser 1996) of 4.3 million stars based on measurements from the Astrographic Catalog and GSC 1.2 (Morrison et al. 2001). The average rms error of proper motions in Starnet is 5 mas yr^{-1} , being mainly influenced by the accuracy of GSC 1.2. During the last decade new, highly accurate astrometric catalogs became available, namely, Tycho-2, UCAC2, and, for fainter stars, 2MASS. Starnet 2.0 combines Starnet with these three catalogs in a rigorous, weighted least-squares adjustment to derive mean positions and proper motions. Weights for the individual positions in the catalogs have been attributed according to the accuracy of the position measurements in the sources: for the Astrographic Catalog weights were taken from Röser & Høg (1993), for GSC 1.2 from Morrison et al. (2001), for Tycho-2 from Høg et al. (2000), for UCAC2 from Zacharias et al. (2004), and for 2MASS from Cutri et al. (2003). The mean errors of the proper motions given in Starnet 2.0 are calculated from the individual weights. They are not calculated from the dispersion of the residuals due to the low degree of freedom in each individual adjustment. The average mean error in the proper motions of Starnet 2.0 stars in this catalog is 2.6 mas yr^{-1} in each coordinate.

Neither Starnet nor Tycho-2 or UCAC2 are complete with regard to stars with proper motions in the range between approximately 30 and 150 mas yr^{-1} . This is mainly due to the fact that the epoch difference between the Astrographic Catalog and modern catalogs is almost 100 yr. Therefore, the identifications of these moderately high proper motion stars is uncertain. To overcome this difficulty for Starnet 2.0, an auxiliary catalog has been constructed from the difference between 2MASS and GSC 1.2, with an epoch difference of about 20 yr. The average mean error in the proper motions of the stars from this source is 18 mas yr^{-1} . Proper motions are taken from this auxiliary catalog whenever no other proper motions could be found. A summary of the contribution of each proper motion source to DR1 is given in Table 4. The source of the proper motion is also flagged in the catalog (see Appendix A).

6.4. Data Product and Data Access

Due to the size of the catalog, RAVE DR1 is only accessible online. The catalog fields are nevertheless described in Tables 5–7. The catalog can be retrieved or queried from the RAVE collaboration Web site.³⁵

As the catalog is large and will grow in size as further releases are made public, query tools are provided on this Web site. Users can access the catalog using different techniques, either with a

³⁵ See <http://www.rave-survey.org>.

TABLE 5
DESCRIPTION OF THE RAVE CATALOG

| Field Number | Name | NULL Value | Description |
|--------------|------------------------------------|------------|--|
| 1..... | OBJECTID | ... | Internal identifier |
| 2..... | RA (deg) | ... | Right ascension (J2000.0) |
| 3..... | DE (deg) | ... | Declination (J2000.0) |
| 4..... | Glon (deg) | ... | Galactic longitude |
| 5..... | Glat (deg) | ... | Galactic latitude |
| 6..... | RV (km s ⁻¹) | ... | Radial velocity |
| 7..... | eRV (km s ⁻¹) | ... | Internal radial velocity error |
| 8..... | pmRA (mas yr ⁻¹) | 9999.9 | Proper motion, right ascension |
| 9..... | epmRA (mas yr ⁻¹) | 9999.9 | Proper-motion error, right ascension |
| 10..... | pmDE (mas yr ⁻¹) | 9999.9 | Proper motion, declination |
| 11..... | epmDE (mas yr ⁻¹) | 9999.9 | Proper-motion error, declination |
| 12..... | Spm | ... | Source proper motion (see § 6.3) |
| 13..... | Imag (mag) | ... | Input catalog <i>I</i> magnitude |
| 14..... | Obsdate (yyyymmdd) | ... | Date of observation |
| 15..... | FieldName | ... | RAVE observations field |
| 16..... | FiberNumber | ... | Fiber number on plate |
| 17..... | CorrelationCoeff | ... | Tonry-Davis correlation coefficient <i>R</i> |
| 18..... | PeakHeight | ... | Height of the correlation function peak |
| 19..... | PeakWidth (km s ⁻¹) | ... | Width of the correlation function peak |
| 20..... | CorrectionRV (km s ⁻¹) | ... | Radial velocity correction applied |
| 21..... | SkyRV (km s ⁻¹) | ... | Sky radial velocity in fiber |
| 22..... | SkyeRV (km s ⁻¹) | ... | Sky radial velocity error |
| 23..... | SkyCorrelation | ... | Tonry-Davis correlation coefficient for sky spectra |
| 24..... | PlateNumber | ... | Physical plate number |
| 25..... | SNRatio | ... | Signal-to-noise ratio |
| 26..... | BT (mag) | 99.99 | <i>B</i> _T magnitude from Tycho-2 |
| 27..... | eBT (mag) | 99.99 | <i>B</i> _T -magnitude error from Tycho-2 |
| 28..... | VT (mag) | 99.99 | <i>V</i> _T magnitude from Tycho-2 |
| 29..... | eVT (mag) | 99.99 | <i>V</i> _T -magnitude error from Tycho-2 |
| 30..... | USNOID | XXX | USNO-B identifier |
| 31..... | DisUSNO (mas) | 99.999 | Distance to USNO source |
| 32..... | B1 (mag) | 99.99 | USNO-B <i>B1</i> magnitude |
| 33..... | R1 (mag) | 99.99 | USNO-B <i>R1</i> magnitude |
| 34..... | B2 (mag) | 99.99 | USNO-B <i>B2</i> magnitude |
| 35..... | R2 (mag) | 99.99 | USNO-B <i>R2</i> magnitude |
| 36..... | IUSNO (mag) | 99.99 | USNO-B <i>I</i> magnitude |
| 37..... | XidQualityFLAGUSNO | X | Cross-identification quality FLAG USNO-B (see Table 6) |
| 38..... | DENISID | XXX | DENIS identifier |
| 39..... | DisDENIS (mas) | 99.999 | Distance to DENIS source |
| 40..... | IDENIS (mag) | 99.999 | DENIS <i>I</i> magnitude |
| 41..... | eIDENIS (mag) | 99.999 | DENIS <i>I</i> -magnitude error |
| 42..... | JDENIS (mag) | 99.999 | DENIS <i>J</i> magnitude |
| 43..... | eJDENIS (mag) | 99.999 | DENIS <i>J</i> -magnitude error |
| 44..... | KDENIS (mag) | 99.999 | DENIS <i>K</i> magnitude |
| 45..... | eKDENIS (mag) | 99.999 | DENIS <i>K</i> -magnitude error |
| 46..... | XidQualityFLAGDENIS | X | Cross-identification quality FLAG DENIS (see Table 6) |
| 47..... | TWOMASSID | XXX | 2MASS identifier |
| 48..... | Dis2MASS (mas) | 99.999 | Distance to 2MASS source |
| 49..... | J2MASS (mag) | 99.999 | 2MASS <i>J</i> magnitude |
| 50..... | eJ2MASS (mag) | 99.999 | 2MASS <i>J</i> -magnitude error |
| 51..... | H2MASS (mag) | 99.999 | 2MASS <i>H</i> magnitude |
| 52..... | eH2MASS (mag) | 99.999 | 2MASS <i>H</i> -magnitude error |
| 53..... | K2MASS (mag) | 99.999 | 2MASS <i>K</i> magnitude |
| 54..... | eK2MASS (mag) | 99.999 | 2MASS <i>K</i> -magnitude error |
| 55..... | TWOMASSphotFLAG | XXX | 2MASS photometry flag |
| 56..... | XidQualityFLAG2MASS | X | Cross-identification quality flag 2MASS (see Table 6) |
| 57..... | ZeroPointQualityFLAG | ... | Zero-point quality flag (see Table 1) |
| 58..... | VarFLAG | ... | Variability flag, "*" if in GCVS2.0 |
| 59..... | SpectraQualityFLAG | ... | Spectra quality flag (see Table 7) |

TABLE 6
SUMMARY OF THE CROSS-IDENTIFICATION FLAG

| Flag Value | Description |
|------------|---------------------------------------|
| A..... | One association within 1'' |
| B..... | Two associations within 1'' |
| C..... | More than two associations within 1'' |
| D..... | Nearest neighbor more than 2'' away |
| X..... | No association found |

standard query interface or by field, using their position on the sky (this access mode is provided via a clickable map). For DR1 only tabular data are provided, and VOTable³⁶ formatted outputs are offered for ease of use with the Virtual Observatory (VO) tools. For the subsequent releases, spectra will be made available, requiring the inclusion of more VO formats (enabling a proper description of a spectrum).

In the field query mode, links to the Aladin Sky Atlas (Bonnarel et al. 2000) are generated, providing more information in addition to VO tools to exploit the data. However, this link to Aladin is not provided for the standard catalog query, as the area on the sky is not restricted. The first data release catalog, as well as subsequent releases, will also be electronically available at the CDS in the VizieR database (Ochsenbein et al. 2000).

Again, DR1 includes RVs and associated errors from the RAVE survey, described in detail above. Cross matching with standard astrometric and photometric catalogs is provided for ease of use. Stellar parameters are not part of this release, as the first-year spectra are contaminated by second-order light, which means that very detailed analysis is required to extract meaningful values.

7. CONCLUSIONS

This first data release presents RVs for 24,748 individual stars in the range $9 \lesssim I_{\text{DENIS}} \lesssim 12.5$, obtained from spectra in the infrared calcium-triplet region at a median resolution of 7500. The total sky coverage of this catalog is $\sim 4760 \text{ deg}^2$. We demonstrated that the RVs are not affected by any trend in color or S/N using both external data and RAVE repeat observations. The resulting variance for each set of validation data is consistent with our estimated errors.

DR1 does not include information about chemical abundances and other atmospheric parameters, for the reasons described above.

The quality of the currently acquired spectra is good enough for derivation of T_{eff} , gravity, $[M/H]$, $[\alpha/Fe]$, $V_{\text{rot}} \sin i$, and microturbulence (Fiorucci & Munari 2005), and we expect to include chemical and atmospheric data in subsequent data releases.

RAVE is planned to observe until 2010 and will acquire up to 1,000,000 spectra. Incremental releases, containing RVs and stellar parameters as well as spectra, are now planned on an approximately yearly basis, providing an unprecedented sample of stellar kinematics and chemical abundances in the range of magnitudes probing scales between the very local (*Hipparcos*-based) RV surveys (GCS; Famaey et al. 2005) and the more distant SDSS-II SEGUE and surveys with AAOmega, therefore completing our picture of the Milky Way.

We are indebted to the referee, Sydney van den Bergh, whose timely and justified comments helped us improve the clarity of the manuscript. M. S., A. S., and C. B. acknowledge financial support from the German Research Foundation. M. S. acknowledges financial support from the David and Lucile Packard Foundation. T. Z. acknowledges financial support from the Slovenian Research Agency. A. S. is supported by the Alexander von Humboldt Foundation. K. C. F., Q. A. P., R. C., J. B.-H., B. K. G., and M. W. are supported by an Australian Research Council Grant for the RAVE project. G. M. S. is funded by a Particle Physics and Astronomy Research Council Ph.D. Studentship. R. F. G. W. acknowledges seed money from the School of Arts and Sciences at Johns Hopkins University (JHU), plus NSF grant AST 05-08996. O. B. acknowledges financial support from the CNRS/INSU/PNG. E. K. G. is supported by the Swiss National Science Foundation under grants 200021-101924 and 200020-106260. A. H. and M. C. S. acknowledge financial support from NOVA and the Netherlands Organisation for Scientific Research. J. F. N. and J. P.'s participation in RAVE is supported by Canada's NSERC through a Special Research Opportunities grant. H. E. and M. S. acknowledge support by the Federal Ministry for Education and Research under FKZ 05AE2EE1/4 and 01AK804A. J. F. acknowledges support through grants from the W. M. Keck Foundation and the Gordon and Betty Moore Foundation to establish a program in data-intensive science at JHU.

The role of the Anglo-Australian Observatory in providing resources for the first 9 months of observation is gratefully acknowledged.

This research has made use of the VizieR catalog access tool, CDS, Strasbourg, France. Data verification is partially based

TABLE 7
SPECTRA QUALITY FLAG SUMMARY TABLE

| Flag Value | Description |
|------------|---|
| a..... | Asymmetric Ca lines |
| c..... | Cosmic ray resulting in asymmetric correlation function |
| e..... | Emission-line spectra |
| n..... | Noise-dominated spectra, broad correlation function |
| l..... | No lines visible, either strong noise or misplaced fiber |
| w..... | Weak lines, radial velocity can be unreliable |
| g..... | Strong ghost affecting the wavelength interval used for radial velocity calculation |
| t..... | Bad template fit |
| s..... | Strong residual sky emission |
| cc..... | Bad continuum |
| r..... | Red part of the spectra shows problems, noisy |
| b..... | Blue part of the spectra shows problems, noisy |
| p..... | Possible binary/double-lined |

NOTE.—The values can be combined to give a more accurate description of the spectra.

³⁶ VOTable is the standard format for tabular data in the VO.

TABLE 8
LIST OF RAVE TARGETS OBSERVED WITH THE ELODIE SPECTROGRAPH

| IDENTIFIER | RAVE | | ELODIE | | RAD. VEL. DIFF. (km s ⁻¹) | V_T/I (mag) | I_{DENIS} (mag) | $J - H$ (mag) | $H - K$ (mag) |
|----------------------|------------------------------------|--|------------------------------------|--|--|------------------|-----------------------------|------------------|------------------|
| | Rad. Vel. (km s ⁻¹) | Rad. Vel. Error (km s ⁻¹) | Rad. Vel. (km s ⁻¹) | Rad. Vel. Error (km s ⁻¹) | | | | | |
| T5027_00352_1..... | -7.9 | 2.2 | -8.9 | 1.0 | 1.0 | 10.43 | 9.03 | 0.57 | 0.16 |
| T5027_00578_1..... | -32.0 | 1.5 | -32.3 | 1.0 | 0.3 | 10.58 | 9.55 | 0.34 | 0.14 |
| T5027_00389_1..... | 39.9 | 2.0 | 39.0 | 1.0 | 0.9 | 11.18 | 9.74 | 0.68 | 0.17 |
| T5027_00374_1..... | -47.5 | 1.7 | -43.7 | 1.0 | 0.2 | 11.42 | 10.14 | 0.66 | 0.17 |
| T5031_00478_1*..... | -22.4 | 2.3 | -42.4 | 1.0 | 20.0 | 11.26 | ... | 0.31 | 0.10 |
| C1430054-094720..... | 92.7 | 2.1 | 91.9 | 1.0 | -0.2 | 11.47 | 11.85 | 0.62 | 0.11 |
| C1429286-091608..... | -19.2 | 1.2 | -19.2 | 1.0 | 0.0 | 10.06 | 10.49 | 0.55 | 0.12 |

NOTES.—This table presents the RAVE observations as well as the ELODIE measurements. DENIS and 2MASS photometry are also reported. The RV errors for RAVE measurements correspond to the internal error and are not corrected for zero-point accuracy. Objects flagged with an asterisk are binary stars and are discarded from the analysis. The V_T/I column contains the Tycho-2 V_T magnitudes for Tycho-2 objects and the SSS I magnitude for other targets.

on observations taken at the Observatoire de Haute Provence, France, operated by the French CNRS.

APPENDIX A
CATALOG DESCRIPTION

In Tables 5–7 we present the different columns that are provided in the first data release.

APPENDIX B
EXTERNAL DATA

In Tables 8–10 we present the calibration measurements obtained for the RAVE survey during the first year of operation. Those calibration data are divided according to their source (instrument or catalog). A complete description of those data is given in § 5.6.

TABLE 9
2.3 m OBSERVATIONS OF RAVE TARGETS

| IDENTIFIER | RAVE | | 2.3 m RAD. VEL. (km s ⁻¹) | RAD. VEL. DIFF. (km s ⁻¹) | 2.3 m R-VALUE | V_T/I (mag) | I_{DENIS} (mag) | $J - H$ (mag) | $H - K$ (mag) |
|-----------------------|------------------------------------|--|--|--|---------------|------------------|-----------------------------|------------------|------------------|
| | Rad. Vel. (km s ⁻¹) | Rad. Vel. Error (km s ⁻¹) | | | | | | | |
| C1032220-225303..... | 103.2 | 2.4 | 103.6 | -0.4 | 43.4 | 11.82 | 12.43 | 0.30 | 0.01 |
| C1032220-225303..... | 103.8 | 3.4 | 103.6 | 0.2 | 43.4 | 11.82 | 12.43 | 0.30 | 0.01 |
| C1032264-241144..... | 52.4 | 2.1 | 54.3 | -1.9 | 75.9 | 11.85 | 12.20 | 0.32 | 0.08 |
| C1032264-241144..... | 47.9 | 1.5 | 54.3 | -6.4 | 75.9 | 11.85 | 12.20 | 0.32 | 0.08 |
| C1033394-215304..... | 118.8 | 2.7 | 120.4 | -1.6 | 78.2 | 11.96 | 12.31 | 0.50 | 0.09 |
| C1033426-214025*..... | 63.2 | 1.8 | 5.3 | 57.9 | 90.4 | 11.53 | 12.33 | 0.26 | 0.07 |
| C1033426-214025*..... | 48.2 | 2.3 | 5.3 | 42.9 | 90.4 | 11.53 | 12.33 | 0.26 | 0.07 |
| C1033528-220832..... | 34.3 | 2.3 | 25.2 | 9.1 | 74.8 | 11.99 | 12.33 | 0.22 | 0.10 |
| T6073_00197_1..... | 40.7 | 2.1 | 38.1 | 2.6 | 124.2 | 11.53 | 9.77 | 0.72 | 0.20 |
| T6073_00197_1..... | 40.0 | 0.6 | 38.1 | 1.9 | 124.2 | 11.53 | 9.77 | 0.72 | 0.20 |
| T6074_00342_1..... | -30.3 | 2.1 | -22.5 | -7.8 | 106.8 | 11.35 | 9.37 | 0.44 | 0.11 |
| T6074_00342_1..... | -16.6 | 1.1 | -22.5 | 5.9 | 106.8 | 11.35 | 9.37 | 0.44 | 0.11 |
| T6620_00749_1*..... | -24.4 | 1.9 | 13.6 | -38.0 | 75.2 | 11.77 | 11.10 | 0.26 | 0.09 |
| T6620_00749_1*..... | -22.4 | 0.9 | 13.6 | -36.0 | 75.2 | 11.77 | 11.10 | 0.26 | 0.09 |
| T6620_00941_1..... | 86.7 | 2.4 | 87.8 | -1.1 | 132.7 | 11.35 | 10.18 | 0.52 | 0.11 |
| T6624_00025_1..... | 38.3 | 4.3 | 45.4 | -7.1 | 101.7 | 10.71 | 9.80 | 0.52 | 0.17 |
| T6624_00025_1..... | 38.6 | 0.5 | 45.4 | -6.8 | 101.7 | 10.71 | 9.80 | 0.52 | 0.17 |
| T6624_01181_1..... | 22.7 | 1.8 | 24.2 | -1.5 | 90.3 | 10.89 | 10.35 | 0.19 | 0.09 |
| T6624_01181_1..... | 23.2 | 0.7 | 24.2 | -1.0 | 90.3 | 10.89 | 10.35 | 0.19 | 0.09 |
| T6637_00126_1..... | 27.6 | 2.0 | 31.6 | -4.0 | 101.8 | 10.55 | 10.67 | 0.38 | 0.07 |
| T6637_00126_1..... | 26.8 | 0.8 | 31.7 | -4.8 | 101.8 | 10.55 | 10.67 | 0.38 | 0.07 |
| C1025107-255418..... | 317.1 | 1.7 | 315.2 | 1.9 | 116.4 | 11.58 | 11.54 | 0.54 | 0.09 |
| C1025107-255418..... | 317.2 | 1.0 | 315.2 | 2.0 | 116.4 | 11.58 | 11.54 | 0.54 | 0.09 |
| C1025310-260312*..... | 27.0 | 1.7 | -1.8 | 28.8 | 105.2 | 11.89 | 11.91 | 0.32 | 0.07 |
| C1025310-260312*..... | 1.3 | 2.1 | -1.8 | 3.1 | 105.2 | 11.89 | 11.91 | 0.32 | 0.07 |
| C1026269-255018..... | 18.6 | 2.6 | 15.6 | 3.0 | 65.3 | 11.82 | 11.88 | 0.30 | 0.08 |
| C1026269-255018..... | 16.5 | 1.8 | 15.6 | 0.9 | 65.3 | 11.82 | 11.88 | 0.30 | 0.08 |
| T6623_00942_1..... | 16.7 | 1.8 | 13.2 | 3.5 | 93.4 | 10.06 | 9.42 | 0.36 | 0.15 |
| T6623_00942_1..... | 13.9 | 0.9 | 13.2 | 0.7 | 93.4 | 10.06 | 9.42 | 0.36 | 0.15 |
| T6627_01266_1*..... | -3.0 | 2.6 | 36.2 | -39.2 | 78.9 | 10.87 | 10.26 | 0.17 | 0.11 |
| T9317_01217_1..... | 7.0 | 2.0 | 11.1 | -4.1 | 78.6 | 10.71 | 9.91 | 0.22 | 0.06 |
| T9459_00225_1..... | -6.0 | 1.1 | -7.2 | 1.2 | 103.4 | 10.66 | 10.16 | 0.27 | 0.06 |
| T9459_00391_1..... | 5.5 | 1.8 | 7.2 | -1.7 | 73.3 | 11.22 | 10.10 | 0.63 | 0.09 |

TABLE 9—Continued

| IDENTIFIER | RAVE | | 2.3 m RAD. VEL. (km s ⁻¹) | RAD. VEL. DIFF. (km s ⁻¹) | 2.3 m R-VALUE | V_T/I (mag) | I_{DENIS} (mag) | $J - H$ (mag) | $H - K$ (mag) |
|-----------------|------------------------------------|--|--|--|---------------|------------------|----------------------|------------------|------------------|
| | Rad. Vel. (km s ⁻¹) | Rad. Vel. Error (km s ⁻¹) | | | | | | | |
| T9459_00433_1* | -17.9 | 2.3 | -30.7 | 12.8 | 53.0 | 10.24 | 9.93 | 0.16 | 0.02 |
| T9459_00433_1* | -22.0 | 2.1 | -30.7 | 8.7 | 53.0 | 10.24 | 9.93 | 0.16 | 0.02 |
| T9459_01509_1 | 45.0 | 1.6 | 45.1 | -0.1 | 72.5 | 11.84 | 10.45 | 0.62 | 0.13 |
| T9462_00133_1 | -3.7 | 1.9 | -4.5 | 0.8 | 76.5 | 11.34 | 10.30 | 0.43 | 0.15 |
| T9462_01174_1 | -17.4 | 1.5 | -16.4 | -1.0 | 123.1 | 11.86 | 10.14 | 0.61 | 0.24 |
| T9463_00658_1 | 46.7 | 1.1 | 43.9 | 2.8 | 91.1 | 10.76 | ... | 0.30 | 0.10 |
| T9463_01298_1 | 35.6 | 1.9 | 36.3 | -0.7 | 75.6 | 11.42 | 10.50 | 0.37 | 0.05 |
| T9467_00768_1 | 71.8 | 1.6 | 74.5 | -2.7 | 111.4 | 11.57 | 9.79 | 0.71 | 0.21 |
| T9318_00046_1 | -0.5 | 1.3 | 1.1 | -1.6 | 81.3 | 11.80 | ... | 0.60 | 0.09 |
| T9318_00362_1 | 15.1 | 1.6 | 15.8 | -0.7 | 92.3 | 10.64 | ... | 0.17 | 0.09 |
| T9319_00355_1 | 2.0 | 1.7 | 3.5 | -1.5 | 96.9 | 10.74 | 9.63 | 0.47 | 0.12 |
| T9458_01749_1 | 38.2 | 1.0 | 38.3 | -0.1 | 117.1 | 11.52 | ... | 0.75 | 0.20 |
| T9458_02394_1 | 114.4 | 1.6 | 116.8 | -2.4 | 106.3 | 11.61 | 10.23 | 0.73 | 0.11 |
| T9459_00973_1 | 85.4 | 1.3 | 86.4 | -1.0 | 94.1 | 10.62 | 9.68 | 0.53 | 0.06 |
| T9459_01430_1 | -3.7 | 1.4 | -1.0 | -2.7 | 95.5 | 10.94 | 10.23 | 0.27 | 0.06 |
| T9459_01430_1 | -3.2 | 1.8 | -1.0 | -2.1 | 95.5 | 10.94 | 10.23 | 0.27 | 0.06 |
| T9459_01822_1 | 24.1 | 1.6 | 27.0 | -2.9 | 91.9 | 11.19 | 9.85 | 0.62 | 0.15 |
| T9460_00265_1 | -0.8 | 1.7 | 0.0 | -0.8 | 92.5 | 12.17 | 10.57 | 0.56 | 0.14 |
| T9460_00353_1 | -45.4 | 1.4 | -42.2 | -3.2 | 85.9 | 11.11 | 9.57 | 0.75 | 0.20 |
| T9462_00226_1 | -23.3 | 3.0 | -25.3 | 2.0 | 68.4 | 11.35 | 10.74 | 0.26 | 0.08 |
| T9462_02202_1 | 27.3 | 1.5 | 23.7 | 3.6 | 102.2 | 10.35 | 9.85 | 0.29 | 0.06 |
| T9463_01633_1 | 16.0 | 3.8 | 16.4 | -0.4 | 74.2 | 12.33 | 11.47 | 0.39 | 0.04 |
| T9464_00658_1 | 1.3 | 1.0 | -0.7 | 2.0 | 80.7 | 10.82 | 10.09 | 0.22 | 0.07 |
| T9464_00658_1 | 0.4 | 1.5 | -0.7 | 1.1 | 80.7 | 10.82 | 10.09 | 0.22 | 0.07 |
| T9464_00865_1 | 8.3 | 1.5 | 3.2 | 5.1 | 67.2 | 10.76 | 9.96 | 0.33 | 0.15 |
| T9467_00478_1 | 23.1 | 6.6 | 22.4 | 0.7 | 98.9 | 11.80 | 10.24 | 0.67 | 0.22 |
| T9317_01143_1 | 13.5 | 2.8 | 19.7 | -6.2 | 100.6 | 11.69 | 10.48 | 0.55 | 0.14 |
| T9317_01143_1 | 17.5 | 1.6 | 19.7 | -2.2 | 100.6 | 11.69 | 10.48 | 0.55 | 0.14 |
| T9458_00843_1 | 9.7 | 1.2 | 8.6 | 1.1 | 87.8 | 10.27 | 9.50 | 0.35 | 0.11 |
| T9458_00934_1 | -41.9 | 1.3 | -41.0 | -0.9 | 112.2 | 12.10 | 10.97 | 0.59 | 0.11 |
| T9460_01761_1 | 31.1 | 1.1 | 34.6 | -3.5 | 80.0 | 11.03 | 10.34 | 0.22 | 0.09 |
| T9462_01690_1 | 0.3 | 2.7 | 2.2 | -1.9 | 111.6 | 11.35 | 9.83 | 0.58 | 0.16 |
| T9317_00415_1 | 22.3 | 2.4 | 20.3 | 2.0 | 116.1 | 11.43 | 10.34 | 0.48 | 0.13 |
| T9458_02020_1 | 23.2 | 1.9 | 17.0 | 6.2 | 58.5 | 9.49 | 9.28 | -0.04 | 0.12 |
| T9460_00219_1 | 75.3 | 1.2 | 75.2 | 0.1 | 157.2 | 11.71 | 10.17 | 0.59 | 0.16 |
| T9462_01219_1* | 57.5 | 10.4 | 30.4 | 27.1 | 88.9 | 9.91 | 9.54 | 0.10 | 0.08 |
| T9464_00050_1 | 28.9 | 0.9 | 25.6 | 3.3 | 100.4 | 10.69 | 10.15 | 0.20 | 0.06 |
| C1519196-191359 | -407.3 | 2.3 | -409.0 | 1.7 | 76.8 | 11.32 | 12.12 | 0.66 | 0.14 |
| C1508217-085010 | -289.8 | 3.0 | -287.8 | -2.0 | 72.7 | 11.29 | 11.91 | 0.49 | 0.07 |
| C1536201-144228 | -329.2 | 2.8 | -330.4 | 1.2 | 46.4 | 11.82 | 12.42 | 0.49 | 0.16 |
| T7274_00734_1 | 407.9 | 1.5 | 407.8 | 0.1 | 108.2 | 10.06 | ... | 0.46 | 0.07 |
| C1905210-751503 | -153.1 | 3.6 | -148.9 | -4.2 | 79.6 | 11.69 | 12.00 | 0.64 | 0.14 |
| T8395_01513_1 | -296.3 | 2.0 | -295.2 | -1.1 | 140.4 | 11.30 | 9.99 | 0.51 | 0.05 |
| T6671_00389_1 | 0.7 | 2.0 | -5.0 | 5.7 | 79.0 | 10.80 | 10.14 | 0.26 | 0.10 |
| C1435432-164545 | -15.1 | 3.7 | -17.2 | 2.1 | 40.4 | 11.51 | 12.16 | 0.57 | 0.10 |
| C1254296-164722 | 71.7 | 2.2 | 74.3 | -2.6 | 44.0 | 10.82 | ... | 0.38 | 0.08 |
| C1532041-135910 | 44.2 | 1.4 | 36.8 | 7.4 | 43.5 | 11.81 | 12.09 | 0.45 | 0.09 |
| C2030129-660620 | 91.6 | 2.3 | 91.9 | -0.3 | 63.6 | 11.54 | 12.09 | 0.37 | 0.08 |
| T7270_00796_1 | 151.4 | 1.5 | 152.4 | -1.0 | 81.1 | 11.88 | ... | 0.44 | 0.08 |
| T7524_00065_1 | 353.2 | 1.2 | 353.8 | -0.6 | 130.1 | 11.37 | ... | 0.55 | 0.14 |
| T7535_00160_1 | 356.6 | 1.4 | 358.8 | -2.2 | 99.7 | 11.43 | 10.22 | 0.56 | 0.08 |
| T9527_00088_1 | -102.2 | 2.1 | -89.6 | -12.6 | 89.9 | 11.99 | 10.57 | 0.62 | 0.13 |
| C0314269-375257 | 69.3 | 1.8 | 72.9 | -3.6 | 83.8 | 11.97 | 12.38 | 0.48 | 0.13 |
| C2118490-174605 | -125.9 | 3.1 | -133.2 | 7.3 | 67.7 | 11.54 | 12.37 | 0.66 | 0.15 |
| C2234046-564051 | -12.0 | 2.0 | -15.2 | 3.2 | 77.8 | 11.88 | 12.05 | 0.51 | 0.12 |
| C2330284-410842 | 51.6 | 2.0 | 48.8 | 2.8 | 92.6 | 11.36 | 11.51 | 0.46 | 0.07 |
| T7006_01317_1 | 82.6 | 2.8 | 81.5 | 1.1 | 77.3 | 11.68 | ... | 0.39 | 0.03 |

NOTES.—This table lists the RAVE targets observed with the 2.3 m long-slit spectrograph at Siding Spring. RAVE measurements, as well as DENIS J magnitude, RV difference, and 2MASS colors, are also reported. Stars marked with asterisks are variable or binary objects and are discarded from the analysis. The estimated RV error for all 2.3 m data is 1.5 km s⁻¹.

TABLE 10
LIST OF RAVE TARGETS IN THE GENEVA-COPENHAGEN SURVEY

| IDENTIFIER | RAVE | | GENEVA | | RAD. VEL. DIFF. (km s ⁻¹) | V_T/I (mag) | I_{DENIS} (mag) | $J-H$ (mag) | $H-K$ (mag) |
|---------------------|------------------------------------|--|------------------------------------|--|--|------------------|-----------------------------|----------------|----------------|
| | Rad. Vel. (km s ⁻¹) | Rad. Vel. Error (km s ⁻¹) | Rad. Vel. (km s ⁻¹) | Rad. Vel. Error (km s ⁻¹) | | | | | |
| T8468_01019_1 | 8.7 | 1.3 | 8.2 | 0.3 | 0.5 | 9.95 | ... | 0.36 | 0.10 |
| T6053_00177_1 | 57.9 | 1.4 | 55.4 | 0.7 | 2.5 | 11.56 | 10.39 | 0.59 | 0.10 |
| HD 143885 | 1.7 | 1.3 | -0.3 | 0.2 | 2.0 | 7.66 | 8.82 | 0.24 | 0.07 |
| HD 146124 | 14.2 | 2.2 | 10.8 | 0.2 | 3.4 | 6.85 | ... | 0.31 | 0.14 |
| HD 153713 | -4.7 | 1.8 | -6.8 | 0.3 | 2.1 | 8.54 | 9.04 | 0.45 | 0.10 |
| HD 154550* | -7.3 | 1.7 | -7.4 | ... | 0.1 | 8.18 | 8.77 | 0.24 | 0.03 |
| HD 155221 | -49.3 | 1.4 | -49.7 | 0.2 | 0.4 | 7.80 | 9.17 | 0.31 | 0.11 |
| HD 155755 | -0.3 | 1.5 | -2.4 | 0.4 | 2.1 | 7.91 | ... | 0.23 | 0.07 |
| HD 156741* | -51.4 | 1.3 | -52.5 | 0.2 | 1.1 | 8.39 | 8.67 | 0.35 | 0.09 |
| HD 157316 | -1.9 | 1.9 | -1.3 | 0.9 | -0.6 | 6.26 | 8.80 | 0.19 | 0.05 |
| HD 157387 | 24.5 | 1.1 | 24.8 | 0.3 | -0.3 | 7.25 | 7.61 | 0.21 | 0.06 |
| HD 157887 | -20.7 | 1.2 | -20.7 | 0.2 | 0.0 | 7.67 | 8.44 | 0.29 | 0.08 |
| T8454_00006_1 | 7.8 | 1.5 | 4.3 | 0.2 | 3.5 | 10.18 | ... | 0.38 | 0.08 |

NOTES.—This table contains the Geneva-Copenhagen data together with RAVE measurements. DENIS and 2MASS photometry are reported for convenience. Objects flagged with asterisks are binary stars and are discarded from the analysis.

REFERENCES

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., & Steinmetz, M. 2006, *MNRAS*, 365, 747
 Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003, *ApJ*, 597, 21
 Belokurov, V., et al. 2006, *ApJ*, 642, L137
 Bessell, M. S. 1979, *PASP*, 91, 589
 ———. 1986, *PASP*, 98, 1303
 Blair, M., & Gilmore, G. 1982, *PASP*, 94, 742
 Bonnarel, F., et al. 2000, *A&AS*, 143, 33
 Brook, C., Gibson, B., Martel, H., & Kawata, D. 2005, *ApJ*, 630, 298
 Bullock, J. S., & Johnston, K. V. 2005, *ApJ*, 635, 931
 Colless, M., et al. 2001, *MNRAS*, 328, 1039
 Cutri, R. M., et al. 2003, *The 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources* (Pasadena: Caltech)
 Dehnen, W. 2000, *AJ*, 119, 800
 de Simone, R., Wu, X., & Tremaine, S. 2004, *MNRAS*, 350, 627
 Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *ApJ*, 136, 748
 Famaey, B., Jorissen, A., Luri, X., Mayor, M., Udry, S., Dejonghe, H., & Turon, C. 2005, *A&A*, 430, 165
 Fiorucci, M., et al. 2005, *BAAS*, 37, 1367
 Freeman, K. C., & Bland-Hawthorn, J. 2002, *ARA&A*, 40, 487
 Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Jones, J. B. 1995, *AJ*, 109, 1095
 Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Norris, J. E. 2002, *ApJ*, 574, L39
 Governato, F., et al., 2004, *ApJ*, 607, 688
 Hambly, N. C., Irwin, M. J., & McGillivray, H. T. 2001a, *MNRAS*, 326, 1295
 Hambly, N. C., et al. 2001b, *MNRAS*, 326, 1279
 Helmi, A., Navarro, J. F., Nordström, B., Holmberg, J., Abadi, M. G., & Steinmetz, M. 2006, *MNRAS*, 365, 1309
 Høg, E., et al. 2000, *A&A*, 355, L27
 Ibata, R. A., Gilmore, G., & Irwin, M. J. 1994, *Nature*, 370, 194
 Ibata, R., Irwin, M., Lewis, G., Ferguson, A. M. N., & Tanvir, N. 2001, *Nature*, 412, 49
 Jones, D. H., et al. 2004, *MNRAS*, 355, 747
 Katz, D., et al. 2004, *MNRAS*, 354, 1223
 Kuijken, K., & Gilmore, G. 1989a, *MNRAS*, 239, 571
 ———. 1989b, *MNRAS*, 239, 605
 ———. 1989c, *MNRAS*, 239, 651
 Kurtz, M. J., Mink, D. J., Wyatt, W. F., Fabricant, D. G., Torres, G., Kriss, G. A., & Tonry, J. L. 1992, in *ASP Conf. Ser. 25, XCSAO: A Radial Velocity Package for the IRAF Environment*, ed. D. M. Worrall, C. Biemesderfer, & J. Barnes (San Francisco: ASP), 432
 Lewis, I. J., et al. 2002, *MNRAS*, 333, 279
 Meza, A., Navarro, J. F., Abadi, M. G., & Steinmetz, M. 2005, *MNRAS*, 359, 93
 Miszalski, B. 2006, *MNRAS*, submitted
 Morrison, J. E., Röser, S., McLean, B., Bucciarelli, B., & Lasker, B. 2001, *AJ*, 121, 1752
 Munari, U., ed. 2003, *ASP Conf. Ser. 298, Gaia Spectroscopy: Science and Technology* (San Francisco: ASP)
 Munari, U., Agnolin, P., & Tomasella, A. 2001, *Baltic Astron.*, 10, 613
 Munari, U., Sordo, R., Castelli, F., & Zwitter, T. 2005, *A&A*, 442, 1127
 Navarro, J. F., Helmi, A., & Freeman, K. C. 2004, *ApJ*, 601, L43
 Newberg, H. J., et al. 2003, *BAAS*, 35, 1385
 Nordström, B., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
 Ochsenbein, F., Bauer, P., & Marcout, J. 2000, *A&AS*, 143, 23
 Parker, Q. A., & Watson, F. G. 1990, *A&AS*, 84, 455
 Perryman, M. A. C., et al. 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues* (ESA SP-1200; Noordwijk: ESA)
 Piquard, S., Halbwachs, J.-L., Fabricius, C., Geckeler, R., Soubiran, C., & Wicencec, A. 2001, *A&A*, 373, 576
 Quillen, A. C., & Minchev, I. 2005, *AJ*, 130, 576
 Robertson, B., Bullock, J. S., Font, A. S., Johnston, K. V., & Hernquist, L. 2005, *ApJ*, 632, 872
 Rodgers, A. W., Conroy, P., & Bloxham, G. 1988, *PASP*, 100, 626
 Röser, S. 1996, in *IAU Symp. 172, Dynamics, Ephemerides, and Astrometry of the Solar System*, ed. S. Ferraz-Mello, B. Morando, & J.-E. Arlot (Dordrecht: Kluwer), 481
 Röser, S., & Høg, E. 1993, in *TYCHO Reference Catalogue*, ed. A. G. D. Philip, B. Hauck, & A. R. Uppgren (Schenectady: Davis), 137
 Seabroke, G. M. 1879, *MNRAS*, 39, 450
 ———. 1887, *MNRAS*, 47, 93
 ———. 1889, *MNRAS*, 50, 72
 Sommer-Larsen, J., Gotz, M., & Portinari, L. 2003, *ApJ*, 596, 47
 Steinmetz, M., & Navarro, J. F. 2002, *NewA*, 7, 155
 Tolstoy, E., Venn, K. A., Shetrone, M., Primas, F., Hill, V., Kaufer, A., & Szeifert, T. 2003, *AJ*, 125, 707
 Tonry, J., & Davis, M. 1979, *AJ*, 84, 1511
 Unavane, M., Wyse, R. F. G., & Gilmore, G. 1996, *MNRAS*, 278, 727
 Vogel, H. C. 1873, *Astron. Nachr.*, 82, 291
 Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H. J., & Schwartz, D. E. 1992, *ApJS*, 83, 111
 Watson, F. G., Parker, Q. A., Bogatu, G., Farrell, T. J., Hingley, B. E., & Miziarski, S. 2000, *Proc. SPIE*, 4008, 123
 Wilkinson, M., et al. 2005, *MNRAS*, 359, 1306
 Wyse, R. F. G., & Gilmore, G. 1992, *MNRAS*, 257, 1
 ———. 1995, *AJ*, 110, 2771
 ———. 2006, in *ASP Conf. Proc., Resolved Stellar Populations*, ed. D. Valls-Gabaud & M. Chavez, in press (astro-ph/0510025)
 Yanny, B., et al. 2003, *ApJ*, 588, 824
 Zacharias, N., Urban, S. E., Zacharias, M. I., Wycoff, G. L., Hall, D. M., Monet, D. G., & Rafferty, T. J. 2004, *AJ*, 127, 3043
 Zwitter, T. 2002, *A&A*, 386, 748
 Zwitter, T., Castelli, F., & Munari, U. 2004, *A&A*, 417, 1055
 Zwitter, T., & Munari, U. 2004, *Rev. Mex. AA Ser. Conf.*, 21, 251



Annexe B

Article
« Galactic kinematics with RAVE
data »

Galactic kinematics with RAVE data

I. The distribution of stars towards the Galactic poles

L. Veltz^{1,2}, O. Bienaymé¹, K. C. Freeman², J. Binney³, J. Bland-Hawthorn⁴, B. K. Gibson⁵, G. Gilmore⁶, E. K. Grebel⁷, A. Helmi⁸, U. Munari⁹, J. F. Navarro¹⁰, Q. A. Parker^{4,11}, G. M. Seabroke⁶, A. Siebert¹², M. Steinmetz¹², F. G. Watson⁴, M. Williams², R. F. G. Wyse¹³, and T. Zwitter¹⁴

(Affiliations can be found after the references)

Received October 15, 2007

ABSTRACT

We analyze the distribution of G and K type stars towards the Galactic poles using RAVE and ELODIE radial velocities, 2MASS photometric star counts, and UCAC2 proper motions. The combination of photometric and 3D kinematic data allows us to disentangle and describe the vertical distribution of dwarfs, sub-giants and giants and their kinematics.

We identify discontinuities within the kinematics and magnitude counts that separate thin disk, thick disk and a hotter component. The respective scale heights of thin disk and thick disk are 225 ± 10 pc and 1048 ± 36 pc. We also constrain the luminosity function and the kinematic distribution function. The existence of a kinematic gap between the thin and thick disks is incompatible with the thick disk having formed from the thin disk by a continuous process, such as scattering of stars by spiral arms or molecular clouds. Other mechanisms of formation of the thick disk as 'created on the spot' or smoothly 'accreted' remain compatible with our findings.

Key words. Stars: kinematics – Galaxy: disk – Galaxy: fundamental parameters – Galaxy: kinematics and dynamics – Galaxy: structure –

1. Introduction

It is now widely accepted that the stellar density distribution perpendicular to the Galactic disk traces at least two stellar components, the thin and the thick disks. The change of slope at ~ 700 pc (Cabrera-Lavers et al. 2005) or ~ 1500 pc (Gilmore & Reid 1983) above the Galactic plane of the logarithm of the vertical density distributions is usually explained as the signature of a transition between these two distinct components: the thin and the thick disks. The thick disk is an intermediate stellar population between the thin disk and the stellar halo, and was initially defined with the other stellar populations by combining spatial, kinematic and abundance properties (see a summary of the Vatican conference of 1957 by Blaauw 1995 and Gilmore & Wyse 1989). Its properties are described in a long series of publications with often diverging characteristics (see the analysis by Gilmore 1985, Ojha 2001, Robin et al. 2003 and also by Cabrera-Lavers et al. 2005, that give an overview of recent improvements). Majewski (1993) compared a nearly exhaustive list of scenarios that describe many possible formation mechanisms for the thick disk.

In this paper, we attempt to give a definitive answer to the simple but still open questions: are the thin and thick disks really two distinct components? Is there any continuous tran-

sition between them? These questions were not fully settled by analysis of star counts by Gilmore & Reid (1983) and later workers. Other important signatures of the thick disk followed from kinematics: the age–velocity dispersion relation and also the metallicity–velocity dispersion relation. However the identification of a thin–thick discontinuity depends on the authors, due to the serious difficulty of assigning accurate ages to stars (see Edvardsson et al. 1993 and Nordström et al. 2004). More recently it was found that the $[a/Fe]$ versus $[Fe/H]$ distribution is related to the kinematics (Fuhrmann 1998; Feltzing et al. 2003; Soubiran & Girard 2005; Brewer & Carney 2006; Reddy et al. 2006) and provides an effective way to separate stars from the thin and thick disk components. Ages and abundances are important to describe the various disk components and to depict the mechanisms of their formation. A further complication comes from the recent indications of the presence of at least two thick disk components with different density distributions, kinematics and abundances (Gilmore et al. 2002; Soubiran et al. 2003; Wyse et al. 2006).

Many of the recent works favor the presently prevailing scenarios of thick disk formation by the accretion of small satellites, puffing up the early stellar Galactic disk or tidally disrupting the stellar disk (see for example Steinmetz & Navarro 2002; Abadi et al. 2003; Brook et al. 2004). We note however that chemodynamical models of secular Galactic formation in-

Send offprint requests to: veltz@astro.u-strasbg.fr

cluding extended ingredients of stellar formation and gas dynamics can also explain the formation of a thick disk distinct from the thin disk (Samland & Gerhard 2003; Samland 2004).

In this paper, we use the recent RAVE observations of stellar radial velocities, combined with star counts and proper motions, to recover and model the full 3D distributions of kinematics and density for nearby stellar populations. In a forthcoming study, metallicities measured from RAVE observations will be included to describe the galactic stellar populations and their history. The description of data is given in Sect. 2, the model in Sect. 3, and the interpretation and results in Sect. 4. Among these results, we identify discontinuities visible both within the density distributions and within the kinematic distributions. They allow to define more precisely the transition between the thin and thick stellar Galactic disks.

2. Observational data

Three types of data are used to constrain our Galactic model for the stellar kinematics and star counts (the model description is given in Sect. 3): the Two-Micron All-Sky Survey (2MASS PSC; Cutri et al. 2003) magnitudes, the RAVE (Steinmetz et al. 2006) and ELODIE radial velocities, and the UCAC2 (Zacharias et al. 2004) proper motions. Each sample of stars is selected independently of the other with its own magnitude limit and coverage area on the sky due to the different sources (catalogue) characteristics.

(1) We select 22 050 2MASS stars within a 8-degree radius from the South and North Galactic Poles, with m_K magnitudes between 5-15.4. Star count histograms for both Galactic pole directions are used to constrain the Galactic model.

(2) We select 105 170 UCAC2 stars within a radius of 16 degrees towards the Galactic poles, with m_K 2MASS magnitudes between 6-14. We adjust the model to fit histograms of the μ_U and μ_V proper motion marginal distributions; the histograms combine stars in 1.0 magnitude intervals for $m_K=6$ to 9 and 0.2 magnitude intervals for $m_K=9$ to 14.

(3) We select 543 RAVE stars (with m_K 2MASS magnitudes from 8.5 to 11.5) within a radius of 15 degrees from the SGP. We group them in three histograms according to m_K magnitudes. We complete this radial velocity sample with 392 other similar stars: TYCHO-II stars selected towards the NGP within an area of 720 square degrees, with B-V colors between 0.9-1.1. Their magnitudes are brighter than $m_K=8.5$, they were observed with the ELODIE spectrograph and were initially used to probe the vertical Galactic potential (Bienaymé et al. 2006). All these radial velocity samples play a key role to constrain the vertical velocity distributions of stars and the shape of the velocity ellipsoid.

2.1. Data selection

In this paper, we restrict our analysis to stars towards the Galactic poles with J-K colors between 0.5-0.7 (see fig.1). It allows us to recover some Galactic properties, avoiding the coupling with other Galactic parameters that is needed with other Galactic directions (density and kinematic scale lengths, Oort's constants, R_0 , V_0 ...).

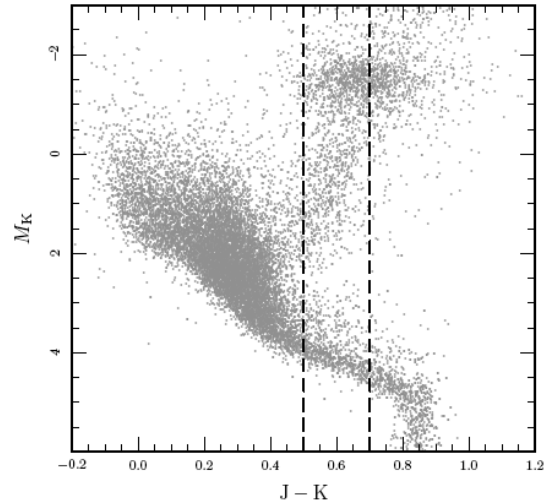


Fig. 1. $M_K/J - K$ HR Diagram from Hipparcos stars with $\sigma_\pi/\pi \leq 0.1$ cross-matched with the 2MASS catalogue. Vertical dashed lines represent our color selection $J-K=[0.5-0.7]$

The selected $J-K=[0.5-0.7]$ color interval corresponds to K3-K7 dwarfs and G3-K1 giants (Koomneef 1983; Ducati et al. 2001). They may be G or K giants within the red clump region (the part of the HR diagram populated by high metallicity He-burning core stars). The absolute magnitudes of red clump stars are well defined: nearby HIPPARCOS clump stars have a mean absolute magnitude $M_K = -1.61$ with a dispersion of ~ 0.22 (Alves 2000, see Cannon 1970 for a first proposition to use clump stars as distance indicator, see also Salaris & Girardi 2002; Girardi et al. 1998 and other references in Cabrera-Lavers et al. 2005). This mean absolute magnitude does not vary significantly with $[Fe/H]$ in the abundance range $[-0.6, 0]$ (Alves 2000). Studying nearby stars in 13 open clusters and 2 globular clusters, Grocholski & Sarajedini 2002 find that the mean absolute magnitude of clump stars is not dependent on metallicity when the $[Fe/H]$ abundance remains within the interval $[-0.5, 0.1]$. Sarajedini 2004 finds that, at metallicity $[Fe/H]=-0.76$, the mean absolute magnitude of red clump stars drops to $M_K = -1.28$, a shift of 0.33 mag. Most of the giants with metallicity $[Fe/H]$ lower than -0.8 dex are excluded by our color selection from our sample. Due to this, we did not model the giants of the metal-weak thick disk, first identified by Norris 1985 (see also, Morrison, Flynn & Freeman 1990). This component of the thick disk is minor. Although, Chiba & Beers 2000 find that $\sim 30\%$ of the stars with $-1 > [Fe/H] > -1.7$ are thick disk stars, stars with $[Fe/H] < -1$ represent only 1 per cent of the local thick disk stars (Martin & Morrison 1998).

K dwarfs within the $J-K=[0.5-0.7]$ color interval also have well defined absolute magnitudes that depend slightly on metallicity and color. We determine their mean absolute magnitude, $M_K=4.15$, from nearby HIPPARCOS stars using color magnitude data provided by Reid (see <http://www-int.stsci.edu/~inr/cmd.html>). From Padova isochrones (Girardi et al. 2002), we find that the absolute magnitude varies by 0.4 magnitudes when $J-K$ changes from 0.5 to 0.7. A change of metallicity of $\Delta[Fe/H]=0.6$ also changes the magnitude by

about 0.3, in qualitative agreement with observed properties of K dwarfs (Reid 1998, Kotoneva et al 2002). Thus, we estimate that the dispersion of absolute magnitude of dwarfs in our Galactic pole sample is $\sim 0.2-0.4$.

Another important motivation for selecting the $J-K=[0.5-0.7]$ color interval is the absolute magnitude step of 6 magnitudes between dwarfs and giants. This step is the reason why the magnitude distributions for these two kinds of stars are very different towards the Galactic poles. Most stars with $m_K < 8$ are giants, and most dwarfs have $m_K > 12$. Finally we mention a convenient property of the Galactic pole directions: there, the kinematic data are simply related to the cardinal velocities relative to the LSR. UCAC2 proper motions are nearly parallel to the U and V velocities, and RAVE radial velocities are close to the vertical W velocity component.

2.2. How accurate are the available data?

The star magnitudes are taken from the 2MASS survey which is presently the most accurate photometric all sky survey for probing the Galactic stellar populations. The errors in the J and K photometry are small in the range of analyzed colors ($J-K = [0.5 - 0.7]$) and magnitudes ($m_K = [5 - 15.4]$) and do not introduce bias in our analysis.

The mean photometric accuracy ranges from 0.02 in K and J at magnitudes $m_K=5.0$, to 0.15 in K and 0.08 in J at magnitudes $m_K=15.4$. The error in $J-K$ is not small considering the size ($\Delta(J-K) = 0.2$) of the analyzed $J-K$ interval, 0.5 to 0.7. We do not expect, however, that it biases substantially our analysis. For m_K brighter than 10, the peak of giants is clearly identified in the $J-K$ distribution within the $J-K = [0.5-0.7]$ interval (see Fig.2 or Figure 6 from Cabrera-Lavers et al., 2005). This peak vanishes only beyond $m_K=11$. At fainter K magnitudes, the dwarfs dominate and the $J-K$ histogram of colors has a constant slope. This implies that the error on color at faint magnitudes does not affect the counts, to first order.

We find from the shape of the count histograms that, in the direction of the Galactic Pole and with our color selection $J-K = [0.5-0.7]$ the limit of completeness is $m_K \sim 15.5-15.6$. Moreover, the contamination by galaxies must be low within the 2MASS PSC. It is also unlikely that compact or unresolved galaxies are present: according to recent deep J and K photometric counts (see Figure 15 of Iovino et al. 2005), with our color selection, galaxies contribute only beyond $m_K \sim 16$. We conclude that we have a complete sample of stars for magnitudes from 5.0 to 15.4 in K, towards the Galactic poles. On the contrary, the UCAC2 and RAVE catalogues are not complete. That is why, we have scaled our model with incompleteness factors. These coefficients are the number of stars in each interval of magnitude of the proper motions and radial velocities histograms divided by the number of stars for the same interval of magnitude in the 2MASS catalogue.

Towards the North Galactic Pole (NGP), the error on the UCAC2 proper motions used in our analysis varies from 1 mas yr^{-1} for the brightest stars to 6 mas yr^{-1} at $m_K=14$. Towards the South Galactic Pole (SGP), the error distribution looks similar, with the exception of a small fraction of stars

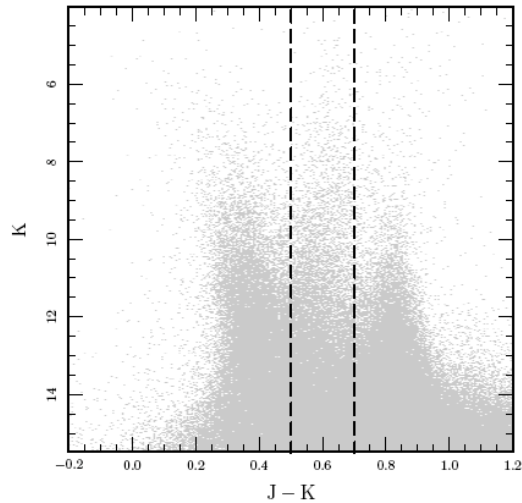


Fig. 2. K / J-K Color Magnitude Diagram obtained with 2MASS stars within a 8 degrees radius around the North Galactic pole. Dashed lines represent the limit of our color selection: $J - K = [0.5, 0.7]$.

with m_K from 11 to 14 having errors around 8 or 13 mas yr^{-1} . The only noticeable differences between the histograms at the NGP and SGP are that the peak of the proper motion distribution is slightly more flattened at the SGP, for magnitudes $m_K > 13$ (see fig. 6). This difference is related to the different error distributions towards the NGP and SGP.

The analyzed stars are located at distances from 200 pc to 1 kpc for dwarfs and to 1.5 kpc for giants. A 2 mas yr^{-1} error represents 10 km s^{-1} at 1 kpc, and 6 mas yr^{-1} , an error of 30 km s^{-1} . This can be compared to the σ_U values for the isothermal components, for instance $\sim 60 \text{ km s}^{-1}$ for the thick disk that is the dominant stellar population 1.5 kpc from the plane. Adding quadratically the error to the velocity dispersion would modify a real proper motion dispersion of 60 km s^{-1} to an apparent dispersion of 67 km s^{-1} . The apparent dispersion would be only 60.8 km s^{-1} if the stars have a 2 mas yr^{-1} accuracy. Therefore, we overestimate the σ_U dispersion of the thick disk by 5 to 10 percent. This effect is lower for the thin disk components (the stars are closer and their apparent proper motion distributions are broader). We have not yet included the effect of proper motion errors within our model. This error has just an impact on the determination on the velocity dispersions σ_U and σ_V and on the ellipsoid axis ratio σ_U/σ_W of each stellar disk component. But, it does not change the determination of vertical velocity dispersions σ_W which are mainly constrained by the magnitude star count and the radial velocities. It has no consequences on our kinematic decomposition of the Galactic disk.

The accuracy of proper motions can also be gauged from the stability of the peaks of proper motion distributions: comparing 112 μ_U and μ_V histograms for different magnitude intervals, we find no fluctuations larger than $3-5 \text{ mas yr}^{-1}$.

A more complete test is performed by comparing the UCAC2 proper motions (with our $J-K$ color selection) to the

recent PM2000 catalogue (Ducourant et al. 2006) in an area of 8×16 degrees around $\alpha_{2000}=12\text{h}50\text{m}$, $\delta_{2000} = 14$ deg close to the NGP. PM2000 proper motions are more accurate, with errors from 1 to 4 mas yr^{-1} . The mean differences between proper motions from both catalogues versus magnitudes and equatorial coordinates do not show significant shifts, just fluctuations of the order of $\sim 0.2 \text{ mas yr}^{-1}$. We also find that the dispersions of proper motion differences are $\sim 2 \text{ mas yr}^{-1}$ for $m_K < 10$, 4 mas yr^{-1} with $m_K=10-13$, and 6 mas yr^{-1} with $m_K=13-14$. These dispersions are dominated by the UCAC2 errors.

From the internal and external error analysis, RAVE radial velocities show a mean accuracy of 2.3 km s^{-1} (Steinmetz et al. 2006). Radial velocities of stars observed with the ELODIE échelle spectrograph are an order of magnitude more accurate. These errors have no impact on the determination of the vertical velocity dispersion of stellar components that ranges from 10 to 50 km s^{-1} , but the reduced size of our radial velocity samples towards the poles (about 1000 stars) limits the accuracy achieved in modeling the vertical velocity dispersions.

3. Model of the stellar Galactic disks

The basic ingredients of our Galactic model are taken from traditional works on star count and kinematic modeling, for instance see Pritchett (1983); Bahcall (1984); Robin & Crézé (1986). It is also similar to the recent developments by Girardi et al. (2005) or by Vallenari et al. (2006).

The kinematic modeling is entirely taken from Ratnatunga et al. (1989) and is also similar to Gould's (2003) analysis. Both propose closed-form expressions for velocity projections; the dynamical consistency is similar to Bienaymé et al. (1987) and Robin et al. (2003, 2004).

Our analysis, limited to the Galactic poles, is based on a set of 20 stellar disk components. The distribution function of each component or stellar disk is built from three elementary functions describing the vertical density ρ_i (dynamically self consistent with the vertical gravitational potential), the kinematic distribution f_i (3D-gaussians) and the luminosity function ϕ_{ik} .

We define $\mathcal{N}(z, V_R, V_\phi, V_z; M)$ to be the density of stars in the Galactic position-velocity-(absolute magnitude) space

$$\mathcal{N} = \sum_{ik} \rho_i(z) f_i(V_R, V_\phi, V_z) \phi_{ik}(M)$$

the index i differentiates the stellar disk components, the index k , the absolute magnitudes used to model the luminosity function.

From this model, we apply the generalized equation of stellar statistics:

$$A(m, \mu_l, \mu_b, V_r) = \int \mathcal{N}(z, V_R, V_\phi, V_z; M) z^2 \omega dz$$

to determine the $A(m)$ apparent magnitude star count equation as well as the marginal distributions of both components μ_l and μ_b of proper motions and the distributions of radial velocities for any direction and apparent magnitudes. For the Galactic poles, we define μ_U and μ_V as the proper motion components parallel to the cardinal directions of U and V velocities. For a more general inverse method of the equation of the stellar statistic, see Pichon et al. (2002).

3.1. The vertical density

Each stellar disk is modeled with an isothermal velocity distribution, assuming that the vertical density distribution (normalized at $z=0$) is given by the relation:

$$\rho_i(z) = \exp\left(-\Phi(z)/\sigma_{z,i}^2\right) \quad (1)$$

where $\Phi(z)$ is the vertical gravitational potential at the solar Galactic position and $\sigma_{z,i}$ is the vertical velocity dispersion of the considered stellar component number i . The Sun's position z_\odot above the Galactic plane is also used as a model parameter. Such expressions were introduced by Oort (1922), assuming the stationarity of the density distributions. They ensure the consistency between the vertical velocity and density distributions. For the vertical gravitational potential we use the recent determination obtained by Bienaymé et al. (2006) based on the analysis of HIPPARCOS and TYCHO-II red clump giants. The vertical potential is defined at the solar position by:

$$\Phi(z) = 4\pi G \left(\Sigma_0 \left(\sqrt{z^2 + D^2} - D \right) + \rho_{\text{eff}} z^2 \right)$$

with $\Sigma_0 = 48 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$, $D = 800 \text{ pc}$ and $\rho_{\text{eff}} = 0.07 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$.

It is quite similar to the potential determined by Kuijken & Gilmore (1989) and Holmberg & Flynn (2004).

3.2. The kinematic distributions

The kinematical model is given by shifted 3D gaussian velocity ellipsoids. The three components of mean streaming motion ($\langle U \rangle$, $\langle V \rangle$, $\langle W \rangle$) and velocity dispersions (σ_{RR} , $\sigma_{\phi\phi}$, σ_{zz}), referred to the cardinal directions of the Galactic coordinate frame, provide a set of six kinematic quantities. The mean stream motion is relative to the local standard of rest (LSR). The Sun's velocity U_\odot and W_\odot are model parameters. We define the $\langle V \rangle$ stream motion as: $\langle V \rangle = -V_\odot - V_{\text{lag}}$. We adopt an asymmetric drift proportional to the square of σ_{RR} : $V_{\text{lag}} = \sigma_{RR}^2/k_a$, where the coefficient k_a is also a model parameter. We assume null stream motions for the other velocity components, thus $\langle U \rangle = -U_\odot$ and $\langle W \rangle = -W_\odot$.

For simplicity, we have assumed that the $\sigma_{RR}/\sigma_{\phi\phi}$ ratio is the same for all the components. It is well known that the assumptions of a constant $\sigma_{RR}/\sigma_{\phi\phi}$ ratio, of a linear asymmetric drift and of 2D gaussian U and V velocity distributions hold only for cold stellar populations (see for instance Bienaymé & Séchaud 1997). These simple assumptions allow a direct comparison with similar studies. It allows also an exact integration of count equations along the line of sight. Thus the convergence of parameters for any single model is achieved in a reasonable amount of time (one week). The model includes 20 isothermal components with $\sigma_{z,z}$ from 3.5 to 70 km s^{-1} . We choose a step of 3.5 km s^{-1} which we think is sufficient to give a realistic kinematic decomposition and permit calculation in a reasonable time. The two first components $\sigma_{z,z} = 3.5$ and 7 km s^{-1} were suppressed since they do not contribute significantly to counts for $m_K > 6$ and are not constrained by our adjustments. The model includes isothermal components up to 70 km s^{-1} to properly fit the star counts at the faintest apparent magnitudes $m_K=15.4$. That is why, components with $\sigma_{z,z} = 63$ and

66.5 km s⁻¹ are necessary. But, we constrain our model with the proper motions only up to magnitude 14 in K and with radial velocity in a small range of magnitudes $m_K=[5.5-11.5]$.

The velocity ellipsoids are inclined along the Galactic meridian plane. The main axis of velocity ellipsoids are set parallel to con-focal hyperboloids as in Stäckel potentials. We set the focus at $z_{0,p}=6$ kpc on the main axis, that gives realistic orientations (see Bienaymé 1999). The non-zero inclination implies that the vertical density distributions of each isothermal components are not fully dynamically consistent with the potential. Since the z -distances are below 1.5 kpc for the majority of stars with kinematic data, and since the main topic of this paper is not the determination of the Galactic potential, we do not develop a more consistent dynamical model.

3.3. The luminosity functions

The luminosity function of each stellar disk component is modeled with n different kinds of stars according to their absolute magnitude:

$$\phi_i(M) = \sum_{k=1,n} \phi_{ik}(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_M} \sum_{k=1,n} c_{ik} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{M-M_k}{\sigma_M}\right)^2}$$

where c_{ik} is the density for each type of star (index k) of each stellar disk component (index i).

Four types of stars are sufficient to correctly model the local luminosity function (see Fig. 3). More details on the way that we have determined it is given in section 4.4. Stars with a mean absolute magnitude $M_K = -1.61$ stand for the red clump giants ($k = 1$) that we will call 'giants', with $M_K = -0.89$ and $M_K = -0.17$ for first ascent giants that we will call 'sub-giants' ($k = 2-3$) and $M_K=4.15$ dwarfs ($k = 4$) (see fig. 1). We adopt $\sigma_M = 0.25$, justified by the narrow range of absolute magnitudes both for red clump giants and for dwarfs on the luminosity function.

The 4×20 coefficients c_{ik} are parameters of the model. In order to obtain a realistic luminosity function, we have added constraints to the minimization procedure. For each kinematic component i , we impose conditions on the proportion of dwarfs, giants and sub-giants following the local luminosity function. We have modeled our determination of the local luminosity function of nearby stars (see Fig. 3). We obtained:

- a ratio of the density of dwarfs ($k=4$) to the density of giants ($k=1$) of 12.0, so we impose: $\frac{c_{4i}}{c_{1i}} > 10$
- a ratio of the density of giants ($k=1$) to the density of sub-giants($k=2$) of 2.3, so we impose: $\frac{c_{1i}}{c_{2i}} > 2$
- and the density of sub-giants ($k=2$) is greater than the density of sub-giants ($k=3$), so we impose: $c_{2i} > c_{3i}$.

If we do not include these constraints, the various components are populated either only with dwarfs or only with giants.

4. Results and discussion

The 181 free model parameters are adjusted through simulations. Each simulation is compared to histograms of counts, proper motions and radial velocities (see Sect. 2 for the description of data histograms and see Figures 4, 5, 6, 7, 8) for the

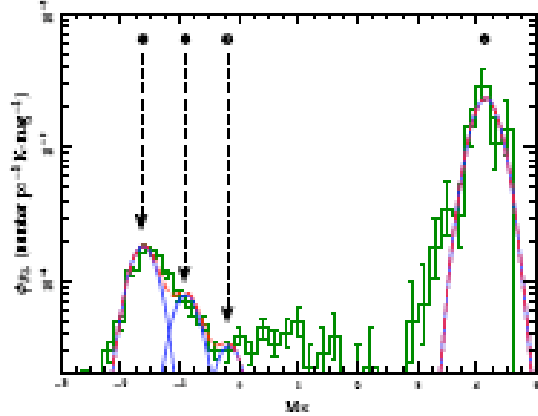


Fig. 3. Local luminosity function: The histogram is our determination of the local luminosity function for nearby stars with error bars. The red (or dark grey) dashed line is a fit of the luminosity function with four Gaussians (blue or light grey line) corresponding to the dwarfs, the giants and the two types of sub-giants.

comparison of the best fit model with data. The adjustment is done by minimizing a χ^2 function using the MINUIT software (James 2004). Equal weight is given to each of the four types of data (μ_N proper motions, μ_V proper motions, and radial velocities). This gives relatively more weight to the radial velocity data whose contribution in number is two orders of magnitude smaller than for the photometry and proper motions.

By adjusting our Galactic model, we derive the respective contributions of dwarfs and giants, and of thin and thick disks. One noticeable result is the kinematic gap between the thin and thick disk components of our Galaxy. This discontinuity must be the consequence of some specific process of formation for these Galactic components.

Fitting a multi-parameter model to a large data-set raises the question of the uniqueness of the best fit model, and the robustness of our solution and conclusions. For this purpose, we have explored the strength of the best Galactic model, by fitting various subsets of data, by modifying various model parameters and adjusting the others. This is a simple, but we expect efficient, way to understand the impact of parameter correlations and to see what is really constrained by model or by data. A summary of the main outcomes is given below.

From these explorations, we choose to fix or bound some important Galactic model parameters which would otherwise be poorly constrained: i) we fix the vertical Galactic potential (adjusting the K_z force does not give more accurate results than for instance in Bienaymé et al., 2006, since we only increase by a factor 2 the number of stars with measured radial velocities), ii) the asymmetric drifts of all kinematic components are linked through a unique linear asymmetric drift relation with just one free parameter; the solar velocity component V_\odot is also fixed, iii) the axis ratio of the velocity ellipsoids is bounded; for thin disk components ($\sigma_W \leq 25$ km s⁻¹) we set $\sigma_U/\sigma_W > 1.5$, for thick disks ($\sigma_W > 30$ km s⁻¹, $\sigma_U/\sigma_W > 1.1$).

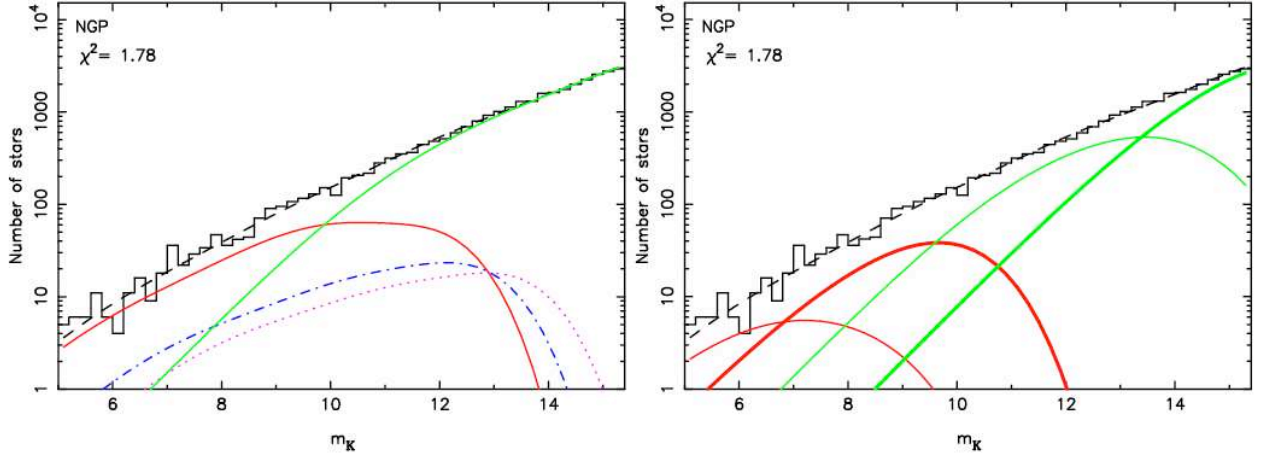


Fig. 4. Magnitude count histogram towards the North Galactic Pole. Left: model prediction (dashed line) is split according to star types: giants (red or black line), sub-giants (dot-dashed and dotted) and dwarfs (green or grey line). The right figure highlights the contributions of thin and thick disks (respectively thin and thick lines), for dwarfs (green or grey) and giants (red or black).

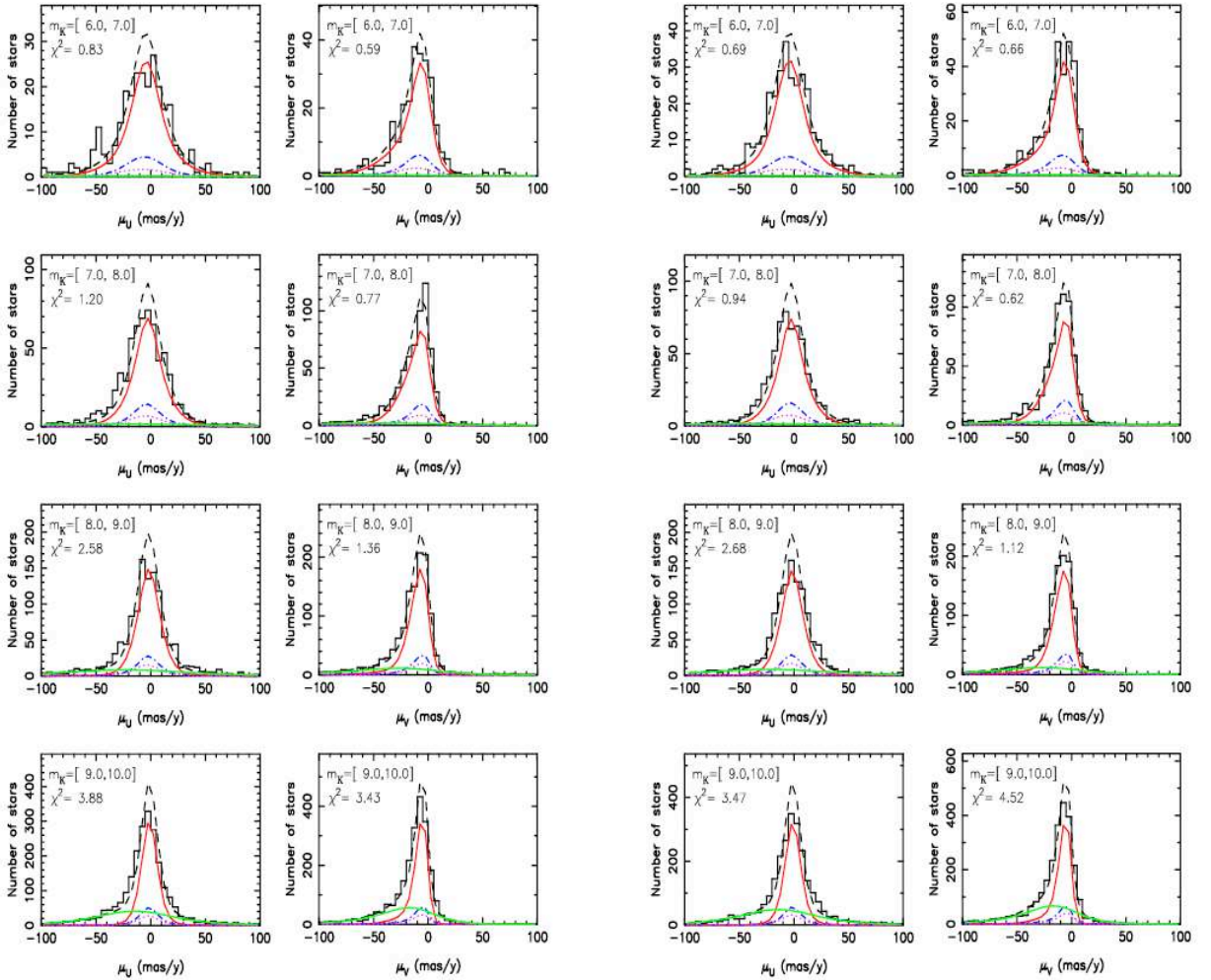


Fig. 5. μ_U and μ_V histograms towards the North Galactic Pole (right) and the South Galactic Pole (left) for magnitudes 6 to 10: model (dashed line) and contributions from the different types of stars: giants (red or dark thin lines), sub-giants (dot-dashed and dotted lines) and dwarfs (green or grey thick lines).

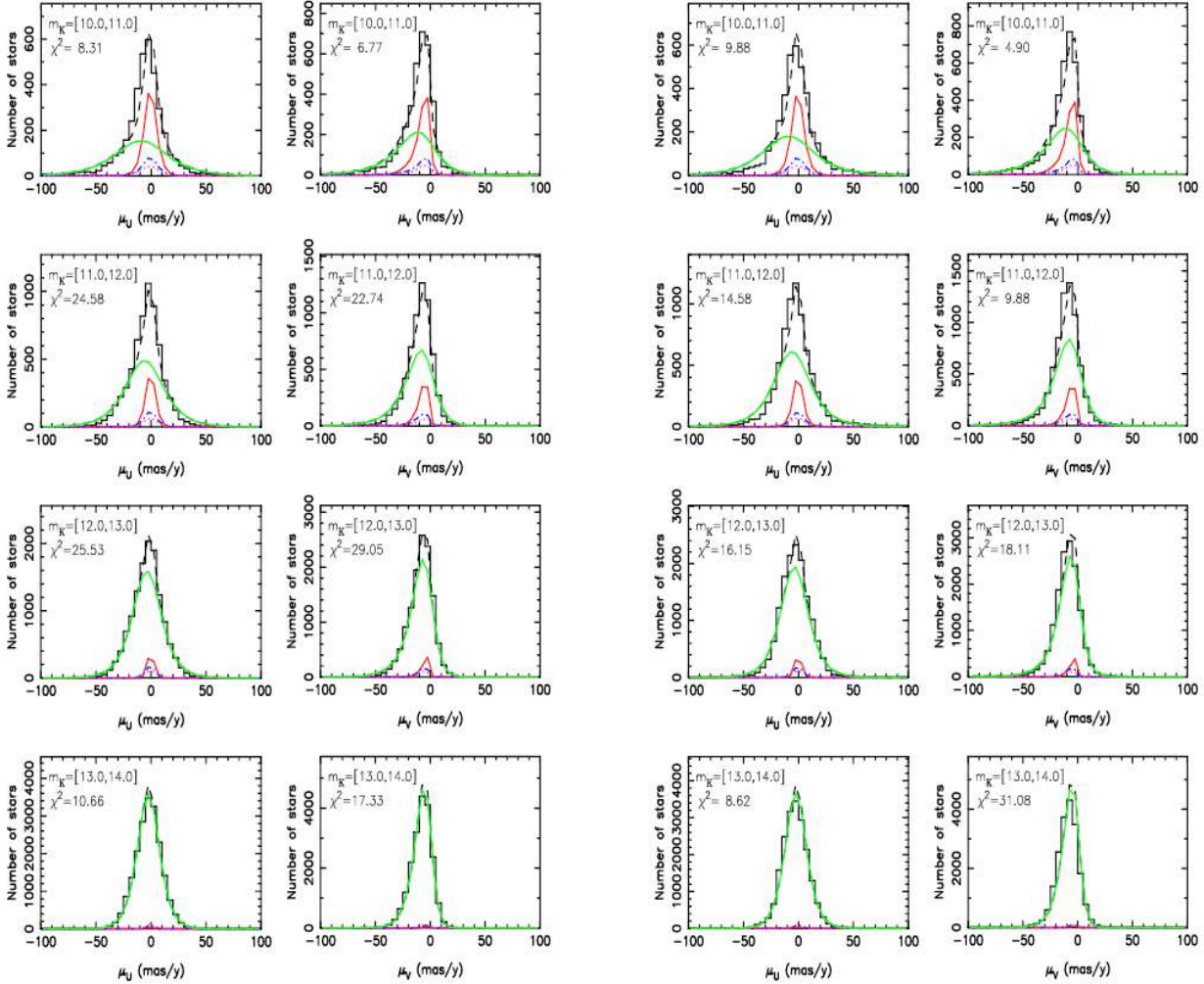


Fig. 6. Same as Fig. 5 for magnitudes 10 to 14.

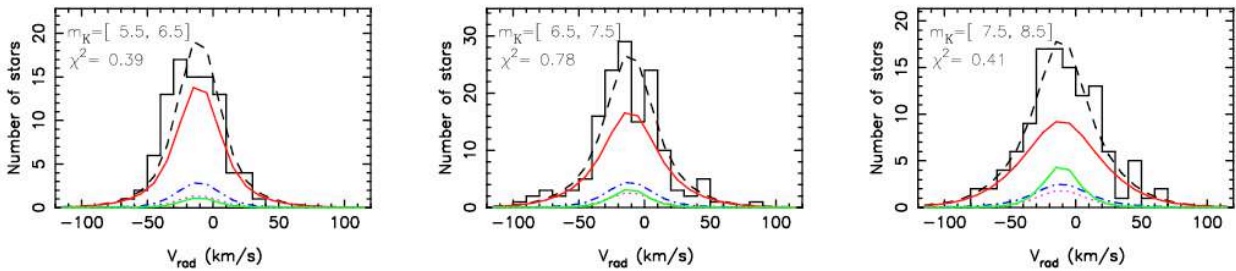


Fig. 7. Radial velocity histograms towards the North Galactic Pole for magnitudes 5.5 to 8.5 for ELODIE data: model (dashed line) and contributions of the different type of stars: giants (red or dark lines), sub-giants (dot-dashed and dotted) and dwarfs (green or grey line).

The agreement between our fitted model and the observed counts is illustrated by the various magnitude, proper motion and radial velocity distributions (Figs. 4, 5, 6, 7, 8). We can consider that globally the agreement is good, if we note the small χ^2 values obtained. We just comment the main disagreements visible within these distributions. They can be compared

to recent similar studies (Girardi et al. 2005, Vallenari et al. 2006).

The agreement for the apparent magnitude distribution looks satisfying in Fig. 4. However, close to the apparent magnitude $m_K = 14$, using a different binning (i.e. uniform photometric distance intervals, see fig.10), we do not reproduce

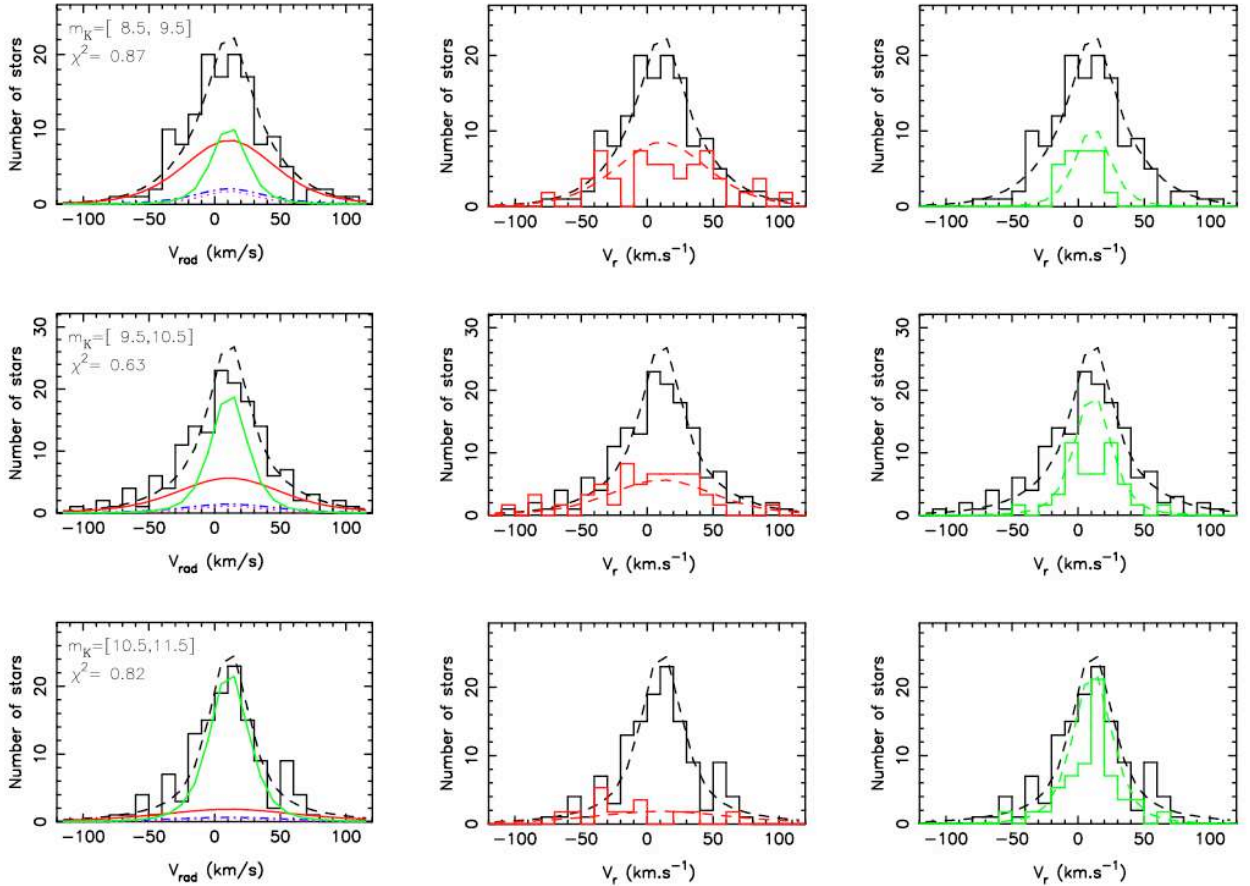


Fig. 8. Number of giants and dwarfs in RAVE data compared to model prediction. Left column: Radial velocity histograms towards the South Galactic Pole for magnitudes 8.5 to 11.5 for RAVE data, model (dashed line) and contributions of the different type of stars: giants (red or dark lines), sub-giants (dot-dashed and dotted lines) and dwarfs (green or grey line). Center column: Radial velocity histograms for all stars (black) and for giants (red or grey): model for all stars (black dashed line) and for giants (red or grey dashed line). Right column: Radial velocity histograms for all stars (black) and for dwarfs (green or light grey): model for all stars (black dashed line) and for dwarfs (green or light grey dashed line).

so accurately the star number distribution as it is discussed in Sect. 4.3.

The comparison of observed and modeled μ_U proper motion distributions does not show a satisfying agreement close to the maxima of histograms at apparent magnitude $m_K < 10$ (NGP or SGP, see Fig. 5). We have not been able to determine if this is due to the inability of our model to describe the observed data, for instance due to simplifying assumptions (gaussianity of the velocity distribution, asymmetric drift relation, constant ratio of velocity dispersions, etc...). We note that this disagreement may just result from an underestimate of the impact of the proper motion errors.

Some possible substructures are seen in proper motion histograms for the brightest bins ($m_K < 7$, Fig. 5); they are close to the level of Poissonian fluctuations and marginally significant. One of the possible structures corresponds to the known Hercules stream ($\bar{U} = -42 \text{ km s}^{-1}$ and $\bar{V} = -52 \text{ km s}^{-1}$, Famaey et al 2005).

For faint magnitude ($m_K > 11$) bins (Fig. 6), small shifts of μ_U explain most of the differences between North and South and the larger χ^2 .

At m_K within 10-13 (Fig. 6), the wings of μ_U histograms look slightly different between North and South directions; it apparently results from shifts of North histograms versus South ones.

A disagreement of the model versus observations also appears within the wings of μ_V distributions, (m_K within 10-13, Fig. 6). This may introduce some suspicion concerning our ability to correctly recover the asymmetric drift, because the negative proper motion tail of μ_V distributions directly reflects the asymmetric drift of the V velocity component. However, we estimate that our determination of the asymmetric drift coefficient is robust and marginally correlated to the other model parameters.

These comparisons of observed and model distributions suggest new directions to analyze data. In the future, we plan to use the present galactic model to fit simultaneously RAVE

radial velocity distribution towards all available galactic directions. This result will be compared to a fit of our model to proper motion distributions over all galactic directions. This will give a better insight for inconsistency between radial velocity and proper motion data, and also for possible inconsistency in our galactic modeling.

4.1. The transition from dwarfs to giants

Within the $J-K=[0.5-0.7]$ interval, the proper motion is an excellent distance indicator: there is a factor of 14 between the proper motion of a dwarf and the proper motion of a giant with the same apparent magnitudes and velocities. Combining proper motions and apparent magnitudes, our best-fit Galactic model allows us to separate the contributions of dwarfs and giants (Fig. 4).

We deduce that, towards the Galactic poles, most of the bright stars are giants. At $m_K = 7.2$, only 10% are dwarfs and at $m_K = 9.6$ only 50% are giants. This is in contradiction with Cabrera-Lavers et al. (2005) statement based on Wainscoat et al. (1992) model which estimates that, at magnitude $m_K < 10$, giants represent more than 90 % of the stars. The Wainscoat's model assumes only one disk with a scale height of 270 pc for the giants and 325 pc for the dwarfs. In our model, we find a scale height of 225 pc both for the giants and the dwarfs. This explains why we find more dwarfs at bright magnitudes ($m_K < 10$).

Faint stars are mainly dwarfs, 80% at $m_K = 11.6$ while at $m_K = 11.9$, only 10% are giants. The 50%-50% transition between giants-sub-giants and dwarfs occurs at $m_K \sim 10.1$. This is a robust result from our study that depends slightly on the absolute magnitude adopted for dwarf and giant stars. We have not tried to change our color range. If we take a broader color interval, the dispersion around the absolute magnitude of dwarfs and giants will be larger. But, our results should not change. For another interval of color, we can expect that the result will be different, since we would look at a different spectral type of star.

A confirmation of the dwarf-giant separation comes from RAVE spectra. With the preliminary determination of the stellar parameters (T_{eff} , $\log(g)$ and $[Fe/H]$) of RAVE stars, we choose to define giants stars with $\log(g) < 3$ and dwarfs with $\log(g) > 4$. The comparison of the number of giants and dwarfs predicted by our best model to the observed one is in good agreement (see fig. 8).

4.2. The scale heights of stellar components

Our dynamical modeling of star counts allows us to recover the vertical density distribution of each kinematic component $\rho_i(z)$, the exact shapes depending on the adopted vertical potential $\Phi(z)$. We recover the well-known double-exponential shape of the total vertical number density distribution $\rho_{tot}(z)$ (Fig. 9). Since we estimate that the kinematic decomposition in isothermal components is closer to the idealized concept of stellar populations and disks, we identify the thin disk as the components with vertical velocity dispersions σ_w smaller than

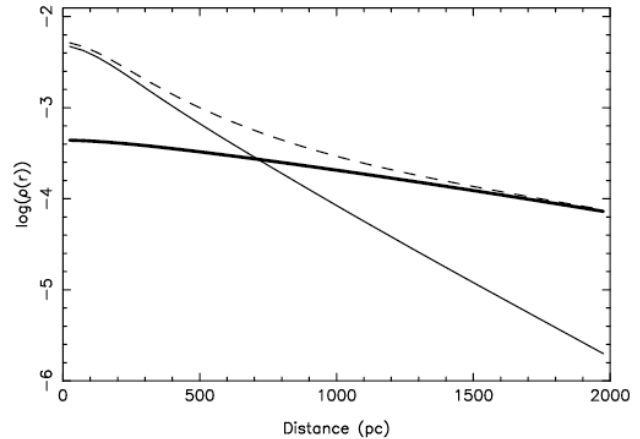


Fig. 9. Model of the vertical stellar density $\rho(z)$ towards the the North Galactic Pole (dashed line) and its thin and thick disk decomposition (respectively thin and thick lines). The thin disk includes the isothermal kinematic components with $\sigma_w < 25 \text{ km s}^{-1}$, the thick disks include components with $\sigma_w > 25 \text{ km s}^{-1}$.

25 km s^{-1} and the thick disk as components with σ_w from 30 to 45.5 km s^{-1} (Fig. 12). With this choice, we can fit an exponential on the thin and thick disk vertical density component (thin line and thick lines respectively of Fig. 9). The scale height of the thin disk is $225 \pm 10 \text{ pc}$ within 200-800 pc. For the thick disk, within 0.2-1.5 kpc, the scale height is $1048 \pm 36 \text{ pc}$. If we consider all the kinematic components without distinction of thin and thick disk, we can fit a double exponential with a scale length of the thin disk $217 \pm 15 \text{ pc}$ and of the thick disk $1064 \pm 38 \text{ pc}$. We calculate the error of the scale length from the error on the individual kinematic disk components $\phi_{kin,i}$ (see Tab. 1). We have done a Monte-Carlo simulation on the value of the components and obtained the error bars for the scale length of the thin and thick disk independently and together.

We note that our density distribution is not exponential for $z < 200 \text{ pc}$: this mainly results from the fact that we do not model components with small velocity dispersions $\sigma_w < 8 \text{ km s}^{-1}$. Thus our estimated density at $z=0$ cannot be directly compared, for instance, to Cabrera-Lavers et al. (2005) results. With this proviso, the star number density ratio of thick to thin disk stars at $z=0 \text{ pc}$ is 8.7% for the dwarfs.

One candidate to trace the thin and thick disk are the red clump giants. In fact, at z -distances larger than $\sim 500 \text{ pc}$ (i.e. m_K larger than ~ 7.0 , see Fig. 4, there are more thick disk giants than thin disk giants. Cabrera-Lavers et al. (2005) have analyzed them using 2MASS data. To do this, they select all stars with color $J-K=[0.5-0.7]$ and magnitude $m_K < 10$. But, beyond magnitude 9, the proportion of giants relative to sub-giants and dwarfs decreases quickly. At $m_K=9.6$, giants just represent half of the stars, and their distance is about 1.7 kpc. Thus, we must be cautious probing the thick disk with clump giants and we have first to determine the respective sub-giant and dwarf contributions. However, Cabrera-Lavers et al. (2005) obtained a scale height of $267 \pm 13 \text{ pc}$ and $1062 \pm 52 \text{ pc}$ which is in relative good agreement with the values of $225 \pm 10 \text{ pc}$ that we obtained from our model

For dwarfs that dominate the counts at faint apparent magnitudes $m_K > 11$ (distances larger than ~ 240 pc). We use the photometric distance, $z_{phot} = 10^{(m_K - 4.15 - 5)/5}$, that applies to dwarfs. Doing so, we obtain the number density $n(z_{phot})$ of stars seen along the line of sight at the SGP and NGP (Fig. 10). These plots show a well-defined first maximum at $z_{phot} = 500$ pc (SGP) or 700 pc (NGP) related to the distribution of thin disk dwarfs. At 0.9-1.1 kpc, $n(z_{phot})$ has a minimum and then rises again at larger distances, indicating the thick disk dwarf contribution. However, the use of photometric distances can introduce a systematic error for thick disk dwarfs that have lower metallicities and fainter magnitudes by a 0.2-0.4 mag (see comments at the end of Sect. 2.1). This produces an overestimation of thick disk stars distances of 10-15 %. But, if we let vary smoothly the [Fe/H] from the thin to the thick disk, the counts continue to show two maxima (Fig. 11), even if the minimum is less deep. The minimum delineates a discontinuous transition between the thin and thick components that we find also in the kinematics decomposition (Fig. 12).

We also notice, in Fig. 10, the difference of counts between the North and the South. This difference allows us to determine the distance of the Sun above the Galactic plane, $z_\odot = +20.0 \pm 2.0$ pc, assuming symmetry between North and South. We also note that the transition between thin and thick disks is more visible towards the SGP than towards the NGP.

4.3. The thin–thick disk transition, and the kinematic distribution function

The minimum at $z \sim 1$ kpc in the $n(z)$ distribution (Fig. 10) provides very direct evidence of the discontinuity between stellar components with small velocity dispersions ($\sigma_W = 10$ -25 km s⁻¹) and the component with intermediate velocity dispersion ($\sigma_W \sim 45.5$ km s⁻¹) (left panel Fig. 12). Another manifestation of this transition is well known from the $\log \rho(z)$ density distribution (Fig. 9) which shows a change of slope at $z = 500$ -700 pc. This feature can be successfully modeled with two (thin and thick) components (e.g. Reid and Gilmore 1983), which is an indication of a discontinuity between the thin and thick disks of our Galaxy.

It is conclusive evidence, only if we show that we cannot fit accurately the star counts or vertical density distributions with a continuous set of kinematic components (without gap between the thin and the thick disks). We find out that the constraint of a set of kinematic components following a continuous trend (right panel of Fig. 12) raises the reduced χ^2 , in particular on SGP magnitude counts, from 1.59 to 3.40. This confirms the robustness of our result and conclusion on the wide transition between thin and thick stellar disk components.

Adjusting the Galactic model to counts, tangential and radial velocities, we can recover the details of the kinematics of stellar populations, and we determine the local σ_W kinematic distribution function (left panel of Fig. 12 and Tab. 1). That kinematic distribution function directly shows a large step between the kinematic properties of the thin and thick disks. We define the thin disk as the components with σ_W covering 10-25 km s⁻¹, and the thick disk as the components with σ_W cov-

| n° | σ_W (km s ⁻¹) | ϕ_{kin} | error relative | error in % |
|----|-------------------------------------|--------------|-------------------|---------------|
| 1 | 3,5 | 0,00 | – | – |
| 2 | 7,0 | 0,00 | – | – |
| 3 | 10,5 | 2044,13 | 720,50 | 35,25 |
| 4 | 14,0 | 596,69 | 493,81 | 82,76 |
| 5 | 17,5 | 1618,79 | 169,57 | 10,48 |
| 6 | 21,0 | 385,76 | 92,03 | 23,86 |
| 7 | 24,5 | 234,53 | 54,72 | 23,33 |
| 8 | 28,0 | 3,85 | 35,10 | >100 |
| 9 | 31,5 | 53,21 | 33,09 | 62,19 |
| 10 | 35,0 | 79,16 | 30,73 | 38,82 |
| 11 | 38,5 | 64,71 | 63,76 | 98,53 |
| 12 | 42,0 | 27,49 | 66,31 | >100 |
| 13 | 45,5 | 216,96 | 44,07 | 20,32 |
| 14 | 49,0 | 2,63 | 39,19 | >100 |
| 15 | 52,5 | 0,38 | 0,08 | 21,05 |
| 16 | 56,0 | 0,04 | 0,04 | 100,00 |
| 17 | 59,5 | 0,29 | 0,11 | 37,93 |
| 18 | 63,0 | 4,83 | 31,72 | >100 |
| 19 | 66,5 | 5,86 | 30,88 | >100 |
| 20 | 70,0 | 2,69 | 0,05 | 1,86 |

Table 1. List of the values of the kinematic disk components $\phi_{kin,i}$ with the individual errors relatives and in percent.

ering 30-45 km s⁻¹. The counts and radial velocities by themselves already show the kinematic transition that we obtain in the kinematic decomposition. The fit on proper motion confirms the conclusion from counts and radial velocities, even if a fraction of the proper motions μ_l and μ_b at magnitude m_K fainter than 13 have significant errors (> 20 km s⁻¹). The only consequence for the proper motion errors is that we obtained an ellipsoid axis ratio σ_U/σ_W different from the classical values (see Sec. 4.5).

The last non-null components around $\sigma_W \sim 65$ km s⁻¹ are necessary to fit the faintest counts at $m_K \sim 15$. But, they do not result from the fit of proper motion histograms (since, unfortunately, they stop at $m_K \sim 14$). Thus their exact nature, a second thick disk or halo (they would have very different asymmetric drift) cannot be solved in the context of our analysis.

4.4. The luminosity function of stellar components

Our distant star count and kinematic adjustment constrains the local luminosity function (LF). We make the comparison with the local LF determined with nearby stars. However, the brightest HIPPARCOS stars needed to determine the local LF are saturated within 2MASS and have less accurate photometry. We can also compare it to the LF determined by Cabrera-Lavers et al. (2005) that use a cross-match of HIPPARCOS and MSX stars and estimate m_K magnitudes from MSX A band magnitudes (hereafter [8.3]). However we notice from our own cross-match of HIPPARCOS-MSX-2MASS (non saturated) stars that their LF, for stars selected from V-[8.3], corresponds mainly to stars with J–K colors between 0.6-0.7 rather than between 0.5-0.7. A second limitation for a comparison of LFs is that our modeling does not include the stellar populations with

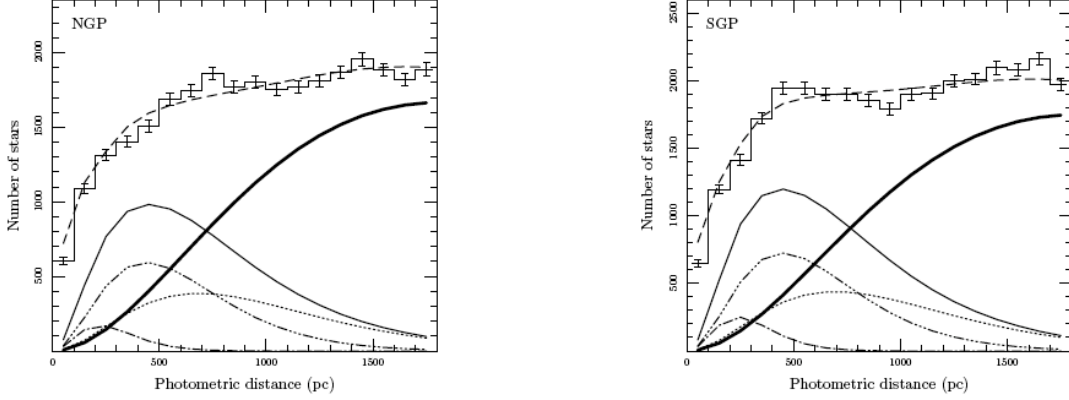


Fig. 10. Data (histogram with error bars) and model (dashed line) for the NGP (left) and SGP (right) vertical density distribution using photometric distances $n_{phot}(z)$ for dwarf stars. The transition between thin and thick components is revealed by a minimum at $z \sim 1$ kpc. The main contributing components are plotted, for the thin disk (thin continuous line) $\sigma_W = 10.5$ (dot-dashed), 14 & 17.5 (triple dot-dashed), 21 & 24.5 km s^{-1} (dotted) and for the thick disk (thick continuous line) $\sigma_W = 45.5 \text{ km s}^{-1}$.

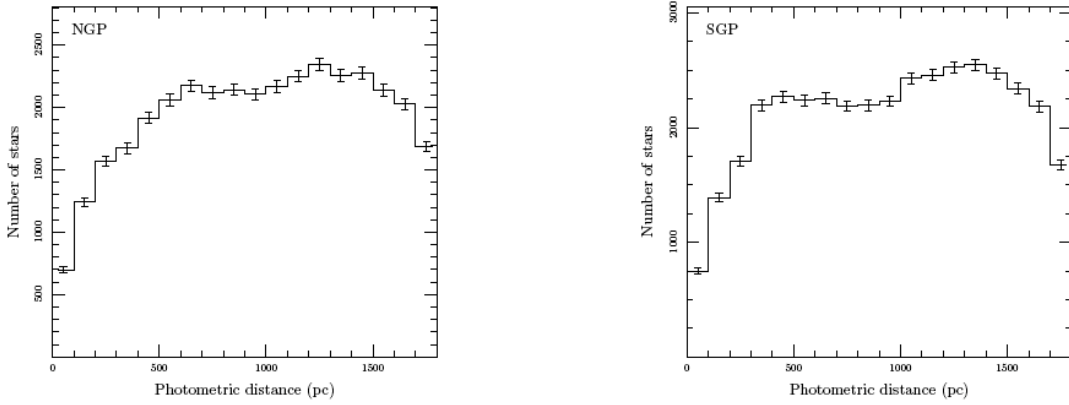


Fig. 11. Histograms of the vertical density distribution for the NGP (left) and SGP (right) using photometric distances $n_{phot}(z)$ for dwarf stars with a smooth variation in the $[\text{Fe}/\text{H}]$ from the thin to the thick disk.

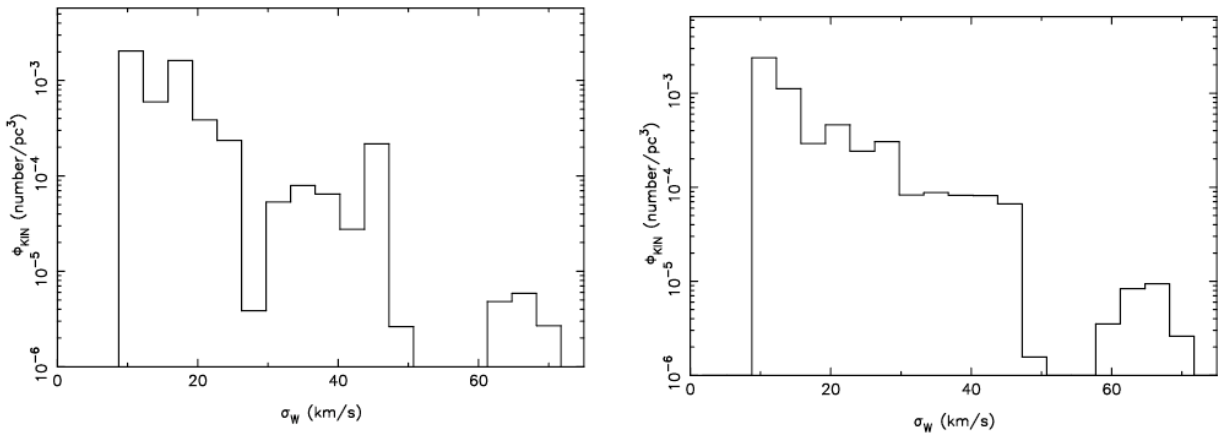


Fig. 12. Left: The local σ_W kinematic distribution function. The contributing components to star counts can be put together in a thin disk component ($\sigma_W < 25 \text{ km s}^{-1}$), a thick disk (isothermal with $\sigma_W = 45.5 \text{ km s}^{-1}$) and a hotter component with $\sigma_W \sim 65 \text{ km s}^{-1}$. The two first components with $\sigma_W = 3.5$ and 7 km s^{-1} are set to zero by construction. Right: A Kinematic Distribution Function (KDF) that tries to reproduce the magnitude star counts and the kinematic data: this model has been obtained requiring the continuity of the KDF from $\sigma_W = 10$ to 48 km s^{-1} .

small velocity dispersions ($\sigma_W < 8 \text{ km s}^{-1}$). For these reasons, we just determine a rough local LF based on 2MASS-

HIPPARCOS cross-match, keeping stars with $V < 7.3$ or distances $< 125 \text{ pc}$, and using the color selection $V-K$ between 2.0

and 2.6, that corresponds roughly to $J-K = [0.5-0.7]$. Using V and K magnitudes minimizes the effects of the J-K uncertainties. Considering these limitations, there is a reasonable agreement between the local LF obtained with the model using distant stars and the LF obtained from nearby Hipparcos stars (see Fig. 13).

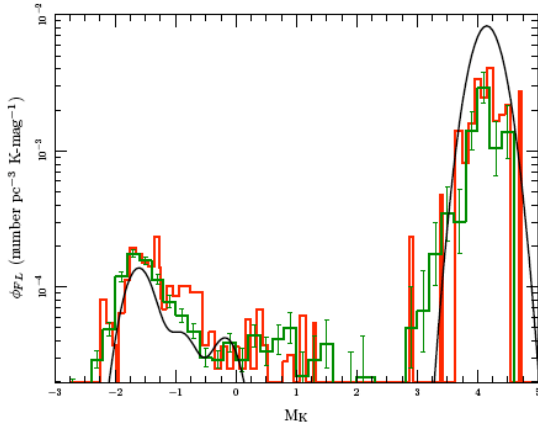


Fig. 13. The local Luminosity Function of K stars from our modeling of star counts towards the Galactic poles (line) compared to the LF function from nearby Hipparcos K stars by Cabrera-Lavers et al. (2005) (red or black histogram) and our own estimate of the local LF: see text (green or grey histogram with error bars). The scale of Cabrera et al.'s LF has been arbitrarily shifted.

4.5. The stellar kinematics

Many of the stellar disk kinematic properties obtained with our best fit Galactic model are comparable with previously published results. We make the comparison with the analysis of HIPPARCOS data (Dehnen & Binney 1998; Bienaymé 1999; Nördstrom et al. 2004; Cubarsi & Alcobé 2004; Famaey et al. 2005), and also with results published from remote stellar samples using a wide variety of processes to identify thin and thick kinematic components (Bartašiūtė 1994; Flynn & Morrel 1997; Soubiran et al. 2003; Pauli et al. 2005).

We obtain for the Sun motion relative to the LSR, $u_{\odot} = 8.5 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ and $w_{\odot} = 11.1 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$. We find for the asymmetric drift coefficient, $k_a = 76 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$, to be compared to $80 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ for nearby HIPPARCOS stars (Dehnen & Binney 1998) and the thick disk lag is $V_{\text{lag}} = \sigma_R^2 / k_a = 33 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ relative to the LSR. We remark that this value of the thick disk lag is close to the value of Chiba & Beers (2000) and other estimates before that time. It is less close to the often-mentioned values of 50-100 km s^{-1} from pencil-beam samples. They may be more affected by Arcturus group stars that are more dominant at higher z -values.

Our determination of the asymmetric drift coefficient is highly correlated to V_{\odot} . The reason is that we do not fit populations with low velocity dispersions and small V_{lag} since we do not fit star counts with $m_K < 6$: as a consequence the slope of the relation, V_{lag} versus σ_U , is less well constrained. To im-

prove the k_a determination, we adopt $V_{\odot} = 5.2 \text{ km s}^{-1}$ (Dehnen & Binney 1998; Bienaymé 1999). The adjusted σ_U / σ_V velocity dispersion ratio, taken to be the same for all components, is 1.44 ± 0.02 . We obtain σ_U / σ_W ratios significantly smaller than these published using nearby sample of stars. For the thin disk components, we find $\sigma_U / \sigma_W = 1.50$ to 1.62 (to be compared to published values ~ 2 by authors using HIPPARCOS stars). For the thick disk, we obtain $\sigma_U / \sigma_W = 1.1$, instead of $\sim 1.5 - 1.7$ usually obtained with nearby thick disk stars by other authors.

While there is no dynamical reason that prevents the σ_U / σ_W to vary with z , we suspect that our low σ_U / σ_W ratio at large z for the thick disk results from a bias of our modeling because the outer part of the wings of some proper motion histograms are not accurately adjusted. This may be the consequence of an incorrect adopted vertical potential or, as we think, more probably to the non-isothermality of the real velocity distributions. This suspicion is reinforced since fitting each proper motion histograms separately with a set of gaussians gives us larger values for σ_U / σ_W .

Our results can be directly compared with the very recent analysis by Vallenari et al. (2006) of stellar populations towards the NGP using BVR photometry and proper motions (Spagna et al. 1996). Their model is dynamically consistent but based on quite different hypotheses from ours; for each stellar population, they assume that in the Galactic plane σ_{zz}^2 is proportional to the stellar density ρ (Kruit & Searle 1982). They also assume that both velocity dispersions, σ_{zz}^2 and σ_{RR}^2 , follow exponential laws with the same scale exponential profile as the surface mass density (Lewis & Freeman 1989). Vallenari et al. (2006) found thick disk properties (see their table 6) quite similar to the ones obtained in this paper. They obtain: $\sigma_W = 38 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$, $\sigma_U / \sigma_V = 1.48$, $V_{\text{lag}} = 42 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$, and for the thick disk scale height: 900 pc. However, they find $\sigma_U / \sigma_W = 1.9$. They also claim that "no significant velocity gradient is found in the thick disk", implying that the thick disk must be an isothermal component.

4.5.1. Radial velocities

The number of RAVE and ELODIE stars used in this analysis is a tiny fraction of the total number of stars used from 2MASS or UCAC2 catalogues. However they play a key role to constrain Galactic model parameters: the magnitude coverage of RAVE stars towards the SGP, from $m_K = 8.5$ to 11.5, is discriminating to unravel the respective contributions from each type of stars, dwarfs, sub-giants, giants. A future RAVE data release (Zwitter et al. in prep.) will include gravities, allowing an easier identification of dwarfs and red clump giants; they will also include element abundances for a better description of stellar disk populations and new insights on the process of their formation.

5. Conclusion

We revisit the thin-thick disk transition using star counts and kinematic data towards the Galactic poles. Our Galactic modeling of star count, proper motion and radial velocity allows us to recover the LF, their kinematic distribution function, their

vertical density distribution, the relative distribution of giants, sub-giants and dwarfs, the relative contribution from thin and thick disk components, the asymmetric drift coefficient and the solar velocity relative to the LSR.

The double exponential fitting of the vertical disk stellar density distribution is not sufficient to fully characterize the thin and thick disks. A more complete description of the stellar disk is given by their kinematical decomposition.

From the star counts, we visualize a sharp transition between the thick and thin components. Combining star counts to kinematic data, and applying a model with 20 kinematic components, we discover a gap between the vertical velocity dispersions of thin disk components with σ_w less than 21 km s^{-1} and a dominant thick disk component at $\sigma_w=45.5 \text{ km s}^{-1}$. The thick disk scale height is $1048 \pm 36 \text{ pc}$. We identify this thick disk with the intermediate metallicity ($[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.6$ to -0.25) thick disk described, for instance, by Soubiran et al. (2003). This thick disk is also similar to the thick disk measured by Vallenari et al (2006) who find "no significant velocity gradient" for this stellar component. We note that the star counts at $m_K \sim 15$ suggest a second thick disk or halo component with $\sigma_w \sim 65 \text{ km s}^{-1}$.

Due to the separation of the thin and thick components, clearly identified with stars counts and visible within the kinematics, the thick disk measured in this paper cannot be the result of dynamical heating of the thin disk by massive molecular clouds or by spiral arms. We would expect otherwise a continuous kinematic distribution function with significant kinematic components covering without discontinuity the range of σ_w from 10 to 45 km s^{-1} .

We find that, at the solar position and for K dwarfs, the thick disk surface mass density is 27% percent the density of the thin disk. The thick disk has velocity dispersions $\sigma_U = 50 \text{ km s}^{-1}$, $\sigma_w=45.5 \text{ km s}^{-1}$, and asymmetric drift $V_{\text{lag}} = 33 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$. Although clearly separated from the thin disk, this thick component remains a relatively 'cold' thick disk and has characteristics that are close to the thin disk properties. This 'cold' and rapidly rotating thick disk is similar to the component identified by many kinematic studies of the thick disk (see Chiba & Beers 2000 for a summary). Its kinematics appear to be different from the thick disk stars studied at intermediate latitudes in pencil beam surveys (eg Gilmore et al 2002), which appear to be significantly affected by a substantial stellar stream with a large lag velocity. They interpret this stellar stream as the possible debris of an accreted satellite (Gilmore 2002; Wyse et al. 2006). Maybe some connections exist with streams identified in the solar neighborhood as the Arcturus stream (Navarro et al 2004).

Some mechanisms of formation connecting a thin and a thick components are compatible with our findings. It may be, for instance a 'puffed-up' thick disk, i.e. an earlier thin disk puffed up by the accretion of a satellite (Quinn et al. 1993). Another possibility, within the monolithic collapse scenario, is a thick disk formed from gas with a large vertical scale height before the final collapse of the gas in a thin disk, i.e. a 'created on the spot' thick disk. We also notice the Samland (2004) scenario: a chemodynamical model of formation of a disk galaxy

within a growing dark halo that provides both a 'cold' thick disk and a metal-poor 'hot' thick disk.

A popular scenario is the 'accreted' thick disk formed from the accretion of satellites. If the thick disk results from the accretion of just a single satellite, with a fifth of the mass of the Galactic disk, this has been certainly a major event in the history of the Galaxy, and it is hard to believe that the thin disk could have survived this upheaval.

Finally, from the thick disk properties identified in this paper, we can reject the most improbable scenario of formation: the one of type 'heated' thick disk (by molecular clouds or spiral arms).

Acknowledgements. Funding for RAVE has been provided by the Anglo-Australian Observatory, by the Astrophysical Institute Potsdam, by the Australian Research Council, by the German Research foundation, by the National Institute for Astrophysics at Padova, by The Johns Hopkins University, by the Netherlands Research School for Astronomy, by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, by the Slovenian Research Agency, by the Swiss National Science Foundation, by the National Science Foundation of the USA (AST-0508996), by the Netherlands Organisation for Scientific Research, by the Particle Physics and Astronomy Research Council of the UK, by Opticon, by Strasbourg Observatory, and by the Universities of Basel, Cambridge, and Groningen. The RAVE web site is at www.rave-survey.org.

Data verification is partially based on observations taken at the Observatoire de Haute Provence (OHP, France), operated by the French CNRS.

This publication makes use of data products of the 2MASS, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center, funded by the NASA and NSF

It is a pleasure to thank the UCAC team who supplied a copy of the UCAC CD-ROMs in July 2003.

This research has made use of the SIMBAD and VIZIER databases, operated at CDS, Strasbourg, France.

This paper is based on data from the ESA *HIPPARCOS* satellite (*HIPPARCOS* and *TYCHO-II* catalogues).

References

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M. 2003, *ApJ*, 597, 21
- Alves, D. 2000, *ApJ*, 539, 732
- Bahcall, J.N. 1984, *ApJ*, 287, 926
- Bartašiūtė, S. 1994 *Balt.Astr.*, 3, 16
- Bienaymé, O. 1999, *A&A*, 341, 86
- Bienaymé, O., Séchaud, N., 1997, *â*, 323, 781
- Bienaymé, O., Robin, A. C., Crézé, M. 1987, *A&A*, 186, 359
- Bienaymé, O., Soubiran, C., Mishenina, T.V., Kovtyukh, V.V., Siebert, A. 2006, *A&A*, 446, 933
- Blaauw, A. 1995, *IAU Symp.164*, Stellar populations, Eds. P.C. van der Kruit, G. Gilmore. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p.39
- Brewer, M.-M., Carney, B. 2006, *ApJ*, 131, 431
- Brook, C., Kawata, D., Gibson, B., Freeman, K. 2004, *ApJ*, 612, 894
- Cabrera-Lavers, A., Garzón, F., Hammersley, P. L. 2005, *A&A*, 433, 173
- Cannon, R.D. 1970, *MNRAS*, 150, 111
- Chiba, M., Beers, T. 2000 *ApJ*, 119, 2843
- Cubarsi, R., Alcobé, S. 2004, *A&A*, 427, 131

- Cutri, R. et al. 2003, The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive. <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/Gator/>
- Dehnen, W., Binney, J. 1998, MNRAS, 298, 387
- Ducati, J., Bevilacqua, C., Rembold, S., Ribeiro, D. 2001, ApJ, 555, 309
- Ducourant, C., Le Campion, J. F., Rapaport, M. et al. 2006, A&A, 448, 1235
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., Lambert, D. L., Nissen, P. E., Tomkin, J. 1993, A&A, 275, 101
- Feltzing, S., Bensby, T., Lundström, I. 2003, A&A, 397, L1
- Famaey, B., Jorissen, A., Luri, X., Mayor, M., Udry, S., Dejonghe, H., Turon, C. 2005, A&A, 430, 165
- Famaey, B., Jorissen, A., Luri, X., Mayor, M., Udry, S., Dejonghe, H., Turon, C. 2005, Proceedings of the Gaia Symposium "The Three-Dimensional Universe with Gaia" (ESA SP-576).Editors: C. Turon, K.S et al., p.129
- Flynn, C., Morell, O. 1997, MNRAS, 286, 617
- Fuhrmann, K. 1998, A&A, 338, 161
- Gilmore, G., Reid, N. 1983, MNRAS, 202, 1025
- Gilmore, G., Wyse, R. 1985, AJ, 90, 2015
- Gilmore, G., Wyse, R., Kuijken, K., ARA&A, 27, 555
- Gilmore, G., Wyse, R., Norris, J. 2002, ApJ, 574, L39
- Girardi, L., Groenewegen, M., Weiss, A., Salaris, M., 1998, MNRAS, 301, 149
- Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A. et al. 2002, A&A, 391, 195.
- Girardi, L., Groenewegen, M. A. T., Hatziminaoglou, E., da Costa, 2005, A&A, 436, 895
- Gould, A. 2003, ApJ, 583, 765
- Grocholski, A., Sarajedini, A. 2002, AJ, 123, 1612
- Holmberg, J., Flynn, C. 2004, MNRAS, 352, 440
- Iovino, A., McCracken, H. J., Garilli, B. et al. 2005, A&A, 442 423
- James, F. 2004, MINUIT Tutorial from "1972 CERN Computing and Data Processing School"
- Koornneef, J. 1983, A&A, 128, 84
- Kotoneva, E., Flynn, C., Jimenez, R. 2002, MNRAS, 335, 1147
- Kuijken, K. & Gilmore, G., MNRAS, 239, 605
- Lewis, J.R., Freeman, K.C. 1989, AJ, 97, 139
- Majewski, S. R. 1993, ARA&A, 31, 575
- Martin, J. C. & Morrison, H. L., 1998, AJ, 116, 1724
- Morrison, H. L., Flynn, C. & Freeman, K. C., 1990, AJ, 100, 1191
- Navarro, J.F., Helmi, A., Freeman, K. C. al. 2004, ApJ, 601, L43
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J. et al. 2004, A&A, 418, 989
- Norris, J., Bessell, M. S. & Pickles, A. J., 1985, ApJS, 58, 463
- Ojha, D. 2001, MNRAS, 322, 426
- Oort, J.H. 1922, Bull. Astron. Inst. Netherlands, Vol. 1, p.133
- Pauli, E.-M., Heber, U., Napiwotzki, R. et al. 2005, ASP Conf.Ser 334,4th European Workshop on White Dwarfs, Eds D. Koester & S. Moehler, 81
- Pichon, C., Siebert, A., Bienaymé, O. 2002, MNRAS, 329, 181
- Pritchett, C. 1983, AJ, 88, 1476
- Quinn, P.J., Hernquist, L., Fullagar, D.P. 1993, ApJ, 403, 74
- Ratnatunga, K., Bahcall, J., Casertano, S. 1989, ApJ, 339, 106
- Reddy, B. E. & Lambert, D. L. & Allende Prieto, C. 2006, MNRAS, 367, 1329
- Reid, I.N. 1998, AJ, 115, 204
- Robin, A.C., Crézé, M. 1986, A&A, 157, 71
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., Picaud, S. 2003, A&A, 409, 523
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., Picaud, S. 2004, A&A, 416, 157
- Soubiran, C., Bienaymé, O., Siebert, A. 2003, A&A, 398, 141
- Soubiran, C., Girard, P. 2005, A&A, 438, 139
- Samland, M. 2004, PASA, 21, 175
- Samland, M., Gerhard, O. 2003, A&A, 399, 961
- Salaris, M., Girardi, L. 2002, MNRAS, 337, 332
- Sarajedini, A. 2004 AJ, 128, 1228
- Steinmetz, M., Navarro, J. 2002, New A, 7, 155
- Spagna, A., Lattanzi, M. G., Lasker, B. M., McLean, B. J., Massone, G., Lanteri, L. 1996, A&A, 311, 758
- Steinmetz, M., 2003, GAIA Spectroscopy: Science and Technology, ASP Conf. Proc. 298, held 9-12 September 2002 at Gressoney St. Jean, Aosta, . Ed. U. Munari, , p.381
- Steinmetz, M., Zwitter, T., Siebert, A. et al. 2006, AJ, in press
- Vallenari, A., Pasetto, S., Bertelli, G., Chiosi, C., Spagna, A., Lattanzi, M. 2006, A&A, 451, 125
- van der Kruit, P. C., Searle, L. 1982, A&A, 110, 61
- Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H. J., Schwartz, D. E. 1992, ApJS, 83, 111
- Wyse, R., Gilmore, G., Norris, J., Wilkinson, M., Kleyna, J., Koch, A., Evans, N. , Grebel, E. 2006, ApJ, 639, L13
- Zacharias, N., Urban, S. E., Zacharias, M. I. et al. 2004, AJ, 127, 3043

¹ Observatoire Astronomique de Strasbourg, Strasbourg, France

² RSAA, Mount Stromlo Observatory, Canberra, Australia

³ Rudolf Peierls Centre for Theoretical Physics, University of Oxford, UK

⁴ Anglo Australian Observatory, Sydney, Australia

⁵ University of Central Lancashire, Preston, UK

⁶ Institute of Astronomy, University of Cambridge, UK

⁷ Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany.

⁸ Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, Groningen, The Netherlands

⁹ INAF Osservatorio Astronomico di Padova, Asiago, Italy

¹⁰ University of Victoria, Victoria, Canada

¹¹ Macquarie University, Sydney, Australia

¹² Astrophysikalisches Institut Potsdam, Potsdam, Germany

¹³ Johns Hopkins University, Baltimore MD, USA

¹⁴ University of Ljubljana, Department of Physics, Ljubljana, Slovenia



Ma participation à RAVE

Présentation du projet

Le projet RAVE (RAAdial Velocity Experiment) est un ambitieux relevé spectroscopique qui a pour but de mesurer les vitesses radiales et d'estimer les paramètres stellaires (température effective T_{eff} , métallicité [M/H] et gravité de surface $\log g$ d'un million d'étoiles de l'hémisphère sud (Steinmetz et al. 2006 Steinmetz *et al.* (2006)). Ce projet fournira le meilleur catalogue de vitesses radiales de la décennie à venir. Notre compréhension de la formation et de l'évolution de de la Voie Lactée bénéficiera de cette grande masse de données.

Ma contribution à RAVE

Durant mon séjour en Australie qui a eu lieu lors de ma deuxième année de thèse, j'ai effectué des observations pour RAVE durant une semaine chaque mois.

Ces observations ont été réalisées grâce au spectrographe multi-objet 6df (Six Degree of Field of view) sur le télescope de Schmidt de 1.2 m (UKST) de l'observatoire Anglo-Australien (AAO) à l'observatoire de Siding Spring. Dans le cadre de ces missions d'observations, j'ai appris les techniques instrumentales nécessaires à l'acquisition des spectres de RAVE.

J'ai eu à préparer mes programmes d'observations. J'ai réalisé les différentes tâches qui sont liées à l'utilisation d'anciennes plaques photographiques sur lesquelles sont placées les fibres.

Il faut tout d'abord utilisé un logiciel de configuration automatique des plaques. Ce pendant, l'expertise de l'observateur est malgré tout nécessaire à la définition des meilleurs étoiles guides et dans certains cas à la réallocation de la position des fibres pour éviter des problèmes de différences trop grandes entre étoiles qui peuvent rendre les spectres finaux inutilisables du fait du chevauchement entre le spectre d'une étoile brillante sur le spectre d'une étoile faible.

Il faut ensuite actionné un robot qui va positionner les fibres sur les plaques photographiques. Là aussi, le rôle de l'observateur est important. Il doit vérifier que le processus se déroule correctement. En cas de problèmes comme par exemple la casse d'une fibre ou l'impossibilité de positionner une fibre suivant les tolérances imposées, Il doit immédiatement stopper le robot et intervenir soit sur la plaque soit sur le robot.

Il faut une fois la planque prête la charger et en fin de pose la décharger du télescope. Puis enfin, à l'aide du robot réinitialiser la planque en position l'ensemble des fibres sur le bord de la

plque.

J'ai également appris à positionner le télescope qui ne dispose pas de système de positionnement automatique. J'ai enfin utilisé le logiciel d'acquisition d'image qui permet de réaliser les images de calibrations (bias, flat, arc) et la prise des spectres.

J'ai également effectué un premier contrôle de qualité des spectres que j'ai obtenu grâce au logiciel 2dFdr qui avait initialement été développé pour le relevé en redshift des galaxies (2dF Galaxy Redshift Survey).

Du fait de mon expérience au télescope, j'ai participé à l'amélioration des procédures d'observation, en particulier à propos des images de calibration.

Réduction des observations RAVE

Une fois les observations obtenues à Siding Spring, elles sont envoyées à l'Observatoire Anglo-australien à Sydney. Une nouvelle vérification est effectuée sur la qualité des spectres pour détecter des champs impropres à l'utilisation dans le cadre du processus de réduction des observations RAVE. Elles sont ensuite transmises en Italie à des collaborateurs qui vont effectuer le prétraitement des spectres grâce à un script IRAF développé à cet effet. Enfin, elles arrivent à Postdam où est effectuée la mesure de vitesse radiale et l'estimation des paramètres stellaires.

