



HAL
open science

Réduction et analyse d'un " survey " de mouvements propres

Caroline Soubiran

► **To cite this version:**

Caroline Soubiran. Réduction et analyse d'un " survey " de mouvements propres. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 1992. Français. NNT: . tel-02095464

HAL Id: tel-02095464

<https://hal.science/tel-02095464>

Submitted on 10 Apr 2019

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

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

THÈSE DE DOCTORAT

label européen

Spécialité : Astronomie fondamentale, mécanique céleste
et géodésie

présentée à

L'OBSERVATOIRE DE PARIS

par

Caroline SOUBIRAN

Réduction et analyse d'un "survey" de mouvements propres.
Contribution à l'étude de la structure et de la cinématique
de la Galaxie

soutenue le 7 Mai 1992 devant le Jury composé de :

Mr Olivier BIENAYMÉ (Observatoire de Besançon) ————— rapporteur
Mr Michel CRÉZÉ (Observatoire de Strasbourg) ————— président
Mr Michael GEFFERT (Université de Bonn, RFA) ————— rapporteur
Mr Gerard GILMORE (Institute of Astronomy, Cambridge GB) — rapporteur
Mme Ana GÓMEZ (Observatoire de Paris) ————— directrice de thèse
Mr Jean GUIBERT (Observatoire de Paris) ————— examinateur
Mme Catherine TURON (Observatoire de Paris) ————— directrice de thèse

6948

THÈSE DE DOCTORAT

label européen

Spécialité : Astronomie fondamentale, mécanique céleste
et géodésie

présentée à

L'OBSERVATOIRE DE PARIS

par

Caroline SOUBIRAN



Réduction et analyse d'un "survey" de mouvements propres.
Contribution à l'étude de la structure et de la cinématique
de la Galaxie

soutenue le 7 Mai 1992 devant le Jury composé de :

Mr Olivier BIENAYMÉ (Observatoire de Besançon) ————— rapporteur
Mr Michel CRÉZÉ (Observatoire de Strasbourg) ————— président
Mr Michael GEFFERT (Université de Bonn, RFA) ————— rapporteur
Mr Gerard GILMORE (Institute of Astronomy, Cambridge GB) – rapporteur
Mme Ana GÓMEZ (Observatoire de Paris) ————— directrice de thèse
Mr Jean GUIBERT (Observatoire de Paris) ————— examinateur
Mme Catherine TURON (Observatoire de Paris) ————— directrice de thèse

Résumé

Nous avons traité un ensemble de clichés photographiques Schmidt, et obtenu des mesures très précises de mouvement propre, magnitude et indices de couleur pour un échantillon complet, comprenant près de 5000 objets, sur un champ de 7 degrés carrés proche du Pôle Galactique Nord. Ce "survey" a été analysé pour l'étude de la structure et de la cinématique de la Galaxie.

Après avoir décrit le microdensitomètre MAMA et les tests qui ont permis d'évaluer sa précision (0.6 micron), nous détaillons la réduction des données en insistant sur les méthodes utilisées pour obtenir des mouvements propres à mieux que 2 millisecondes de degrés par an.

Nos mesures astrométriques et photométriques sont comparées à d'autres données du même type, et après avoir estimé la distance d'une partie des étoiles de l'échantillon, nous en déduisons certaines caractéristiques cinématiques du disque, du disque épais et du halo de notre Galaxie.

Des observations complémentaires sont proposées pour aller plus loin dans l'interprétation de cet ensemble de données.

Abstract

We have treated a set of photographic Schmidt plates, and obtained very accurate measurements of proper motion, magnitude and colour indices for a complete sample, including almost 5000 objects, on a 7 square degree field near the North Galactic Pole. This survey has been analysed for the study of the structure and the kinematics of the Galaxy.

After describing the microdensitometer MAMA and some tests which allowed to evaluate its accuracy (0.6 micron), we detail the reduction of the data, stressing on the methods used to obtain proper motions to better than 2 milliarcsecond per year.

Our astrometric and photometric measurements are compared to other data of the same kind, and after estimating the distances for a part of the stellar sample, we deduce some kinematic properties of the disc, the thick disc and the halo of our Galaxy.

Complementary observations are proposed to go further into the interpretation of this set of data.

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à Jean Guibert pour l'accueil chaleureux que j'ai reçu à mon arrivée au Centre d'Analyse des Images. Ses grandes qualités humaines, sa compétence et ses remarques perspicaces m'ont beaucoup aidée dans ce travail.

Je remercie Catherine Turon et Ana Gómez, mes directrices de recherche, ainsi qu'Olivier Bienaymé et Michel Crézé qui ont défini ce sujet de thèse. Leurs commentaires, suggestions et critiques m'ont permis de progresser efficacement.

Je suis très reconnaissante à Gerry Gilmore de m'avoir accueillie pendant 2 mois à Cambridge, de m'avoir initiée à la structure galactique et d'avoir bien voulu être rapporteur de ma thèse.

Ces quelques années passées au CAI ont été un véritable plaisir grâce à la bonne ambiance qui y règne. Que toute l'équipe de la MAMA soit ici remerciée pour sa bonne humeur et sa gentillesse, ainsi que pour son excellent travail dans le développement de la machine. La MAMA est aussi le fruit des travaux de la Division Technique de l'INSU, que je félicite pour la qualité de sa réalisation.

Merci beaucoup à Michael Geffert pour ses commentaires très utiles en astrométrie.

Cette thèse a bénéficié d'un grand nombre de collaborations, sous forme de discussions, observations, logiciels, données... Je remercie donc très vivement toutes les personnes qui ont participé à la réalisation de ce programme : Roger Cayrel, Marie-Noël Perin, Eric Slézak, Annie Robin, Théo Danguy, Olivier Moreau, Yves Réquième, l'équipe du Schmidt de l'OCA, les Observatoires de Tautenburg et de Leyden.

Table des matières

INTRODUCTION	7
Chapitre 1 : La MAMA	12
1 - Introduction	12
2 - Présentation générale	12
3 - Numérisation d'un cliché	13
a - mise en place du cliché	14
b - numérisation par pavés	14
c - numérisation par zones	16
4 - Tests astrométriques	17
a - nanomask	18
b - mesure d'un même cliché dans 2 orientations	20
Chapitre 2 : Photométrie	23
1 - Introduction	23
2 - Le matériel photographique	23
3 - Réduction	24
4 - Séparation étoiles - galaxies	26
5 - Le survey photométrique final	27

Chapitre 3 : Astrométrie	29
1 - Introduction	29
2 - Le matériel photographique	29
3 - Le système de référence	31
4 - Transformations plaque à plaque	33
a - identification plaque à plaque	33
b - modèles plaque à plaque	34
c - choix du degré des transformations	37
d - calcul des transformations	39
5 - Mouvements propres	40
a - calcul des mouvements propres	40
b - attribution des poids	41
c - précision du survey	42
d - mouvements propres absolus	44
Chapitre 4 : Comparaisons avec d'autres données	46
1 - Introduction	46
2 - Survey de galaxies	46
a - le catalogue photométrique	47
b - le zéro des mouvements propres	47
3 - Comptages vers les pôles	49
4 - Étoiles à mouvement propre	51
5 - Modèles de la Galaxie	54
a - Le modèle de Gilmore & Reid	54
b - le modèle de Besançon	56

Chapitre 5 : Distances photométriques et distributions de vitesse	59
1 - Introduction	59
2 - Calibration de la magnitude absolue	59
a - méthode et biais	59
b - élimination des géantes sur le diagramme de mouvement propre réduit	62
c - corrections de métallicité	64
d - densités	65
3 - Distributions de vitesse	66
4 - Discussion	68
a - cinématique du disque, du disque épais et du halo	68
b - métallicités	74
Chapitre 6 : Observations complémentaires	76
1 - Introduction	76
2 - Spectres	77
3 - Une sélection d'objets intéressants	79
CONCLUSION	82
Références bibliographiques	86
Figures	
Annexe I	
Annexe II	

INTRODUCTION

Le but de cette thèse est de fournir de nouvelles contraintes observationnelles aux modèles de Galaxie. On sait que notre Galaxie est formée de 3 populations: le disque, le disque épais dont l'existence n'est plus contestée, et le halo. Chacune de ces populations se distingue par sa distribution spatiale, son comportement cinématique et sa distribution en métallicité qui résultent des mécanismes qui sont entrés en jeu au moment de la formation et pendant l'évolution de la Galaxie. Si l'on peut caractériser de manière précise ces 3 propriétés pour chacune des populations, en étudiant particulièrement les gradients, les corrélations et l'éventuelle continuité entre les composantes galactiques, alors on aura de sérieuses contraintes sur l'histoire de la Galaxie.

Les comptages d'étoiles sont l'une des techniques qui permettent d'étudier la structure spatiale de la Galaxie. L'analyse statistique de surveys photométriques multicolore permet d'étudier les densités des différentes populations, et de contraindre les modèles. Ce type de données a suscité beaucoup d'intérêt ces dernières années grâce à l'apparition de machines automatiques à mesurer les clichés photographiques permettant d'obtenir des échantillons complets d'étoiles sur de grands champs, jusqu'à des magnitudes faibles avec des mesures précises (Gilmore & Reid (1983), Gilmore et al.(1985), Stobie & Ishida (1987), Mohan (1987), Bienaymé et al.(1992)). C'est grâce aux comptages d'étoiles que le disque épais a été mis en évidence. Parmi les modèles qui prédisent le contenu stellaire de la Galaxie dans différentes directions, nous citerons dans ce travail les travaux de Besançon (Robin & Crézé (1986), Bienaymé et al.(1987)) et ceux de l'équipe de G.Gilmore (Gilmore & Reid (1983), Gilmore (1984), Wyse & Gilmore (1986)).

Mais la distribution spatiale des étoiles est corrélée à leurs propriétés cinématiques par l'intermédiaire du potentiel gravitationnel. Les orbites dépendent des conditions (moment angulaire, pression) qui règnent dans les nuages de gaz au moment de la formation des

étoiles, et de l'évolution qu'elles subissent ensuite. La position des étoiles dans l'espace des phases est le résultat de l'histoire dynamique de la Galaxie, et son étude permet de développer une image globale de la formation et de l'évolution des différentes composantes. Les données observationnelles qui permettent d'étudier la cinématique des étoiles sont les vitesses radiales et les mouvements propres. Si l'obtention d'un grand nombre de spectres, et pour des magnitudes faibles, pose encore des problèmes instrumentaux, les grands surveys de mouvements propres ont par contre prouvé leur efficacité dans les études de structure et de cinématique de la Galaxie. Le précurseur de ce type de données a été Chiu (1980), dont les données ont été interprétées par Wyse & Gilmore (1986) qui en ont déduit des propriétés du disque épais. Depuis, Murray (1986) et plus récemment Spaenhauer (1989), Reid (1990), Majewski (1991), Bienaymé et al.(1992) ont aussi réduit et analysé de tels surveys. Certains modèles permettent de prédire les distributions de mouvements propres et vitesses radiales, et autorisent ainsi une comparaison directe entre les données et les simulations. C'est le cas du modèle de synthèse de populations stellaires de Besançon.

La dernière propriété, liée à la structure et la cinématique, concerne la métallicité des étoiles qui traduit l'enrichissement progressif du milieu interstellaire au cours de l'évolution de la Galaxie. C'est à partir de spectres que l'on peut obtenir des estimations précises de la métallicité des étoiles.

Un premier modèle pour expliquer la cinématique d'étoiles déficientes du voisinage solaire a été réalisée par Eggen, Lynden-Bell & Sandage (1962). Depuis, d'autres études de ce type ont été menées, en particulier par Sandage & Fouts (1987), Croswell et al.(1991), Ryan & Norris (1991), sans aboutir à un modèle de formation commun.

Les désaccords qui existent entre les différentes études proviennent essentiellement des biais de sélection existant dans les données utilisées. En effet, il est important que l'échantillon étudié soit complet, c'est à dire sans sélection sur des critères cinématiques ou de métallicité, et donc il doit inclure toutes les étoiles de la zone explorée jusqu'à

une magnitude limite de complétude, de manière à ce que toutes les propriétés soient représentées. L'échantillon idéal permettant de sonder les 3 composantes de la Galaxie devrait comprendre des mesures sur des champs de plusieurs degrés carrés dans différentes directions galactiques, permettant d'atteindre les distances où chaque population est dominante. Par exemple, vers les pôles, il faut pouvoir atteindre 2000 pc pour le disque épais et 5000 pc pour le halo, le disque étant dominant jusqu'à 1700 pc au-dessus du plan. Cela représente typiquement des magnitudes de l'ordre de 20 à 22. Comme nous l'avons évoqué plus haut, il faut pouvoir de plus disposer pour cet échantillon de données précises en photométrie multicolore, astrométrie et spectroscopie. S'il est pratiquement impossible de regrouper toutes ces qualités à l'heure actuelle dans un ensemble de données, nous montrons dans cette thèse, qu'un survey de mouvements propres, réalisé dans les conditions optimales que nous décrivons, permet d'avoir beaucoup d'informations sur la structure et la cinématiques des 3 populations de la Galaxie.

Pour répondre aux critères de taille de champ et de profondeur qui ont été évoqués plus haut, les clichés photographiques Schmidt s'avèrent être les outils les plus adaptés. En effet, ils atteignent facilement la vingtième magnitude et au-delà, couvrent de 9 degrés carrés à 30 degrés carrés, et leur échelle, de l'ordre de 60"/mm, permet d'obtenir une excellente précision. La numérisation systématique des clichés donne accès à des échantillons complets, sans biais de sélection. De plus pour le calcul des mouvements propres, il est relativement facile de trouver pour un champ donné des clichés d'époque ancienne. Les clichés Schmidt permettent aussi d'obtenir des mesures photométriques de bonne qualité, si l'on dispose d'un nombre suffisant de standards.

Afin de ne pas perdre d'information, les clichés photographiques doivent être numérisés avec une machine très précise, qui surtout n'introduit pas d'erreurs systématiques. Avec une précision géométrique de 0.6 micron, la MAMA (Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie) est pour l'instant le meilleur instrument de ce type.

D'autre part, les mesures de position obtenues pour plusieurs clichés doivent être

converties en mouvements propres, et toujours dans le but d'obtenir la meilleure précision possible, la méthode de réduction doit être soigneusement optimisée.

Le choix des régions étudiées est aussi de la plus grande importance. Du point de vue de l'étude de la Galaxie, certaines régions sont stratégiques car elles permettent d'avoir des informations sur l'ellipsoïde des vitesses à partir seulement des mouvements propres: pôles, centre, ant centre, rotation, antirotation. Mais pour le traitement de clichés, on préférera des régions à haute latitude galactique qui ont l'avantage d'être moins denses (images séparées sur les clichés), de pouvoir s'affranchir des problèmes de rougissement interstellaire, et de permettre plus facilement la sélection d'objets extragalactiques, pour relier les mesures de mouvements propres à un système inertiel. De plus, les zones polaires permettent d'atteindre plus facilement les populations du disque épais et du halo, et d'étudier les mouvements parallèlement au plan galactique. Ce sont des régions qui ont été très observées, et pour lesquelles il existe déjà beaucoup de données (clichés photographiques, séquences photométriques, catalogues de galaxies,...).

Nous présentons ici un survey de mouvements propres sur un champ de 7 degrés carrés près de l'amas globulaire M3, à 10 degrés du Pôle Galactique Nord. L'échantillon comprend des magnitudes U, B et V, il est complet jusqu'à $V = 17.5$ et $B = 18.5$. Les mouvements propres ont une précision moyenne de 1.7 mas/an. Cet excellent résultat, comparable à ce qui est attendu du satellite Hipparcos, vient de l'utilisation de 11 clichés répartis sur 40 ans, de l'emploi d'une méthode de réduction originale, et de la qualité de la MAMA. Le zéro des mouvements propres est obtenu avec près de 150 galaxies, avec une précision de 0.3 mas/an. Les mouvements propres sont convertis en vitesses spatiales par l'intermédiaire de distances photométriques, donnant ainsi accès aux distributions des vitesses U et V pour les 3 populations jusqu'à 2500 pc au-dessus du plan. Ces distributions, très imbriquées, sont déconvoluées par un algorithme performant de séparation de populations gaussiennes (SEM) dont le principe est décrit en annexe II.

Le grand intérêt de cet ensemble de données par rapport aux surveys de mouvements

propres déjà existant, est qu'il combine une très bonne précision interne et externe à une taille importante, ce qui lui donne plus de poids du point de vue de l'interprétation.

Le but de ce survey (qui est actuellement complété par l'obtention de spectres pour les vitesses radiales, classes de luminosité et métallicités) est de prouver la faisabilité et l'intérêt scientifique d'un grand programme observationnel, conduit suivant les lignes directrices données ici, qui permettrait, en sondant systématiquement plusieurs directions galactiques, de mieux comprendre la structure et la cinématique de notre Galaxie, et ainsi les processus mis en jeu lors de sa formation et de son évolution. De tels sondages permettront de compléter l'interprétation des données d'Hipparcos vers les objets faibles et lointains, pour présenter une image globale, à grande échelle, de la Galaxie et de son histoire.

Le chapitre 1 est consacré à la présentation de la MAMA, et aux tests qui ont permis de prouver son excellente qualité. Les chapitres 2 et 3 présentent la réduction des données, avec d'une part l'obtention de magnitudes U, B et V pour près de 20.000 objets, d'autre part le calcul des mouvements propres pour 4584 objets. La méthode utilisée est décrite en détail car elle présente beaucoup d'avantages par rapport aux méthodes astrométriques classiques. La description de cette technique a fait l'objet d'une publication que l'on trouvera en annexe I. Nous passons en revue toutes les sources possibles d'erreurs. Nous comparons, dans le chapitre 4, nos données à d'autres études, afin de montrer leur cohérence (sélection de galaxies, comptages d'étoiles, étoiles à grand mouvement propre, prédictions de modèles). On trouvera dans le chapitre 5 l'exposé de la méthode adoptée pour la détermination des distances photométriques et des biais qui lui sont associés, la description de la déconvolution des distributions de vitesse des 3 populations ainsi que les résultats obtenus sur la cinématique du disque, du disque épais et du halo. Le chapitre 6 est consacré aux premiers résultats de spectroscopie, et donne une liste d'objets sélectionnés dans le survey qu'il serait intéressant d'étudier plus en détail. Dans la conclusion, nous esquissons les grandes lignes de ce qui pourrait être l'extension du présent travail à un champ beaucoup plus grand et à d'autres directions galactiques.

Chapitre 1

La MAMA

1 - Introduction

Ce chapitre présente brièvement les caractéristiques principales de la MAMA et le déroulement d'un "scan" type : la numérisation d'un cliché Schmidt pour une réduction astrométrique ou photométrique.

La section 4 est consacrée à la description des tests qui ont permis d'évaluer les performances astrométriques de la MAMA. En effet ce travail de thèse est destiné à montrer qu'il est possible d'obtenir, à partir de moyens au sol, des mouvements propres avec une précision comparable à celle d'HIPPARCOS, de manière à compléter l'interprétation des données du satellite vers les objets faibles et lointains. Pour cela, il est donc important de connaître la précision de la MAMA, et de vérifier qu'elle n'introduit pas d'effet systématique dans la position des objets mesurés.

2 - Présentation générale

La MAMA (Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie) est un instrument national construit et géré par l'Institut National des Sciences de l'Univers, opérationnel depuis 1988. Son but est de numériser des clichés astronomiques dans le cadre de programmes dont l'intérêt et le suivi sont examinés 2 fois par an par un conseil scientifique.

Ce microdensitomètre, représenté sur la figure 1, est constitué d'une table XY , formée d'un plateau de verre sur lequel repose le cliché, et de 2 parties mobiles à mouvements croisés qui permettent de déplacer la table par rapport au système de mesure sur une surface de $350 \text{ mm} \times 350 \text{ mm}$. Une source lumineuse éclaire le cliché par l'intermédiaire d'une fente située sous la table et projetée au niveau de l'émulsion. Le signal transmis à travers le cliché est récupéré par des photodiodes. Les mesures sont faites par rafales pendant le mouvement en x de la table, à la vitesse de 1.2 mm/s . Suivant le mode opératoire, 128 à 1024 photodiodes sont utilisées, correspondant chacune à un pixel de $10 \mu\text{m}$. Les données sont numérisées sur 12 bits, soit 4096 niveaux de gris.

La MAMA comporte un système micro-informatique qui commande les mouvements en x et y de la table, les mouvements en z des optiques inférieure et supérieure et la

numérisation du signal. Il est possible pour des travaux ponctuels de commander la MAMA directement, de manière interactive, mais la plupart des applications utilisent le mode "batch". Dans ce cas, l'utilisateur fait appel à un programme de préparation qui crée un fichier de commandes à partir des paramètres correspondant au cliché et au traitement souhaité. Le système peut alors enchaîner les tâches sans intervention de l'utilisateur. Les commandes d'acquisition d'images sont alors lancées depuis un ordinateur Gould 32/67 qui coordonne aussi les traitements éventuels sur un array processeur (AP 120).

Il existe 2 types de numérisation. La numérisation par pavés consiste à scanner de très petites parties du cliché autour d'objets dont la position approximative est connue à l'avance. On peut alors conserver aisément l'image correspondante de chaque objet. En mode zone, les mesures sont faites de manière systématique par des balayages successifs qui permettent de couvrir des parties importantes, voir le cliché entier. Compte tenu de la vitesse de la machine, un cliché de 30 cm \times 30 cm peut être scanné en 4 heures, mais en réalité, dans le mode de fonctionnement actuel, pour que la qualité des mesures soit optimisée, une focalisation est faite tous les centimètres, et en prenant en compte le temps de calcul du fond de ciel et de détection des objets à la fin de chaque balayage, un cliché Schmidt est scanné en 8 heures environ. L'image numérisée correspondant à un cliché entier peut être sauvegardée sur digital audio tape (D.A.T.) (2 cassettes de 1 Goctet par cliché), mais on ne conserve le plus souvent que les catalogues d'objets détectés.

La MAMA, associée au GOULD et à l'AP, possède plusieurs ordinateurs périphériques, dont un système de visualisation VICOM, 2 systèmes de traitement d'images, DEC STATION 3100 et SUN SPARC STATION 2, et un ordinateur VAX 8250. Ces machines sont reliées par le réseau local Ethernet (sauf la VICOM). L'ensemble du système informatique de la MAMA est représenté sur la figure 2.

3 - Numérisation d'un cliché

Tous les clichés scannés pour ce programme ont été traités de la même manière. Dans un premier temps, les objets particuliers pouvant être utiles au programme (standards astrométriques et photométriques, quasars,...) sont numérisés en mode pavés de manière à les identifier facilement dans les fichiers de mesures. Après avoir déterminé les seuils optimaux de détection, le cliché entier est numérisé en mode zone.

a - Mise en place du cliché.

Avant d'être placés sur la table de la MAMA, les clichés, généralement des plaques de verre, doivent être soigneusement nettoyés à l'alcool afin de faire disparaître toute trace de feutre ou de poussière qui pourrait être par la suite enregistrée comme une image. La plaque est ensuite fixée sur la table par l'intermédiaire d'un cadre évitant tout risque de glissement.

Suivant le temps de pose, le champ étudié, le filtre, l'émulsion et son traitement, et les conditions d'observation, les clichés ont une apparence plus ou moins sombre. Afin d'optimiser le rapport signal sur bruit, la tension de la lampe quartz-iodé doit être réglée en fonction de la transparence du cliché.

Une préfocalisation manuelle est réalisée, afin d'initialiser la focalisation automatique qui est faite dans un deuxième temps. Cela consiste à positionner les optiques inférieure et supérieure à une position moyenne en z en fonction de l'épaisseur du cliché. Généralement, l'épaisseur des clichés Schmidt est de 1 mm à 3.2 mm. Les clichés les plus minces (comme ceux du Schmidt de l'OCA), susceptibles de déformations, sont disposés sur une lame de verre traitée anti-reflets, pour éviter les problèmes de réflexion parasite (anneaux de Newton).

b - Numérisation par pavés.

La préparation d'un scan pavés se fait sur le VAX grâce au programme FIELD, originaire de l'Observatoire de Bordeaux et adapté aux spécificités de la MAMA par J. Guibert. A partir des coordonnées du centre du champ étudié, de la dimension et de l'échelle du cliché concerné, ce programme permet de calculer les (x, y) approximatifs des standards astrométriques d'un catalogue donné, ainsi que ceux des objets sélectionnés pour le projet (standards photométriques, quasars,...) pour lesquels on dispose de coordonnées équatoriales. Il y a actuellement 5 catalogues astrométriques en ligne : AGK3, AGK3R, PERTH70, SAO et depuis peu PPM (Röser & Bastian, 1988). Pour ce qui concerne cette thèse, la liste des objets à scanner par pavés est constituée de toutes les étoiles astrométriques PPM du champ (centre 1950 : $\alpha_0 = 13^h 33^m 57.3^s$, $\delta_0 = +30^\circ 01' 46''$), dont une grande partie a été remesurée spécialement pour ce programme au méridien de Bordeaux par Y. Réquière. A ces étoiles astrométriques s'ajoutent une centaine de standards photométriques provenant de 2 séquences photoélectriques proches de l'amas globulaire M3 et du quasar 3C286. La liste des objets extragalactiques provient du cat-

alogue de Véron-Cetty & Véron (1987). Ceci constitue la liste de base des objets utiles au projet, mais en fait suivant le cliché scanné, tous ces objets ne sont pas numérisés car les clichés n'ont pas forcément la même taille ni la même magnitude limite, ou bien leur centre peut différer légèrement.

La liste des pavés est envoyée via le réseau Ethernet sur le GOULD, et l'on procède alors à l'ajustement du cliché. En effet les (x, y) calculés ne sont qu'approximatifs. Il faut à partir d'une vingtaine d'étoiles "de calage" calculer la transformation qui permet de retrouver tous les objets choisis, aussi exactement que possible au centre de pavés que l'on choisit ici de 128×128 pixels. Le programme PILOTV envoie sur la VICOM l'image des étoiles de calage et l'on peut calculer leur offset par rapport au centre du pavé. Les nouveaux (x, y) des pavés sont recalculés par le programme PREPAVE, qui réalise aussi le fichier de commandes nécessaire à la numérisation des pavés.

Le scan se déroule en 3 étapes. La focalisation permet de déterminer la position optimale en z de la tête de lecture pour chaque pavé. Une bonne focalisation est nécessaire pour la détection des objets faibles et les mesures de flux. Ensuite, pour chaque pavé, une image est numérisée à partir des 128 photodiodes du centre de la barette, sur un balayage de 128 pixels. L'étape réorganisation permet dans un troisième temps de regrouper les différents pavés dans une seule image. Cette image est sauvegardée sur bande magnétique pour chaque cliché, car il est intéressant de pouvoir y revenir quand on le souhaite pour, par exemple, visualiser un objet qui pose un problème lors de la réduction. Il a été choisi ici de traiter cette image en temps différé, par des programmes GOULD de calcul du fond de ciel et de seuillage utilisant l'AP.

La valeur moyenne du fond de ciel est calculée pour chaque pavé, ainsi que sa dispersion. Ce dernier paramètre est très important pour évaluer la qualité photométrique du cliché. On peut vérifier comment évolue la dispersion du fond de ciel sur tout le cliché, et avoir une idée de sa valeur moyenne σ . Ensuite il faut déterminer la valeur optimale du seuil de détection au dessus du fond de ciel. Cette valeur dépend du type de travail que l'on fait. Si l'on s'intéresse aux étoiles brillantes pour faire une réduction astrométrique par exemple, on prendra une valeur très élevée du seuil pour ne pas détecter avec l'image les aigrettes et halos. Par contre, si on s'intéresse aux objets faibles, on essaiera de se rapprocher le plus possible du fond de ciel sans pour cela récolter tous les défauts d'émulsion et granularités. Une valeur de 2.3σ au dessus du fond de ciel pour le seuil est le minimum que l'on puisse prendre. En fait nous avons pu constater qu'il est très difficile d'obtenir

des mesures photométriques et astrométriques correctes pour les objets trop proches de la magnitude limite du cliché, et donc finalement pour être sûr de n'avoir que des images suffisamment bien définies, la valeur du seuil a été fixée à 3σ . D'autre part on peut fixer une limite inférieure pour l'aire des objets détectés. Pour que le centre des objets, c'est à dire le barycentre des pixels détectés au dessus du seuil et pondérés par leur densité, soit déterminé correctement, il faut que l'image soit formée d'au moins 9 pixels. Tous les clichés ont été aussi seuillés à 5σ et 8σ , afin de séparer éventuellement des objets trop serrés qui n'auraient pas été résolus à un seuil plus bas. Mais le programme de multi-seuillage n'étant opérationnel que depuis peu, cette option n'a pas encore été exploitée, et finalement seuls les fichiers issus du seuil à 3σ ont été utilisés. Le fichier linéaire résultant du programme de seuillage de l'AP est traduit en ASCII par le programme RELPAVE. La structure du fichier en sortie est la suivante : une ligne d'en-tête indique les renseignements généraux concernant le cliché et son traitement, et pour chaque objet détecté on peut lire le numéro de détection, la position (x, y) au dixième de micron près, le flux et l'aire, les paramètres de l'ellipse équivalente formée par l'image, les moments du second ordre bruts, les coordonnées relatives en pixels par rapport au balayage, les coordonnées du maximum de densité en pixels et sa valeur, les 4 coordonnées du rectangle d'encadrement, la valeur du seuil, le numéro du pavé dans l'ordre du scan, le nom de l'objet attendu au centre du pavé et un commentaire associé.

c - Numérisation par zones.

La préparation de cette opération est très simple. La création des fichiers de commandes se fait par l'intermédiaire du programme PREZONE, dans lequel l'utilisateur n'a à rentrer que très peu de paramètres : la taille du cliché et les valeurs du seuil qui ont été choisies au cours de la phase pavés. Si on ne désire pas un traitement du cliché très spécifique, les autres renseignements nécessaires au scan sont des options standard. L'ensemble du cliché est couvert par des balayages successifs de 10.24 mm (pleine barette), de la longueur du cliché. Les balayages se recouvrent sur 256 pixels afin de ne pas perdre les objets qui se trouvent en bord de barette. A la fin de chaque balayage, le fond de ciel est calculé sur des mailles de 128×128 pixels pour l'ensemble de la zone couverte et la détection se fait à la suite. L'image du balayage n'est pas conservée. La relecture et la concaténation des fichiers issus du seuillage sont faites grâce au programme RELZONE. Le fichier catalogue en sortie a la même structure que celui des pavés à quelques différences

près: la valeur du fond de ciel est indiquée, mais pas les renseignements spécifiques à la manip pavés (numéro du pavé, nom de l'objet correspondant, commentaire,...). Plusieurs indices permettent par contre de gérer les objets tronqués en bordure de balayage, ou détectés 2 fois à cause du recouvrement. Tous les fichiers de mesures sont transférés via le réseau Ethernet sur le VAX où la réduction est réalisée.

4 - Tests astrométriques.

La première qualité qui peut être testée est la répétabilité de la machine : quand une plaque est scannée plusieurs fois successivement dans les mêmes conditions, on retrouve les (x, y) des mêmes objets à 0.2 micron près. Ce test est décrit dans Guibert et al.(1990).

Les différentes parties de la machine peuvent comporter de légers défauts, qui se traduisent par des effets systématiques dépendant de la position de l'objet scanné par rapport aux systèmes de mesure (axes x et y , photodiodes). Ces erreurs ont été évaluées au moment de la mise en place de la machine par T. Danguy. Les principales erreurs viennent de la table XY :

- codeurs : les axes x et y sont gradués avec un pas de 10 microns, mais il peut y avoir des erreurs dans les graduations allant jusqu'à 1 micron. Les mesures au dixième de micron sont déduites par interpolation.
- flexion : la table X, posée sur la table Y, est légèrement fléchie, entraînant une contraction de l'axe des x .
- orthogonalité : les axes x et y ne peuvent pas être rigoureusement orthogonaux.
- lacet : les rails de la table XY ne sont pas parfaitement rectilignes.

D'autres erreurs, nettement inférieures au micron, sont dues au réseau de photodiodes (alignement parallèlement à l'axe y , réglage du grandissement, inhomogénéités des photodiodes), à l'optique (distorsion parabolique du champ), à l'effet électronique des résidus du transfert des charges associées à chaque photodiode du réseau RETICON CCPD (traînage).

Il est clair que si tous ces effets se cumulent, il est difficile de les modéliser indépendamment à partir seulement d'un test global. Par contre, on peut essayer de faire ressortir les effets principaux et d'évaluer l'erreur qu'ils introduisent dans les fichiers de mesure, pour éventuellement la corriger.

Des tests concernant la table XY ont déjà été réalisés sur une partie centrale de 14 cm \times 14 cm par T. Danguy, et ici nous nous proposons d'étendre l'étude à la quasi totalité de la table, soit 350 mm \times 350 mm par 2 tests : la mesure d'un grand cliché, dans deux orientations séparées de 90^0 , et la mesure d'une plaque standard de caractéristiques connues, à 5 positions de la table se recouvrant partiellement.

a - NANOMASK

La plaque NANOMASK est un cliché de référence portant 68 \times 68 pastilles de chrome de diamètre 1 mm, sur une grille de pas 2 mm, avec une précision (rms) de 0.1 μm . La figure 3 indique les 5 positions par rapport à la table dans lesquelles la plaque NANOMASK a été scannée.

Directement à partir des mesures MAMA (x, y) des pastilles, différents paramètres ont été calculés pour chaque position de la plaque NANOMASK sur la table XY. Les lignes et les colonnes de pastilles sont théoriquement séparées de 2 mm (exactement $2\cos\theta$ mm, où θ est l'inclinaison de la plaque par rapport à l'axe x). La différence moyenne, par rapport à cette valeur, entre chaque ligne et chaque colonne, est déterminée. Si un saut existe dans les pas codeurs, il doit se traduire par un écart beaucoup plus important (supérieur au micron) que la moyenne générale. On somme les écarts pour calculer les éventuelles dérives en x et y , qui peuvent traduire des problèmes d'échelle. Une droite est ajustée par moindres carrés sur les 68 points de chaque ligne et chaque colonne, on en déduit la variation de l'inclinaison de ces droites en fonction de x et y . La non-orthogonalité des axes de la MAMA doit se traduire par une variation continue de l'angle, alors que le lacet produit des variations chaotiques de cet angle. Ces résultats sont indiqués dans la table 1.

Le premier fait évident est la plus grande dispersion des écarts en y . La figure 4 indique les variations dans les écarts entre les lignes de pastilles en fonction de la valeur de y . On observe clairement que cet effet est périodique, de période voisine de 7.68mm, qui est exactement l'épaisseur d'un balayage (10.24mm pour la barette de photodiodes moins 2.56mm de recouvrement). Il doit donc s'agir d'un problème lié à la barrette de photodiodes. Pour mieux visualiser cet effet, les résidus en y ont été représentés en fonction de la position moyenne des pastilles par rapport à la barette, sur la figure 5. Le dernier graphique de cette figure représente la sommation des 5 graphiques précédents. Si on numérote les photodiodes de 1 à 1024 dans le sens des y croissant, à cause du recouvrement des balayages, seules les photodiodes de 65 à 959 sont utilisées. Grâce aux schémas de la

figure 5, on voit que l'effet dominant est linéaire. On remarque aussi que les photodiodes de rang 100 à 360 présentent beaucoup d'inhomogénéités qui se traduisent par une dispersion importante. On peut appliquer la correction suivante, calibrée (en double précision) en ajustant par moindres carrés une droite dans les points représentés sur le sixième graphique de la figure 5, où y_{ms} désigne la position du centre de l'objet par rapport au réseau de photodiodes ($0 \leq y_{ms} \leq 1024$) :

$$y' = y - (0.0007 \times y_{ms} - 0.29)/1000 \quad (mm)$$

	NANO 1		NANO 2		NANO 3		NANO 4		NANO 5	
	x	y	x	y	x	y	x	y	x	y
(1)	0.34	0.72	0.18	0.95	0.27	0.72	0.24	0.70	0.30	0.88
(2)	0.08	0.23	0.07	0.26	0.09	0.23	0.07	0.21	0.07	0.22
(3)	-4.84	0.14	-4.43	-1.44	-4.33	-1.01	-4.75	0.15	-3.67	-0.59
(4)	2.4	0.4	1.1	1.8	0.8	0.2	1.6	0.0	0.5	0.2

Table 1 : Statistiques sur la plaque de référence NANOMASK dans 5 positions. La ligne (1) indique l'écart maximum observé et la ligne (2) la différence moyenne par rapport aux 2 mm théoriques qui séparent 2 lignes ou 2 colonnes. La ligne (3) indique la dérive (différences cumulées) des positions des lignes et colonnes de pastilles (en μm). La ligne (4) indique les variations maximum de l'angle des lignes et des colonnes par rapport à l'inclinaison moyenne de la plaque, en secondes d'arc.

En effet, cette correction a apporté une nette amélioration dans les statistiques en y des pastilles comme le montre la figure 6, où les écarts en fonction de y et de la position sur le réseau sont représentés pour la position 5 de la plaque NANOMASK. Après correction, les écarts moyens en y deviennent respectivement (0.08,0.09,0.08,0.09,0.08) pour les positions de 1 à 5, ce qui correspond alors à la même dispersion qu'en x .

Le deuxième effet évident est la dérive de plusieurs microns en x . Cet effet peut faire penser à un défaut de parallélisme entre l'axe X de la table et l'axe des codeurs, mais cette hypothèse a été éliminée par T. Danguy, compte tenu de l'architecture de la table. Par contre, cette dérive est compatible avec une flexion de la table XY. On en déduit la correction d'échelle:

$$x' = x \times (1 + 3.3 \cdot 10^{-5}) \quad (mm)$$

Compte tenu des valeurs des extrema, dans la table 1, aucun saut des codeurs n'est mis en évidence. Les variations dans l'inclinaison des lignes et des colonnes de pastilles ne sont pas non plus suffisamment claires pour évaluer la non-orthogonalité des axes x et y , ni un effet de lacet.

Une autre méthode consiste à calculer par moindres carrés, à partir des 5 fichiers de positions issus des scans, les transformations linéaires, incluant uniquement une rotation et une translation, qui ramènent les mesures MAMA des pastilles à une grille parfaite. On peut, grâce à la distribution des résidus, faire ressortir des caractéristiques de la table XY. La figure 7 représente, pour chaque position de la plaque NANOMASK, les résidus, moyennés sur 4 points. Il apparaît clairement sur cette figure que des effets de l'ordre du micron ne sont pas modélisés. Les corrections trouvées précédemment ont été appliquées, et on obtient alors une très nette amélioration dans les calculs de ces transformations, comme le montre la figure 8. La table 2 résume les valeurs des résidus rms en x et y , avant et après correction.

	NANO 1		NANO 2		NANO 3		NANO 4		NANO 5	
	x	y								
avant correction	0.8	0.8	0.6	0.6	0.7	0.6	0.8	0.8	0.5	0.5
après correction	0.4	0.5	0.5	0.5	0.7	0.6	0.5	0.4	0.5	0.5

Table 2 : Erreur quadratique moyenne des transformations linéaires, pour chaque position de la plaque NANOMASK, entre les mesures MAMA et une grille idéale (en μm).

Le résidu rms est un bon indicateur de la précision globale de la MAMA, qui peut donc être estimée à $0.6\mu m$ après correction.

b - Mesure d'un même cliché dans 2 orientations

Ce test est complémentaire du précédent. Il permet d'avoir une vision globale des effets géographiques dans les mesures MAMA, tout en se plaçant dans les conditions normales de scan, avec de vrais objets astronomiques.

Le test est réalisé dans les mêmes conditions que tous les scans du programme, à partir d'une copie de cliché SRC de $35\text{cm} \times 35\text{cm}$, d'épaisseur 3.2 mm pour éviter des problèmes de torsion sur les bords contraints par le cadre. Le cliché entier est numérisé en mode zone, l'axe des x étant orienté positivement vers l'ouest, l'axe des y vers le nord. Le seuil de détection est fixé comme d'habitude à 3σ . Ensuite la plaque est tournée de 90° , et rescannée dans les mêmes conditions. Dans le premier cas, 93656 objets ont été détectés, 93943 dans le deuxième cas. Les objets détectés lors d'un scan, et non sur l'autre sont essentiellement des objets très faibles à la limite du seuil de détection. En effet, dans les 2 cas le fond de ciel n'est pas calculé sur des mailles identiques de 128×128 pixels, entraînant de petites différences qui font que les pixels les plus faibles sont pris ou non en compte dans la définition d'un objet. Pour éviter ce problème, et celui de la moins bonne qualité de centrage des objets très faibles, et pour faciliter la recherche des objets d'un cliché à l'autre, n'ont été mis en correspondance que les objets dont l'aire est supérieure à 60 pixels. On retrouve alors 29791 objets en commun (pour un champ utile de $340\text{ mm} \times 340\text{ mm}$, cela représente en moyenne un objet tous les 2 mm, comme sur le cliché NANOMASK). Les objets non retrouvés peuvent aussi être des objets qui sont résolus à la première détection, mais pas à la deuxième détection, ou encore de poussières.

La correspondance entre les 2 catalogues (x, y) est ensuite modélisée par une relation linéaire, incluant uniquement une rotation et une translation. Les coefficients de cette transformation sont calculés par moindres carrés à partir des 29791 objets en commun. On obtient un résidu moyen de $2.7\mu\text{m}$ en x et $2.8\mu\text{m}$ en y , ce qui est assez important. La figure 9 montre la distribution des résidus en fonction de la position des objets sur le cliché. On observe une distribution symétrique avec des effets très importants dans les coins, atteignant $6\mu\text{m}$. Cela montre qu'une transformation incluant seulement une rotation et une translation ne suffit pas à modéliser le passage d'un catalogue à l'autre. L'effet systématique résiduel traduit un défaut dans les coordonnées MAMA.

Le test précédent, réalisé à partir de la plaque NANOMASK, a permis de déterminer des corrections à appliquer à x et y . En particulier le facteur d'échelle de $3.3 \cdot 10^{-5}$ a ici beaucoup d'importance, puisqu'il corrige de $11.5\mu\text{m}$ les objets à $x=350\text{ mm}$. La correspondance entre les 2 catalogues issus des scans du cliché $35\text{cm} \times 35\text{cm}$ a donc été recalculée après cette fois correction du facteur d'échelle en x et des erreurs du réseau en y . L'erreur rms descend alors à $1.1\mu\text{m}$ en x et $1.3\mu\text{m}$ en y . La figure 10 représente les résidus de cette nouvelle transformation, avec la même échelle que la figure précédente. Les effets

systematiques ont disparu, ce qui prouve la validité des corrections effectuées.

Si, de plus, on reprend ce calcul de transformation en éliminant les objets dont le résidu sur la position est 2.5 fois plus grand que l'erreur quadratique moyenne, on obtient alors un sigma de $0.6\mu m$ en x et en y , ce qui est conforme à la précision absolue de la MAMA, déterminée à partir de la plaque NANOMASK. Les objets éliminés (876 ie 3% de l'échantillon) ont des positions qui varient de plusieurs microns d'une détection à l'autre à cause de problèmes de seuillage (pixels à la limite du seuil fixé pris ou non en compte, séparation ou non d'objets serrés) et d'identification plaque à plaque. La qualité astrométrique de la MAMA n'est pas directement concernée par ces 2 procédures (qui pourraient être améliorées), ce qui justifie l'élimination de ces objets en queue de distribution. D'ailleurs, la distribution de ces objets, en (x, y) et en flux, confirme qu'ils sont répartis de manière aléatoire sur le cliché, et qu'il s'agit en majorité d'objets très faibles.

La correction concernant l'échelle en x avait été suggérée par T. Danguy. Le facteur d'échelle, calculé au moment de la mise en place de la machine avec un pixel de $20\mu m$, avait été fixé à $2.5 \cdot 10^{-5}$, mais cette correction n'a jamais été appliquée car le test n'avait pu être réalisé que sur la partie centrale de la table. Cette erreur en x , qui est responsable d'effets nettement supérieurs au micron, n'a jamais eu de conséquence lors de l'utilisation de mesures MAMA, pour des réductions astrométriques par exemple. En effet, les (x, y) sont toujours ramenés à un système de référence par une transformation d'ordre 1 au minimum, donc le terme d'échelle est nécessairement pris en compte.

Par contre, pour ce qui concerne le réseau de photodiodes, la correction linéaire n'avait jamais été soupçonnée (car responsable d'effets inférieurs à $0.5\mu m$), et ces tests ont aussi permis de montrer qu'il est préférable d'éviter l'utilisation des photodiodes de rang inférieur à 360. Cela peut se faire très simplement, grâce au recouvrement des balayages de $2.56mm$ (i.e. 256 photodiodes). Pour les objets qui sont détectés dans le recouvrement, et donc qui sont mesurés 2 fois, une fois avec la partie supérieure du réseau, une fois avec la partie inférieure, c'est la mesure faite avec les diodes supérieures qui sera conservée, contrairement à ce qui était fait jusqu'à présent. La correction linéaire des erreurs du réseau et de l'optique pourra être réalisée au niveau des programmes RELPAVE et RELZONE (voir sections 3-b et 3-c).

On peut conclure à l'issue de ces 2 tests (NANOMASK et mesure d'un cliché dans 2 orientations) que la précision de la MAMA est de $0.6\mu m$, après corrections.

Chapitre 2

PHOTOMÉTRIE

1 - Introduction

Pour des études de structure galactique, il est nécessaire d'obtenir pour toutes les étoiles étudiées au moins une magnitude et un indice de couleur, qui sont liés à leurs distance et stade d'évolution. Si on dispose aussi de l'indice de couleur (U-B), on peut déterminer pour certains objets du survey leur excès d'ultra-violet qui est lié à leur métallicité.

Ce chapitre décrit le matériel photographique et les techniques de réduction qui ont permis d'obtenir un survey de magnitudes (U,B,V) pour près de 20.000 objets.

2 - Le materiel photographique

La table 1 donne la liste des 6 clichés qui ont servi à la réduction photométrique. Tous proviennent de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA). Ce sont des poses longues, au moins 3/4 d'heure, pour atteindre les magnitudes les plus faibles possibles. L'association des filtres et émulsions donne des bandes qui sont très proches du système standard de Johnson, la correction, calibrée par Mohan & Crézé (1987), étant donnée par les équations suivantes :

$$V_{inst} = V_{John.} - 0.138(B - V)_{John.} + 0.006(U - B)_{John.} \quad (1)$$

$$B_{inst} = B_{John.} - 0.162(B - V)_{John.} - 0.048(U - B)_{John.} \quad (2)$$

$$U_{inst} = U_{John.} - 0.155(B - V)_{John.} + 0.096(U - B)_{John.} \quad (3)$$

Dans l'article de Mohan & Crézé, on trouve aussi une équation pour corriger les magnitudes instrumentales des effets géométriques, c'est à dire des variations de réponse en fonction de la position sur le cliché. D'après cette étude, ces variations peuvent être très importantes, atteignant respectivement 0.66, 0.70 et 1.31 en bord de plaque, pour les clichés V, B et U. Ici ces corrections n'ont pas été prises en compte. En effet, depuis cette calibration, tous les filtres ont été remplacés, ainsi que leur système de fixation. Maintenant

les filtres sont plus petits, plus minces et placés très près de la plaque photographique. Si l'on peut supposer que leur bande passante a été respectée par le constructeur, les effets géométriques, par contre ont forcément changé. De par les nouvelles caractéristiques des filtres, les variations photométriques en bord de plaque ont dû diminuer considérablement. Il faudrait, pour chaque nouveau filtre, recalibrer toutes les équations, mais il faut pour cela disposer d'une très bonne séquence photométrique bien répartie sur tout le cliché. Ici, n'ayant pas les moyens d'évaluer les erreurs photométriques sur les bords du champ étudié, et considérant que les bords de plaque ne sont pas utilisés, ce type d'erreurs sera négligé.

no cliché	Époque	Temps de pose (mn)	filtre - émulsion
2448	1990.17	120	UG1 - IIaO (U)
2450	1990.20	71	GG495 - IIaD (V)
2470	1990.31	83	GG495 - IIaD (V)
2477	1990.31	72	GG385 - IIaO (B)
2604	1991.00	48	GG385 - IIaO (B)
2606	1991.07	51	GG385 - IIaO (B)

Table 3 : Clichés utilisés pour la réduction photométrique.

Ces clichés n'ont été utilisés que pour la réduction photométrique car les émulsions de type IIa ont un grain épais qui convient très bien aux mesures de flux, de part leur sensibilité, mais par contre elles sont moins bien adaptées aux mesures astrométriques à cause des granulations dans le fond de ciel qui donnent des centroïdes d'images moins précis, spécialement pour les objets faibles.

3 - Réduction

Deux séquences photoélectriques ont servi à calibrer les clichés de la table 3. Il s'agit d'une séquence au voisinage de l'amas M3 (Sandage, 1970), comprenant 98 étoiles avec $8.42 \leq V \leq 21.12$, et de 3 étoiles autour du quasar 3C286 (Penston et al., 1971) telles que $14.43 \leq V \leq 15.32$.

Tous ces objets, reconnus grâce à des cartes d'identification, ont été numérisés en mode pavé. Le paramètre photométrique donné par la MAMA est le flux en densité, c'est à dire le flux calculé en intégrant tous les pixels détectés au dessus d'un seuil fixé à l'avance (voir chapitre I, sect. 2-b), chaque pixel étant codé sur 4096 niveaux de gris. Tous les objets

n'ont pas servi pour la réduction. Trois standards ont été systématiquement éliminés à cause d'une erreur d'identification sur les cartes de Sandage. Les standards faibles n'ont pas été détectés à cause de la magnitude limite qui se situe entre 19 et 20 pour tous les clichés utilisés : à environ une magnitude en dessous de la limite du cliché, la réduction photométrique devient pratiquement impossible. D'autre part, certains standards, trop près de l'amas globulaire, ont posé des problèmes au seuillage à cause de l'encombrement du champ, c'est à dire qu'ils n'ont pas été séparés des objets voisins, d'où une erreur sur la mesure du flux. Finalement entre 68 et 75 standards ont servi pour la réduction, suivant le cliché.

La calibration de chaque cliché consiste à ajuster un polynôme du troisième ordre entre les magnitudes instrumentales et les mesures MAMA (logarithme décimal du flux) des standards. Un exemple de ce type d'ajustement, pour le cliché 2604, est représenté sur la figure 11. La table 4 indique pour chaque cliché, l'intervalle en magnitude de la réduction, le nombre de standards utilisés, la dispersion moyenne des points autour de la courbe d'étalonnage, et le nombre d'objets détectés sur le cliché dans l'intervalle de magnitude considéré, pour lesquels on a pu calculer une magnitude. Pour chacun de ces objets, on détermine ensuite les magnitudes standards Johnson en inversant les équations (1) à (3).

Cliché	intervalle de magnitude	Nombre de standards	dispersion (rms)	Nombre d'objets
2448	$11.18 \leq U_{inst} \leq 18.35$	74	0.11	18665
2450	$11.35 \leq V_{inst} \leq 18.40$	68	0.11	23096
2470	$11.15 \leq V_{inst} \leq 18.58$	70	0.12	27385
2477	$10.59 \leq B_{inst} \leq 19.17$	73	0.09	22609
2604	$10.63 \leq B_{inst} \leq 18.97$	75	0.085	21986
2606	$10.63 \leq B_{inst} \leq 19.39$	79	0.11	30683

Table 4 : Résultats de la réduction photométrique.

4 - Séparation étoiles-galaxies

Comme ces données photométriques vont être utilisées pour étudier les populations stellaires de notre Galaxie, il convient d'éliminer de l'échantillon les objets extragalactiques qui pourraient contaminer les comptages d'étoiles. Une méthode classique a été utilisée: la distribution du flux en densité en fonction du logarithme décimal de l'aire de tous les objets détectés sur un cliché (voir Reid & Gilmore, 1982). Comme, dans l'ensemble, les galaxies sont des objets diffus, pour une aire donnée elles ont un flux plus bas qu'un objet stellaire. Sur le diagramme $\log(\text{aire})/\text{flux}$, pour les objets suffisamment brillants, les étoiles forment une séquence distincte, avec des bords bien nets, alors que la distribution des galaxies est beaucoup plus étalée (voir figure 12). On peut effectuer alors une séparation automatique entre les 2 types d'objets, en traçant une ligne à la frontière des objets ponctuels. Compte tenu de la forme de la séquence stellaire, on choisit d'ajuster un polynôme du quatrième ordre, par moindres carrés, comme relation entre le flux et $\log(\text{aire})$. Les objets ponctuels étant beaucoup plus nombreux, par itérations successives, le polynôme est finalement ajusté à travers la séquence des étoiles, au niveau du maximum de leur distribution. Il suffit alors de translater cette courbe pour qu'elle corresponde à la frontière entre les étoiles et les galaxies. Il faut noter qu'au niveau de cette frontière, il peut y avoir quelques étoiles, par exemple des multiples non résolues, et suivant ce que l'on veut faire de l'échantillon, on peut être plus ou moins sévère sur la coupure entre étoiles et galaxies. Si l'on veut être sûr de n'avoir que des galaxies, par exemple pour définir un référentiel inertiel (voir chapitre suivant), on placera la frontière à 8σ du polynôme représentant la séquence stellaire. Ici, on veut être sûr au contraire d'avoir éliminé le maximum de galaxies et, après plusieurs essais, il a été trouvé que la frontière optimale est à 5σ du polynôme. Malgré tout, il restera quand même dans le survey des objets extragalactiques comme les quasars et les galaxies ponctuelles.

A partir de 2 magnitudes en dessous de la magnitude limite du cliché, il est impossible de séparer les étoiles des galaxies car plus les objets sont faibles, plus ils ont un aspect diffus. Ici, le cliché le plus profond (2606) a été utilisé. Des candidats galaxies ont été trouvés jusqu'à $B = 18.5$, mais la méthode n'est vraiment sûre que jusqu'à $B = 15.5$. Sur 34254 objets détectés sur ce cliché, 1366 sont considérés comme des galaxies. Jusqu'à $V = 17.5$ cela représente 10% de l'échantillon total. Pour les magnitudes plus faibles, il est difficile d'évaluer la proportion de galaxies qui contaminent l'échantillon des étoiles, car leur nombre croît exponentiellement avec la magnitude.

Nous verrons au chapitre 4, en comparant notre échantillon de galaxies à un survey très profond, qu'une fraction non négligeable d'étoiles doubles a été sélectionnée et que l'échantillon n'est complet que jusqu'à $B = 15.5$. Cette méthode $\log(\text{aire})/\text{flux}$ peut être très performante, à condition de l'utiliser avec un cliché très profond.

5 - Le survey photométrique final

La mise en correspondance des clichés B et V permet d'obtenir un échantillon de 19618 objets pour lesquels on a au moins une magnitude B et une magnitude V. Comme on dispose de 3 clichés B et de 2 clichés V, les magnitudes correspondantes de chaque objet sont moyennées, et l'écart à la moyenne permet d'évaluer la précision interne du catalogue. On trouve des résidus très importants au voisinage de l'amas globulaire M3, où, à cause du très grand nombre d'objets, il a pu se produire des erreurs d'identification d'un cliché à l'autre, des détections d'objets non résolus et éventuellement des variations importantes dans le fond de ciel. Tous les objets se trouvant à moins de 7.3 minutes d'arc du centre de l'amas ont été éliminés du survey. Il a été aussi choisi d'éliminer du survey les objets près des bords et des plages de calibration à cause du biais que provoque le vignettage. L'échantillon couvre alors 21 degrés carrés et comprend 16614 objets.

On estime la précision du catalogue dans une couleur donnée par la moyenne des dispersions obtenues sur les courbes de calibration, divisée par la racine carrée du nombre de plaques utilisées. On trouve donc 0.08 en V , 0.07 en B et 0.07 en $B - V$. A cause du décentrage de la plaque U, l'échantillon d'objets comprenant à la fois U , B et V ne couvre que 17.7 degrés carrés et comprend 7237 objets. La précision du catalogue en U est 0.11 magnitude.

L'homogénéité du survey a été testée en densité, magnitude et couleur sur des petites zones d'environ 1 degré carré. La densité d'objets est constante sur la plaque, ce qui signifie qu'il ne devrait pas y avoir d'amas dans ce champ. Les magnitudes B et V ne varient pas non plus de manière significative, ni l'indice de couleur $B - V$, ce qui prouve qu'il n'y a pas de biais important dans la calibration photométrique d'un coin à l'autre de la plaque.

A partir de l'histogramme des magnitudes, on peut avoir une estimation de la magnitude jusqu'à laquelle le survey est complet, c'est à dire que toutes les étoiles du champ ont été répertoriées jusqu'à cette limite. La notion de complétude est très importante pour l'interprétation que l'on va faire des données. En effet, après la limite de complétude, les objets de couleur extrême deviennent plus faibles que la magnitude limite des clichés,

baisant l'échantillon en faveur d'un certain type d'étoiles. Sur la figure 13, on peut voir que le maximum de la distribution des magnitudes est atteint entre $V = 17.5$ et $V = 18$, ceci après avoir éliminé les galaxies sélectionnées précédemment, et sans tenir compte de la magnitude U . En B, la limite de complétude est 18.5. Pour l'interprétation astrophysique de ces données, on ne considèrera donc que les objets plus brillants que cette magnitude. La partie plus faible de l'échantillon n'est de toute manière pas statistiquement significative, comme cela a été vu plus haut, à cause de la contamination excessive par des objets extragalactiques. Nous reviendrons au chapitre 4 sur le problème de la sélection des galaxies aux magnitudes faibles.

Chapitre 3

ASTROMÉTRIE

1 - Introduction.

Ce chapitre décrit un des résultats essentiels de ce travail de thèse, qui a permis d'obtenir des mouvements propres d'une précision comparable à celle d'HIPPARCOS. Cela prouve qu'avec des moyens au sol, on est en mesure de faire de l'astrométrie d'aussi bonne qualité que celle du satellite, avec comme conséquence de pouvoir prolonger l'interprétation des données spatiales vers les objets plus faibles et plus lointains.

Le catalogue HIPPARCOS, qui sera disponible vers 1995, comprendra pour environ 120.000 étoiles une mesure très précise de position, de mouvement propre et de magnitude instrumentale. La précision attendue sur les mouvements propres est en moyenne de l'ordre de 1.5 milliarcsec/an. Un tiers de ces étoiles aura en plus une bonne détermination de parallaxe, ce qui constitue le résultat essentiel. Le catalogue comprendra des mesures jusqu'à la magnitude 12.5, mais ne sera complet que jusque vers 8 (9 dans certaines directions). Cette magnitude limite permettra d'avoir une bonne représentation du voisinage solaire jusqu'à 1 kpc, mais pour étudier les populations stellaires à plus grande échelle, il faut obtenir le même type de données sur des échantillons complets de plus faible magnitude à partir d'observations au sol, typiquement des clichés photographiques numérisés par une machine automatique.

La précision des mouvements propres obtenus à partir de plaques photographiques numérisées dépend de plusieurs facteurs : la qualité géométrique de la machine à mesurer, la qualité des clichés utilisés ainsi que leur nombre, leur échelle, leur base de temps et enfin la méthode de réduction choisie.

La qualité astrométrique de la MAMA a été décrite dans le chapitre 1 par les différents tests qui ont été réalisés. Ce chapitre présente les autres facteurs intervenant dans la réduction astrométrique.

2 - Le matériel photographique

L'avantage de clichés photographiques provenant de grands télescopes est que leur focale permet de mesurer des déplacements très petits et que l'on peut atteindre des mag-

nitudes très faibles. Par contre le champ utilisable est petit (quelques minutes d'arc), et se pose le problème des distorsions géométriques qu'il faut corriger, car les grands télescopes ne sont pas conçus à l'origine pour faire de l'astrométrie. Pour obtenir des échantillons de mouvements propres sur des régions plus grandes, il vaut mieux utiliser les télescopes de Schmidt qui sont prévus pour l'astrométrie grand champ. Il en existe suffisamment dans le monde, et depuis suffisamment de temps, pour que les clichés accumulés permettent de déterminer de bons mouvements propres.

La liste des plaques utilisées pour cette partie astrométrique est présentée dans la table 5.

Cliché	type	époque	échelle ("/mm)
131-E	copie POSS	1950.430	67.13
131-O	copie POSS	1950.430	67.13
1604	Tautenburg	1964.271	51.40
1988	Tautenburg	1965.334	51.40
4048	Tautenburg	1974.205	51.40
4142	Tautenburg	1974.397	51.40
5477	Tautenburg	1980.285	51.40
5612	Tautenburg	1981.419	51.40
2257	OCA	1989.104	65.25
2269	OCA	1989.192	65.25
2442	OCA	1990.151	65.25

Table 5 : Clichés utilisés pour le calcul des mouvements propres.

La première époque est donnée par 2 copies sur verre de clichés O et E pris en 1950 pour le Palomar Observatory Sky Survey. Ensuite 6 clichés provenant du Schmidt de l'Observatoire de Tautenburg sont répartis sur 17 ans (1964-1981) et les clichés de dernière époque ont été obtenus récemment à l'Observatoire de la Côte d'Azur en 1989 et 1990. Ces onze plaques, couvrant une base de temps de 40 ans, ont été utilisées pour calculer les mouvements propres différentiels de tous les objets détectés sur l'ensemble des plaques. A part le cliché POSS 131-E, tous sont dans une bande passante bleue. Le champ commun, inclu dans la région du survey photométrique décrit au chapitre 2, est réduit ici à cause de la taille des clichés de Tautenburg ($3^0 \times 3^0$). De plus, seulement la partie centrale

de ces clichés a été considérée pour éviter, d'une part la zone de l'amas globulaire M3 présent dans un coin des plaques, d'autre part les plages de calibration et zones vignettées. La région de l'amas globulaire a été rejetée de la réduction astrométrique à cause de la difficulté qu'il y a à identifier individuellement les objets dans un champ très encombré, et à les retrouver d'un cliché à l'autre. D'autre part, comme cela sera expliqué plus loin, le fait d'utiliser des étoiles d'amas pour le calcul de mouvements propres différentiels introduit un biais. Le champ sur lequel seront déterminés les mouvements propres se résume finalement à 7 degrés carrés centrés sur l'étoile AGK3 +30⁰1289 de coordonnées 1950 : $\alpha = 13h33mn57.3s$, $\delta = +30^{\circ}01'46''$.

3 - Le système de référence

La première étape consiste à définir un ensemble d'objets par rapport auxquels seront déterminés les mouvements propres. Ces objets vont donc être utilisés pour ramener l'ensemble des mesures MAMA de chaque cliché à un système de mesure commun, matérialisé soit par le système de coordonnées équatoriales, soit par un système de coordonnées cartésiennes. Cela signifie que les objets de référence vont permettre de calculer des transformations, soit gnomonique, soit plaque à plaque, et pour que ces transformations soient bien déterminées, il faut que les objets de référence soient suffisamment nombreux, bien mesurés et répartis de manière uniforme sur tout le cliché.

Plusieurs possibilités sont offertes. L'idéal est de définir le système de référence à partir d'objets extragalactiques, pour avoir un système inertiel. Mais un seul quasar est connu dans le champ étudié. Par contre il y a beaucoup de galaxies, mais toutes ne sont pas utilisables pour des mesures astrométriques, à cause de leur forme qui n'est pas ponctuelle. Le nombre d'objets extragalactiques qui pourraient être utilisés comme références est inférieur à 60, ce qui est insuffisant pour modéliser correctement des transformations sur 7 degrés carrés.

Une autre possibilité consisterait à utiliser des standards astrométriques, de coordonnées connues sur la sphère céleste, pour ramener les mesures MAMA de tous les objets et de tous les clichés au système de coordonnées équatoriales. Il existe une centaine de standards dans le champ étudié, répertoriées dans le catalogue PPM. Mais plusieurs problèmes se posent pour ce genre d'objets :

- ce sont des objets brillants, et sur des clichés Schmidt qui sont posés longtemps pour atteindre les magnitudes faibles, ils sont

souvent déformés, avec des aigrettes et des halos, ou bien ils ont des objets voisins non résolus, ou bien encore ils sont saturés. Cela peut se traduire par une erreur sur leur position calculée par la MAMA (i.e. le barycentre des pixels détectés à 3σ au dessus du fond de ciel, et pondérés par la valeur de leur densité) qui se répercute sur le calcul de la transformation gnomonique,

- les coordonnées équatoriales de ces objets ne sont connues que dans certaines barres d'erreurs qui dépendent de la qualité du catalogue considéré,

- le nombre de ces objets par degré carré ne permet généralement pas de calculer une transformation très élaborée, comprenant beaucoup de termes.

Une dernière possibilité consiste à définir le système de référence à partir de la majorité des objets détectés dans le champ, qui sont suffisamment distants pour que leur mouvement projeté soit pratiquement nul, c'est à dire que leur position est à peu près la même d'un cliché à l'autre, une fois les mesures ramenées à une même échelle. Il s'agit alors d'une méthode différentielle. Ces "étoiles de fond" appartiennent à différentes populations (disque, disque épais ou halo), dont le comportement cinématique dépend de l'évolution et de la rotation de la Galaxie. Par rapport aux galaxies, ces objets bougent, mais s'il n'y a pas d'amas ou de courant sur une partie du champ, alors leur mouvement moyen est constant sur toute la zone étudiée. On peut alors mesurer le déplacement d'une étoile par rapport aux étoiles de fond. Le mouvement propre des étoiles de fond se traduit par une légère dispersion du système de référence, qui, s'il n'y a pas un groupe dont le mouvement est systématique, peut être traitée comme un bruit. Il est important que la distribution des positions et des mouvements propres des étoiles de fond soit aléatoire sur tout le champ car s'il existait un courant ou un amas non détecté, cela se traduirait par une distorsion du système de référence, d'où un biais dans le mouvement propre de certains objets.

L'utilisation des étoiles de fond présente plusieurs avantages :

- dans le champ considéré, il y a environ 700 étoiles par degré carré jusqu'à la dix-neuvième magnitude. De 400 à 450 de ces étoiles sont suffisamment fixes pour définir un système de référence. Grâce à un si grand nombre d'objets, le système de

référence est très bien défini sur l'ensemble du champ. De plus, on peut choisir un modèle de transformation qui comporte autant de termes que l'on veut,

- le mouvement propre des galaxies dans ce système de référence pourra être utilisé pour calculer les mouvements propres absolus,
- on évite le passage en coordonnées équatoriales qui n'est pas nécessaire si l'on s'intéresse aux mouvements propres, non à la position précise des objets sur la sphère céleste. Le passage des mouvements propres cartésiens aux directions galactiques, peut se faire dans un deuxième temps.

Comme cela a été signalé au chapitre 1, une partie des standards astrométriques PPM répertoriées dans le champ a été remesurée spécialement pour ce programme au Méridien de Bordeaux par Y. Réquière. Si ces mesures ne sont pas utilisées directement dans le calcul des mouvements propres, il est utile de pouvoir disposer de coordonnées équatoriales très précises pour les étoiles de ce champ (pour la publication du catalogue et les observations complémentaires). Les mesures du Méridien ont permis d'obtenir une réduction astrométrique classique (sur 1 cliché) avec une précision de 0.15 seconde d'arc pour les clichés de Tautenburg et de l'OCA.

4 - Transformations plaque à plaque

Il a été choisi de matérialiser le système de référence défini par les étoiles de fond à partir des coordonnées MAMA de ces objets sur un cliché donné, dit de référence. Il faut donc ramener toutes les mesures de toutes les plaques au système (x, y) du cliché de référence. Pour cela, après avoir mis en correspondance les objets en commun, il faut trouver la meilleure approximation possible de la transformation des (x, y) d'un cliché donné vers les (x, y) du cliché de référence, et ce à partir des étoiles de fond.

a - Identification plaque à plaque.

La mise en correspondance des objets communs d'une plaque à une autre n'est pas un problème simple, sachant qu'il y a plusieurs dizaines de milliers d'objets détectés sur chaque cliché. Le programme qui réalise cette association utilise d'abord l'ensemble des objets brillants (standards du PPM) mesurés en mode pavé (voir chapitre 1, sect. 3-b).

Ces étoiles permettent de calculer une transformation d'ordre 2 entre le système de la plaque de référence et les (x, y) de la plaque comparée. Ce calcul est itératif, et rejette les étoiles à grands résidus (images déformées ou grands mouvements propres). Ensuite, on cherche, pour chaque objet détecté sur le cliché de référence, sa contrepartie sur la plaque comparée, dans un rayon donné autour de la position prédite par la transformation. Le rayon de recherche doit être suffisamment grand pour permettre de retrouver les étoiles à grand mouvement propre, quand on compare 2 clichés pris à deux époques très différentes. Il doit aussi prendre en compte les erreurs qui peuvent affecter les positions des objets, et qui ne sont pas modélisées par la transformation d'ordre 2. La valeur du rayon de recherche est fixée à 5 secondes d'arc (ie 10 pixels sur un cliché de Tautenburg) pour la comparaison de 2 plaques de même époque, et la limite en mouvement propre à 1.5 seconde d'arc par an. Cette limite ne permettrait pas de retrouver l'étoile de Barnard ($10.3''/\text{an}$), mais c'est une valeur raisonnable sachant que les étoiles à très grand mouvement propre sont rares : seulement 10 étoiles telles que $\mu \geq 0.18''/\text{an}$, avec $B \leq 18$, sont détectées dans le champ (voir chapitre 4). Il est délicat de prendre une limite en mouvement propre plus importante, car on est amené dans cette étude à comparer des clichés pris à plus de 20 ans d'intervalle, alors que la distance moyenne sur un cliché assez profond entre 2 objets est de l'ordre d'une cinquantaine de secondes d'arc (pour ce champ, à haute latitude galactique). Si l'on s'intéressait spécialement aux étoiles à très grand mouvement propre, par exemple aux candidates naines brunes, il faudrait alors adopter une autre stratégie et comparer seulement des clichés pris à 5 ou 6 ans d'intervalle.

Dans ce traitement complètement automatique, certains objets serrés ont posé des problèmes de correspondance multiple. Dans ce cas, un critère de magnitude permet de reconnaître les bonnes associations. Malgré cela, quelques paires restent douteuses. Il peut s'agir de poussières ou de défauts d'émulsion qui sont alors éliminés.

Pour certains objets on ne trouve pas de correspondance. Il s'agit, dans la majorité des cas, d'objets faibles qui ne sont pas détectés sur les 2 clichés à la fois à cause des différences de magnitude limite. Il peut s'agir aussi d'objets qui sont résolus sur un cliché, mais pas sur l'autre ou bien encore de poussières.

b - Modèles plaque à plaque

A partir de tous les objets en commun sur 2 clichés, on peut calculer une transformation plus précise que la transformation d'ordre 2 calculée à partir des étoiles brillantes.

Cette transformation plaque à plaque doit comprendre des termes pour modéliser le fait que les centres des 2 clichés ne sont pas identiques (translation) et que l'orientation sur la table MAMA n'est pas la même (rotation), les différences d'échelles, les distorsions locales de chaque cliché. Ces distorsions, qui sont bien connues sur les clichés Schmidt, viennent du fait que les plaques de verres sont grandes (ici de $23\text{cm} \times 23\text{cm}$ à $30\text{cm} \times 30\text{cm}$) et qu'elles sont soumises à des contraintes importantes quand elles sont placées au foyer du télescope. Généralement, dans les réductions astrométriques classiques, c'est avec des termes d'ordre 2 et 3 que l'on cherche à modéliser ces déformations. En réalité, il est impossible de prévoir la forme de ces distorsions aux différentes échelles, et donc le modèle mathématique qui s'en approche le plus. Pour cette raison, la méthode employée ici, suggérée par Crézé & Bienaymé (1991), consiste à inclure dans la transformation plaque à plaque des termes de haut degré sans tenir compte d'arguments physiques, puisqu'ils sont inconnus. Les polynômes de degré élevé doivent permettre de modéliser les effets à petite échelle, inférieure au cm. On peut ici se permettre d'augmenter l'ordre de la transformation puisqu'il y a un très grand nombre d'objets de référence. Cette méthode différentielle a déjà été utilisée par Bienaymé et al. (1992), mais ici elle est optimisée par une procédure itérative (expliquée plus loin), par l'utilisation d'un grand nombre de clichés (11), et sur un champ beaucoup plus grand.

La transformation en (x, y) d'un cliché donné vers la plaque de référence s'écrit donc comme une somme de polynômes :

$$x'_0 = f_x(x, y) = \sum_{m,n}^{N,N} \alpha_{n,m} P_{n,m}(x, y)$$

$$y'_0 = f_y(x, y) = \sum_{m,n}^{N,N} \beta_{n,m} P_{n,m}(x, y)$$

où (x, y) représentent les coordonnées observées d'une étoile sur la plaque comparée, (x'_0, y'_0) sont les coordonnées du même objet transformées dans le système de la plaque de référence, $P_{n,m}(x, y) = L_n(x)L_m(y)$ où L_n est le polynôme de Legendre d'ordre n , et N est l'ordre choisi de la transformation. Il y a donc $(N + 1)^2$ constantes à calculer, pour chaque coordonnée.

Les polynômes de Legendre sont orthogonaux par rapport à une fonction de poids uniforme, donc si les étoiles de référence qui servent au calcul de la transformation sont uniformément réparties sur le champ, alors les coefficients de la transformation ne sont pas

corrélés entre eux, ce qui permet d'estimer leur précision de manière simple avec les termes diagonaux de la matrice inverse des équations normales (Dahlquist & Björk, 1974). S'il n'y a pas d'amas dans le champ, il est raisonnable de penser que les étoiles de fond sont réparties de manière homogène mais si l'on veut que les polynômes soient exactement orthogonaux par rapport à la distribution des étoiles de fond, il suffit d'orthogonaliser une base de polynômes ordinaires, par l'algorithme de Gram-Schmidt par exemple. L'utilisation de polynômes orthogonaux ne change rien à la modélisation de la transformation, ni à la valeur des mouvements propres. Il s'agit seulement d'une écriture plus commode qui permet de supprimer les corrélations entre les coefficients, et ainsi de mieux interpréter leur précision.

Le problème consiste à calculer les coefficients $\alpha_{n,m}, \beta_{n,m}$ pour $n = 0, \dots, N$, $m = 0, \dots, N$ qui minimisent :

$$\sigma_x^2 = \sum_{i=1}^{Nb} (x'_{0i} - x_{0i})^2 \quad (1)$$

$$\sigma_y^2 = \sum_{i=1}^{Nb} (y'_{0i} - y_{0i})^2 \quad (2)$$

où Nb est le nombre d'étoiles prises en compte dans la transformation, et (x_{0i}, y_{0i}) les coordonnées mesurées de l'étoile i sur le cliché de référence. La méthode des moindres carrés consiste à résoudre

$$\frac{\partial \sigma_x^2}{\partial \alpha_{n,m}} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_y^2}{\partial \beta_{n,m}} = 0 \quad \forall n, m$$

ce qui conduit aux 2 systèmes linéaires d'ordre $(N + 1)^2$:

$$A\alpha = B_x, \quad A\beta = B_y$$

où

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_{0,0} \\ \alpha_{1,0} \\ \vdots \\ \alpha_{N,N} \end{pmatrix}, \quad B_x = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{Nb} x_i P_{00}(x_i, y_i) \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^{Nb} x_i P_{NN}(x_i, y_i) \end{pmatrix}$$

$$\beta = \begin{pmatrix} \beta_{0,0} \\ \beta_{1,0} \\ \vdots \\ \beta_{N,N} \end{pmatrix}, \quad B_y = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{Nb} y_i P_{00}(x_i, y_i) \\ \vdots \\ \sum_{i=1}^{Nb} y_i P_{NN}(x_i, y_i) \end{pmatrix}$$

et

$$A = \begin{pmatrix} P_{00}P_{00} & P_{00}P_{01} & \dots & P_{00}P_{kr} & \dots & P_{00}P_{NN} \\ P_{01}P_{00} & P_{01}P_{01} & \dots & P_{01}P_{kr} & \dots & P_{01}P_{NN} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{kr}P_{00} & P_{kr}P_{01} & \dots & P_{kr}P_{kr} & \dots & P_{kr}P_{NN} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{NN}P_{00} & P_{NN}P_{01} & \dots & P_{NN}P_{kr} & \dots & P_{NN}P_{NN} \end{pmatrix}$$

$P_{jk}P_{rs}$ est l'abréviation de $\sum_{i=1}^{Nb} P_{jk}(x_i, y_i)P_{rs}(x_i, y_i)$.

Le choix des étoiles de fond se fait de manière itérative. A la première itération tous les objets qui sont détectés sur les 2 clichés sont utilisés pour calculer la transformation. A partir de la dispersion moyenne (rms), on élimine à 2.5σ les objets qui "bougent trop", et qui correspondent aux étoiles à grand mouvement propre. Au bout de quelques itérations (typiquement 8 à 12), il ne reste plus que les étoiles de fond et le processus s'arrête.

Pour améliorer aussi la précision de la transformation, les objets trop allongés ($e \geq 0.75$), dont le centre est plus incertain, sont systématiquement éliminés du calcul des coefficients.

c - Choix du degré des transformations

Comme cela a été signalé plus haut, on choisit de modéliser les transformations plaque à plaque en incluant des termes de haut degré. D'après Björk & Dahlquist (1974), un ajustement polynomial à une dimension par moindres carrés reste bien conditionné si le nombre de coefficients ($N + 1$) est inférieur à $2\sqrt{Nb}$ où Nb est le nombre de mesures. Ici, en extrapolant ce résultat à la dimension 2, avec 4000 étoiles de référence, on peut aller jusqu'à l'ordre 10. Dans la pratique, on peut se demander à partir de quel degré les termes n'apportent plus d'amélioration dans la modélisation, et même s'ils n'introduisent pas des erreurs. Pour essayer de répondre à ces questions, nous avons effectué des tests à partir des clichés T1604, choisi comme cliché de référence, et OCA2257. Ces 2 clichés ont des échelles très différentes et des centres légèrement décalés. On trouve 5441 objets dans leur champ commun. Les transformations d'ordre 1 (4 coefficients) à 6 (49 coefficients) ont été calculées, comme cela est décrit dans la section précédente, et dans chaque cas ont été étudiés les paramètres suivants :

- le résidu global de la transformation,
- le nombre d'étoiles conservées comme références,

- la distribution sur le cliché des résidus, qui laisse apparaître ou non des effets systématiques,
- la variation des mouvements propres d'un degré à l'autre.

La table 6 indique les 2 premiers paramètres. La figure 14 représente la distribution des résidus sur la surface considérée, pour les degrés 1, 2 et 6. La table 7 indique de manière quantitative comment varie l'ensemble des mouvements propres en augmentant au fur et à mesure le degré de la transformation, alors que la figure 15 permet de visualiser les variations du mouvement propre en x en fonction de la distance au centre du champ.

degré	nombre d'objets de référence	résidu total de la transformation (μm)
1	4239	7.3
2	3994	5.0
3	3954	4.7
4	3955	4.6
5	3957	4.6
6	3966	4.6

Table 6 : Paramètres des transformations plaque à plaque suivant le degré choisi. Le résidu de la transformation est en microns.

	$d2 - d1$		$d3 - d2$		$d4 - d3$		$d5 - d4$		$d6 - d5$	
	x	y	x	y	x	y	x	y	x	y
max	18.9	12.2	3.9	3.3	1.7	4.5	3.3	4.9	7.9	3.9
moy	0.04	-0.26	-0.02	0.00	0.00	-0.02	-0.04	-0.01	0.00	0.00
ET	4.38	2.95	1.21	0.89	0.45	0.64	0.61	0.61	0.38	0.32

Table 7 : Différences (maxima et moyennes), avec leur écart-type, entre les mouvements propres calculés par une transformation de degré $n + 1$ et ceux calculés par une transformation de degré n (en microns) pour les 5441 objets en commun sur les 2 clichés.

On peut constater avec ces différents résultats que l'ordre 1 est très nettement insuffisant pour modéliser une transformation plaque à plaque: le résidu global est important

($7.3\mu m$), et on voit sur la figure 14 que les résidus ne sont pas répartis de manière aléatoire. A partir de l'ordre 2, on ne voit plus d'effet systématique dans la distribution des erreurs de la figure 14.

Grâce à la table 7 et la figure 15, on peut décider quel degré de transformation est suffisant. On voit dans la table 7, avec les différences moyennes et écarts type, que les mouvements propres sont très peu modifiés à partir de l'ordre 4 (écart-type de l'ordre de la précision de la machine). Cela apparaît très nettement sur la figure 15, où l'on voit que les différences supérieures au micron ne concernent qu'un nombre très limité d'objets, près des bords de plaque. Le champ définitif, après intersection de tous les clichés, n'est pas aussi grand que celui qui est représenté ici ($d = 136 mm$). On peut en conclure que l'ordre 3 est suffisant, et que le fait de rajouter des termes jusqu'au degré 6 n'introduit pas de modification significative dans les mouvements propres. Ce résultat est bien sûr dépendant du couple de plaques considéré. Il faudrait refaire cette analyse pour chaque paire de clichés, mais comme cela représente beaucoup de temps de traitement, une solution intermédiaire a été adoptée, qui consiste à prendre le degré 4, soit 25 coefficients dans chaque coordonnée, pour tous les modèles plaque à plaque.

d - Calcul des transformations

Le cliché T1604 a été choisi comme cliché de référence, car il est de très bonne qualité, profond et d'époque intermédiaire. Tous les autres clichés ont été mis en correspondance avec cette plaque, puis les transformations d'ordre 4 ont été calculées suivant la procédure décrite à la section b. Les résultats sont résumés dans la table 8, où sont indiqués pour chaque plaque associée à T1604, la base de temps, le nombre d'objets en commun, le nombre d'objets conservés comme étoiles de référence, le résidu global de la transformation en x et y . Ce dernier paramètre reflète la dispersion du système de référence, et il est donc normal que le résidu global de la transformation augmente avec la base de temps, puisque les étoiles de référence ont un mouvement propre qui n'est pas tout à fait nul. Les résultats sont légèrement différents de ceux qui sont indiqués dans la table 3 de l'article en annexe, car depuis, le calcul de ces transformations a été optimisé (élimination à 2.5σ et $e \geq 0.75$). Il est à noter que la correction d'échelle (voir chapitre 1, sect. 4-a) a été introduite dans ce calcul, sans que cela change quoi que ce soit dans les résidus. En effet, les transformations d'ordre 4 prennent en compte la modélisation de ce terme, quand il n'est pas introduit. Par contre les corrections au niveau du réseau de photodiodes n'ont pas été considérées

(mais leur effet est inférieur à $0.5\mu m$).

5 - Mouvements propres

Il est maintenant très simple, à partir des résultats des transformations plaque à plaque de calculer le mouvement propre de chaque objet du survey. Un système de poids permet de prendre en compte la qualité de chaque image. Les erreurs sur les mouvements propres sont évaluées, ainsi que leurs dépendances avec la position, la magnitude et la couleur des objets considérés. Les mouvements propres sont ramenés à un système inertiel grâce aux galaxies détectées dans le champ.

Cliché no	t_k (ans)	nombre d'objets en commun	nombre d'objets de référence	σ_x (μm)	σ_y (μm)
P131-E	-13.841	5957	4349	2.4	2.2
P131-0	-13.841	5999	4348	2.6	2.3
T1988	1.063	5354	4259	1.6	1.6
T4048	9.934	4330	3428	3.4	3.0
T4142	10.126	5451	4053	2.9	2.6
T5477	16.014	5561	4061	3.7	3.3
T5612	17.148	5334	3994	4.7	4.2
OCA2257	24.833	5441	3955	5.5	3.0
OCA2269	24.921	5559	4091	3.5	3.1
OCA2442	25.880	5419	3982	3.9	3.1

Table 8 : Résultats du calcul par moindres carrés des transformations plaque à plaque, entre les 10 clichés et la plaque de référence T1604.

a - Calcul des mouvements propres

Pour chaque cliché k ($k = 1, \dots, K$), et pour chaque étoile i ($i = 1, \dots, Nb_k$), on dispose d'une position (x'_{0ki}, y'_{0ki}) dans le système de la plaque de référence 0, et d'une valeur de déplacement :

$$\Delta x_{ki} = x'_{0ki} - x_{0i}$$

$$\Delta y_{ki} = y'_{0ki} - y_{0i}$$

En introduisant le mouvement propre, cela s'écrit :

$$\begin{aligned}x'_{0ki} &= x_{0i} + \Delta x_{ki} = X_{0i} + \mu_i^x t_k + \varepsilon_{ki}^x \\y'_{0ki} &= y_{0i} + \Delta y_{ki} = Y_{0i} + \mu_i^y t_k + \varepsilon_{ki}^y\end{aligned}$$

Pour une étoile donnée, il peut arriver que les images correspondantes n'aient pas la même qualité sur chaque cliché. On introduit alors une matrice de poids, pour chaque étoile et chaque coordonnée. L'attribution des poids (w_{ki}^x, w_{ki}^y) est expliquée dans la section suivante.

Le calcul de chaque mouvement propre est de nouveau un problème de moindres carrés qui consiste à déterminer la position de l'objet i $\begin{pmatrix} X_{0i} \\ Y_{0i} \end{pmatrix}$ à l'époque initiale, et son mouvement propre $\begin{pmatrix} \mu_i^x \\ \mu_i^y \end{pmatrix}$. Ces 2 paramètres doivent minimiser $\begin{pmatrix} \varepsilon_{ki}^x \\ \varepsilon_{ki}^y \end{pmatrix}$.

Les équations normales sont pour l'étoile i :

$$\begin{pmatrix} \sum_{k=1}^K w_{ki}^x & \sum_{k=1}^K t_k w_{ki}^x \\ \sum_{k=1}^K t_k w_{ki}^x & \sum_{k=1}^K t_k^2 w_{ki}^x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{0i} \\ \mu_i^x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^K x'_{0ki} w_{ki}^x \\ \sum_{k=1}^K x'_{0ki} t_k w_{ki}^x \end{pmatrix}$$

et

$$\begin{pmatrix} \sum_{k=1}^K w_{ki}^y & \sum_{k=1}^K t_k w_{ki}^y \\ \sum_{k=1}^K t_k w_{ki}^y & \sum_{k=1}^K t_k^2 w_{ki}^y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y_{0i} \\ \mu_i^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^K y'_{0ki} w_{ki}^y \\ \sum_{k=1}^K y'_{0ki} t_k w_{ki}^y \end{pmatrix}$$

La solution est simplement donnée en inversant les matrices 2×2 des équations normales. A partir des résidus des moindres carrés, s_i^x et s_i^y , on obtient les erreurs $\sigma_{X_{0i}}, \sigma_{Y_{0i}}, \sigma_{\mu_i^x}, \sigma_{\mu_i^y}$.

La solution a été calculée avec $K = 10$, et pour quelques objets qui ont été perdus sur un des clichés, avec $K = 9$. Le survey final des mouvements propres contient 4584 objets, et couvre exactement 7.1 degrés carrés.

b - Attribution des poids

Comme cela a déjà été signalé, il peut arriver que l'image d'une étoile sur un cliché donné soit dégradée pour des raisons diverses (allongement, poussière, défaut d'émulsion..). Le centre de cet objet se trouve alors décalé, et pour que cette mesure ne détériore pas le mouvement propre calculé, il faut qu'elle ait un poids inférieur aux autres mesures. On procède de la manière suivante : pour chaque étoile, le mouvement propre est calculé une première fois avec un poids de 1 sur chaque mesure. On compare alors l'erreur interne de chaque mesure à la dispersion rms s_i^x ou s_i^y . Si l'erreur interne est 2.5 fois plus grande que le rms, on attribue à la mesure correspondante le poids 1/2, un poids nul est attribué pour 4 fois le rms.

On trouve, avec ce système, que la plaque la plus mauvaise est T4048, pour laquelle 29% des objets ont un poids 1/2 ou 0. La meilleure plaque est OCA2257, pour laquelle seulement 2% des objets ont un poids 1/2.

c - Précision du survey

Les erreurs dans les mouvements propres ont 2 types d'origine : l'instrumentation et les méthodes de calcul, et les propriétés physiques des objets considérés. Le premier type d'erreurs dépend :

- des mesures MAMA (précision de la machine et algorithme de centrage),
- de la qualité des images (qualité du télescope, conditions d'observation, émulsion, développement...),
- de la modélisation des transformations plaque à plaque (prise ou non en compte des distorsions du champ).

Les mesures de la MAMA ont été étudiées en détail dans le chapitre 1. On a vu que dans les conditions habituelles de scan d'un cliché photographique, on peut s'attendre à une précision des mesures de l'ordre de $0.6\mu m$, pour des objets suffisamment brillants (aire supérieure à 100 pixels). Si tous les clichés utilisés pour calculer les mouvements propres étaient parfaits, ainsi que les transformations plaque à plaque, on obtiendrait alors une précision des mouvements propres de $0.6 \times \sqrt{\frac{67.13^2}{2} + \frac{51.4^2}{6} + \frac{65.25^2}{3}}/40 = 0.96 \text{ mas/an}$.

Cette précision théorique est dégradée par le fait que le survey comprend beaucoup d'objets faibles, dont le centre (barycentre des pixels pondérés) est moins bien déterminé. D'autres algorithmes, plus sophistiqués, permettraient d'améliorer le calcul du centre des objets faibles (pour une description exhaustive, voir Bienaymé et al., 1989), par contre il existera toujours une augmentation des erreurs aléatoires avec la magnitude visuelle des objets. La distribution des erreurs des mouvements propres en fonction de la magnitude V est représentée pour chaque coordonnée sur la figure 16. L'augmentation de ces erreurs est très nette à partir de $V = 17$.

On peut avoir une estimation de l'erreur due au matériel photographique (bruit de fond de plaque dû à l'émulsion et aux conditions d'observations) en calculant la transformation entre 2 plaques identiques : même télescope, mêmes filtre et émulsion, même date d'observation. Ce test n'a pas pu être réalisé de manière idéale, puisqu'aucun cliché ne vérifie à la fois toutes ces conditions, mais on peut en déduire une limite supérieure

pour la précision des mouvements propres. On trouve une dispersion rms de $1.8\mu m$ en comparant les 2 copies du POSS, et $1.6\mu m$ pour 2 clichés de Tautenburg et $1\mu m$ pour 2 clichés de l'OCA. Si l'on suppose que les erreurs dues à la MAMA et au matériel photographique s'ajoutent de manière quadratique, on obtient comme précision du survey: $\sqrt{0.6^2 + \frac{1.8^2}{2} + \frac{1.6^2}{6} + \frac{1^2}{3}}/40 = 0.04\mu m/an$, et comme les mesures sont ramenées au système d'une plaque de Tautenburg (échelle $51.4''/mm$), cela donne 2.1 mas/an.

La réfraction différentielle dépend des conditions d'observation. Elle a pour effet de modifier différemment la trajectoire des rayons lumineux pour les objets se trouvant en haut ou en bas du champ (haut et bas par rapport à une hauteur d'observation moyenne). Plus le champ observé est proche de l'horizon, plus cet effet est important. C'est pour cela que les clichés photographiques doivent être pris au voisinage du méridien, qui correspond au maximum de hauteur pour une époque donnée. La réfraction différentielle peut être importante pour un champ de plusieurs degrés (6^0 pour certains Schmidts), mais ici le champ étudié ne mesure que 2.7^0 de côté, et l'on peut supposer que cet effet différentiel est négligeable. Si par hasard, il restait un effet, compte tenu de la méthode de réduction employée (méthode différentielle utilisant un très grand nombre d'objets de référence et des polynômes de haut degré), il doit être modélisé dans les transformations plaque à plaque.

La modélisation du passage des (x, y) d'un cliché à un autre a été testée dans la section 3-c. On a vu qu'avec l'ordre 3 ou 4, on est pratiquement sûr de modéliser tous les types de distorsions. Pour chaque cliché associé à la plaque T1604 par une transformation d'ordre 4, la dépendance des résidus avec la position des objets a été testée, mais aucun effet n'a été mis en évidence.

Les erreurs sur les mouvements propres qui dépendent des propriétés physiques des objets sont essentiellement dues à la dispersion atmosphérique. En effet, les rayons lumineux ne sont pas déviés de la même manière suivant leur longueur d'onde. Cela a comme conséquence que les objets bleus ont des images plus étalées et plus déviées que les objets rouges, et cela de manière plus évidente pour les objets brillants. C'est pour cette raison que les astrométristes préfèrent généralement les clichés dans des bandes passantes visibles ou rouges. Mais il se trouve qu'il est plus facile de trouver des clichés anciens bleus, qui ont aussi l'avantage d'être souvent plus profonds que les rouges. La dispersion atmosphérique introduit donc des termes dépendant de la couleur et de la magnitude dans les mouvements propres. Ces termes seront différents pour chaque cliché (filtre, distance zénithale). Pour vérifier l'importance de cet effet systématique, la distribution des résidus $(\varepsilon_{ki}^x, \varepsilon_{ki}^y)$

associée à chaque cliché a été représentée en fonction de V et $B - V$. Les figures 17 et 18 représentent ces distributions pour le cliché de référence et le cliché OCA 2257. On constate sur toutes les figures que les résidus sont répartis de manière aléatoire autour de zéro, et donc aucun effet systématique supérieur au micron ne peut être mis en évidence. Ici encore, grâce à la méthode utilisée, l'effet de dispersion atmosphérique doit être moyenné par le fait que l'on utilise un grand nombre de standards de tous types de populations, se répartissant sur un grand intervalle de couleur. D'autre part, on utilise aussi un grand nombre de clichés qui ont tous à peu près la même bande passante (sauf un).

Dans cette catégorie d'erreurs dues à la physique des objets étudiés, on peut considérer l'effet parallactique. En effet, les 11 clichés n'ont pas été pris à la même période de l'année, et donc il se peut que pour certains objets très proches, la parallaxe, qui n'a pas été prise en compte dans les équations, vienne perturber la mesure du mouvement propre. Des clichés supplémentaires ont été pris en 1991 à l'OCA, de manière à augmenter le nombre d'observations sur l'ellipse parallactique, et il est prévu d'inclure très prochainement la parallaxe dans les équations.

d - Mouvements propres absolus

Les étoiles qui servent à définir le système de référence ont un mouvement moyen non nul, de par la rotation de notre Galaxie. Le mouvement propre des galaxies dans ce référentiel permet par une simple translation (si la cinématique des étoiles de fond est homogène) de déterminer le mouvement propre absolu de tous les objets du survey.

Dans ce nouveau repère inertiel, les galaxies donnent le zéro des mouvements propres, qui est de la plus haute importance pour l'interprétation des données en cinématique galactique. Pour cette raison, les objets extragalactiques qui définissent le nouveau système de référence doivent être choisis très soigneusement.

Comme dans le cas du survey photométrique, la classification des étoiles et des galaxies se fait de manière automatique, à partir de la distribution $\log(\text{aire})/\text{flux}$ (voir chapitre 2, sect. 4). Ici, comme on veut être sûr de ne sélectionner que des galaxies (et éviter les étoiles doubles non résolues), la frontière sera placée assez bas, à 8σ de la séquence stellaire. Cette classification est réalisée sur le cliché T1604, qui est assez profond. Sur l'ensemble des galaxies sélectionnées, 60 appartiennent au survey de mouvements propres couvrant 7 degrés carrés. Mais toutes ne sont pas adéquates pour des mesures astrométriques. Ces objets ont d'abord été visualisés pour vérifier qu'il n'y ait pas d'étoiles multiples.

Certaines de ces galaxies sont très grandes et très diffuses ou présentent des structures importantes, comme des bras spiraux. Dans ces cas, le centre de l'objet en question dépend très fortement du cliché (magnitude limite), de sorte que le barycentre n'est pas trouvé à la même position sur les 11 clichés, et il s'en suit une erreur très importante sur le mouvement propre. De telles images ont été éliminées, et finalement il reste 35 galaxies qui ont permis de calculer le zéro des mouvements propres.

Ces objets sélectionnés ont tous une forme symétrique, assez ponctuelle, et un mouvement propre déterminé à mieux que 5 mas/an, c'est à dire avec une précision comparable à celle concernant les objets stellaires. Leur magnitude B est comprise entre 13.5 et 17.5, leur indice de couleur $B - V$ entre 0.04 et 1.66. Ces objets sont distribués de manière homogène sur tout le champ, et leur mouvement propre moyen ne varie pas d'un coin à l'autre de la zone étudiée. Le quasar 3C286, identifié dans le survey, a été rajouté à l'échantillon. On obtient alors une dispersion des mouvements propres pour ces objets extragalactiques de 3.5 mas/an en x , et de 4.1 mas/an en y . Ainsi on obtient une bonne détermination du zéro, grâce à la sélection très stricte des galaxies, la précision étant donnée par la dispersion des mouvements propres divisée par la racine carrée du nombre d'objets utilisés (36). La conversion est alors :

$$\mu_x(abs) = \mu_x - 5.1 \pm 0.6 \text{ (mas/an)} \quad (\mu_x \simeq \mu_\alpha)$$

$$\mu_y(abs) = \mu_y - 6.5 \pm 0.7 \text{ (mas/an)} \quad (\mu_y \simeq \mu_\delta)$$

Nous reviendrons au chapitre 4 sur le zéro des mouvements propres, qui sera recalculé avec un nombre plus important d'objets extragalactiques provenant d'un survey profond.

Chapitre 4

COMPARAISONS AVEC D'AUTRES DONNÉES

1 - Introduction.

Dans ce chapitre, les données obtenues dans le champ de M3 (survey photométrique et survey de mouvements propres) sont comparées à d'autres observations: catalogue de galaxies, comptages dans des régions similaires (proches des pôles galactiques), étoiles à grand mouvement propre. Dans un deuxième temps, les données de M3 sont comparées aux prédictions de 2 modèles de la Galaxie: celui de Gilmore et al.(1983), et celui plus complet de l'Observatoire de Besançon qui inclut une représentation cinématique (Robin & Crézé,1986 et Bienaymé et al.,1987).

Le but de ces comparaisons n'est pas de donner de conclusion astrophysique, mais plutôt de tester la cohérence des données pour l'analyse qui sera décrite dans le chapitre suivant. Le survey de galaxies permet d'obtenir un échantillon purement stellaire et de réviser l'origine des mouvements propres déterminée au chapitre précédent. Si nos mesures de grands mouvements propres présentent un bon accord avec celles de Luyten, un écart systématique est trouvé avec les mouvements propres du PPM. Les comparaisons des simulations de comptages permettent de conclure que nos données sont mieux représentées par un modèle incluant un disque épais, et que les paramètres cinématiques du modèle de Besançon donnent une bonne description de nos mouvements propres.

2 - Survey de galaxies

Le champ de M3 a été exploré par E. Slezak qui a obtenu un survey de galaxies, grâce à un cliché Schmidt B de l'Observatoire de Palomar. La méthode utilisée est la même que celle qui est décrite au chapitre 2 (aire-flux), mais les résultats de la séparation étoiles/galaxies sont bien meilleurs car le cliché est très profond, et tous les candidats sélectionnés ont été visualisés. Le survey comprend 7720 galaxies pour lesquelles on dispose des coordonnées équatoriales, de la magnitude B (jusqu'à $B = 23$), de la surface en pixels et du type morphologique. Une partie de ce catalogue, jusqu'à sa limite de complétude, a été publié(Slezak et al.,1988).

L'identification de ces galaxies dans nos 2 surveys va permettre de mieux définir

l'échantillon stellaire qui sera utilisé par la suite dans des études de structure galactique. Cela permettra aussi de vérifier le zéro des mouvements propres calculé au chapitre 3, sect. 4-d.

a - Le catalogue photométrique

Le catalogue photométrique couvre 21 degrés carrés. Il est constitué de 16614 objets avec une mesure de B et V , jusqu'à $V = 18.65$ (voir chapitre 2, sect. 5). L'identification avec le catalogue de Slézak a permis de retrouver 1001 galaxies, alors que seulement 502 galaxies avaient été sélectionnées dans cet échantillon par la procédure décrite au chapitre 2. Contrairement au cas du survey de mouvements propres, ces 502 candidats extragalactiques n'ont pas été visualisés pour vérifier la classification. La figure 17 représente l'histogramme de la magnitude V pour les galaxies de Slézak retrouvées dans le champ, ainsi que celui de notre échantillon de galaxies. On remarque tout d'abord que dans la partie brillante (jusqu'à $V = 16$), notre échantillon de galaxies est surestimé par rapport à celui de Slézak, et ceci probablement à cause de l'inclusion d'objets multiples non résolus. Ceci montre qu'il est indispensable de visualiser les candidats galaxies et donc qu'une méthode purement automatique, basée uniquement sur les critères de flux et d'aire est insuffisante. D'autre part, on voit que notre échantillon commence à être incomplet à partir de $V = 15.5$. Ceci résulte bien sûr de la limite en magnitude des clichés utilisés. Pour l'utilisation que l'on veut faire de notre survey photométrique dans M3, l'étude des populations stellaires de la Galaxie, il est important d'avoir éliminé tout risque de contamination par des objets extragalactiques jusqu'à la magnitude limite où l'on veut exploiter ces données, c'est à dire la limite de complétude de l'échantillon stellaire, estimée à $V = 17.5$ (voir chapitre 2, sect. 5). Ici, le catalogue de Slézak nous a permis d'obtenir ce résultat, mais on voit que pour des exploitations futures de données photographiques, il sera nécessaire de traiter un cliché très profond pour séparer correctement étoiles et galaxies.

b - Le zéro des mouvements propres

Parmi les 4584 objets du survey de mouvements propres, on retrouve 196 galaxies du catalogue de Slézak. De part leur morphologie, 131 de ces galaxies ont une très bonne détermination de mouvement propre et peuvent être utilisées pour recalculer l'origine des mouvements propres absolus. D'autre part, la base de données SIMBAD nous a permis d'obtenir une liste de 42 objets extragalactiques pour ce champ, répertoriés dans différents catalogues. L'identification de ces objets a souvent posé des problèmes à cause

de l'incertitude importante sur leurs coordonnées et magnitude, mais finalement on trouve que toutes les galaxies avaient déjà été répertoriées dans la sélection automatique de Slézak. Six quasars sont retrouvés sans ambiguïté et sont aussi utilisés dans le calcul du zéro. On obtient alors la transformation :

$$\begin{aligned}\mu_x(abs) &= \mu_x - 4.9 \pm 0.3 \text{ (mas/an)} & (\mu_x \simeq \mu_\alpha) \\ \mu_y(abs) &= \mu_y - 5.1 \pm 0.3 \text{ (mas/an)} & (\mu_y \simeq \mu_\delta)\end{aligned}$$

Par rapport à ce qui avait été calculé précédemment (5.1 et 6.5 respectivement, voir chapitre 3, sect. 4-d), la valeur en α est très peu changée, alors que le zéro en δ a varié de 22%. Ceci montre qu'il est important d'utiliser un grand nombre d'objets extragalactiques, très bien mesurés, pour affiner la position de l'origine des mouvements propres. La dispersion des mouvements propres des galaxies est aussi peu changée par rapport à la détermination précédente, de l'ordre de 3.5 mas/an, mais comme le nombre d'objets utilisés est bien plus important (137), on améliore d'un facteur 2 la précision de la transformation. On se basera donc sur ce calcul pour définir l'origine des mouvements propres. La figure 20 représente les galaxies dans le plan (μ_x, μ_y) .

Notre transformation peut être comparée à celle de Reid (1990), qui trouve comme mouvement propre moyen de 800 galaxies sur un champ de 28 degrés carrés près du PGN, respectivement 5.0 ± 0.7 mas/an et 3.9 ± 0.7 mas/an en α et δ . La valeur en α est parfaitement en accord avec la nôtre, mais les valeurs en δ se recouvrent à peine, compte tenu des barres d'erreurs. Signalons toutefois que Reid n'a pas vérifié visuellement sa sélection de galaxies, et on voit d'ailleurs que sa distribution en mouvement propre est très dispersée.

La cohérence de l'origine des mouvements propres peut être vérifiée en projetant le mouvement propre moyen des galaxies suivant les directions galactiques $\ell = 0^\circ$ et $\ell = 90^\circ$ (cette transformation est détaillée au chapitre suivant pour le calcul des vitesses U et V). On trouve $\mu_U(gal) = 0.1$ mas/an et $\mu_V(gal) = 8.2$ mas/an. La valeur de μ_U est pratiquement nulle, et c'est bien ce que l'on attend si les étoiles représentées dans l'échantillon n'ont pas un mouvement radial systématique (au sens centre/anticentre galactique). La valeur de μ_V reflète le courant asymétrique des étoiles de référence, qui se trouvent en moyenne à 1 kpc (voir chapitre suivant). A cette distance, cela représente un courant asymétrique de 39 km/s, qui est une valeur tout à fait raisonnable pour un mélange d'étoiles du disque et du disque épais. Nous en déduisons que notre détermination du zéro des mouvements propres est tout à fait correcte.

3 - Comptages vers les pôles

Les technologies récentes (CCD, machines automatiques à mesurer) ont suscité ces dernières années un très grand intérêt pour les grands surveys photométriques complets (magnitudes et indices de couleur) couvrant des champs importants, et atteignant des magnitudes très faibles avec une bonne précision. Les barres d'erreurs sont diminuées grâce au grand nombre de données, et on peut alors tester de manière assez fiable différents modèles de structure galactique.

Les régions des pôles galactiques sont optimales pour ce type de données pour les raisons suivantes :

- on a accès plus facilement aux étoiles du halo et du disque épais,
- l'extinction interstellaire est minimale,
- l'analyse des clichés est plus facile car les champs moins encombrés,
- si l'on dispose de mouvements propres, on peut par la suite avoir accès aux distributions de vitesses (U, V), sans connaître les vitesses radiales.

Pour ces différentes raisons, il existe plusieurs échantillons comparables à notre survey photométrique, qui se trouve à 10^0 du PGN. Nos données sont présentées sous forme de tableau magnitude V / couleur $B - V$ par degré carré (table 9). Comme cela a été décrit, le survey n'est présenté que jusqu'à sa limite de complétude ($V = 17.5$), après élimination des galaxies. La limite de complétude de l'échantillon stellaire est un critère très important, car l'on veut bien sûr que tous les types spectraux, qui se traduisent par l'indice de couleur, soient représentés dans l'échantillon. Comme cette échantillon n'est complet en B que jusqu'à 18.5, certaines boîtes, correspondant aux étoiles faibles très rouges sont susceptibles d'être incomplets. Ces valeurs sont soulignées dans la table 9. Le survey photométrique décrit dans la table 9 contient 10046 objets jusqu'à $V = 17.5$, et couvre 21 degrés carrés.

La figure 21 représente les comptages en fonction de la magnitudes V pour nos données et pour les surveys suivants : Stobie & Ishida (1987) et Reid (1990) pour le PGN, Gilmore et al.(1985) et Murray (1986) pour le PGS. Les barres d'erreurs sont $\pm\sqrt{N}$ où N est le nombre d'objets dans l'intervalle. Pour $V = 11$, on constate que les données de M3 sont incomplètes, à cause de la réduction photométrique en V , qui ne commence qu'à 11.15.

Pour $12 \leq V \leq 15$, les différents surveys sont en bon accord. Après $V = 15$, le champ de Gilmore et al. montre une densité nettement plus importante que ceux du PGN. Cela avait déjà été discuté par Stobie & Ishida, qui avaient suggéré que cette différence pouvait provenir du fait que, le soleil se trouvant à environ 40 pc au dessus du plan galactique (distance qui ne fait pas l'unanimité), quand on observe vers le sud, il y a plus d'étoiles du disque dans l'angle solide que quand on observe vers le nord. Si cette explication est séduisante, elle n'est pas du tout en accord avec nos données, qui montrent une densité encore plus forte que celle du champ de Gilmore et al. Le champ de M3 se trouve à 10° du PGN, et pour cette raison devrait être légèrement plus dense. Mais pour cette différence de latitude, on s'attend à une variation maximale de 15% de la densité, d'après ce qui est généralement admis pour la distribution des étoiles. Ici, on a une différence de 28%, dans le dernier intervalle, entre nos données et celles de Reid. Les comptages dans le champ de M3 pourraient avoir été surestimés à cause d'une contamination importante d'objets extragalactiques. Si, grâce au catalogue de Slézak, on peut estimer avoir éliminé la plus grande partie des galaxies, il reste les quasars. Mais jusqu'à $V = 17.5$, la densité de quasars est censée être très faible et ne saurait justifier un écart si important. Le mieux serait de vérifier ces comptages dans un autre champ à latitude 80° , ce qui n'est pas possible car à notre connaissance, aucun autre sondage n'a été effectué pour cette latitude.

V/B-V	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9	1.1	1.3	1.5	1.7	1.9	total
11.25	0.0	0.0	0.5	1.0	0.2	0.5	0.2	0.0	0.0	0.0	2.5
11.75	0.0	0.1	0.8	1.7	1.5	0.8	0.2	0.1	0.0	0.0	5.2
12.25	0.0	0.1	1.9	2.6	2.0	0.6	0.2	0.3	0.1	0.0	7.8
12.75	0.0	0.3	3.7	3.9	2.4	0.8	0.1	0.2	0.1	0.0	11.6
13.25	0.1	0.4	4.5	6.4	3.9	1.3	0.7	0.3	0.0	0.0	17.8
13.75	0.0	0.5	6.1	8.5	3.4	1.3	0.8	0.0	0.1	0.0	20.9
14.25	0.0	1.3	8.3	10.3	4.3	1.7	1.1	0.8	0.1	0.0	28.1
14.75	0.1	1.4	9.0	12.3	6.0	2.1	1.8	0.9	0.0	0.0	33.7
15.25	0.4	2.0	11.4	14.8	7.8	3.0	3.4	1.9	0.4	0.0	45.0
15.75	0.4	1.8	11.3	15.3	9.5	5.9	3.5	3.6	1.1	0.1	52.5
16.25	0.3	2.0	13.1	18.1	10.7	7.1	4.8	5.6	2.9	0.2	65.0
16.75	0.6	2.5	12.8	20.8	16.2	8.2	8.0	<u>8.3</u>	<u>5.4</u>	<u>0.4</u>	<u>83.3</u>
17.25	0.3	2.4	11.5	21.5	20.1	<u>11.9</u>	<u>9.8</u>	<u>14.2</u>	<u>10.2</u>	<u>1.6</u>	<u>103.5</u>

Table 9 : Comptages magnitude - couleur par degré carré dans le champ de M3.



Les distributions de couleur ($B - V$) de ces différents surveys ont aussi été comparées (figure 22). Jusqu'à $V = 16$, nos données photométriques sont en parfait accord avec celles de Stobie & Ishida. Pour $V > 16$, on voit que l'excès d'objets signalé plus haut correspond à l'intervalle $0.5 \leq B - V \leq 1.0$.

Le deuxième pic de la distribution, pour $1.0 \leq B - V \leq 1.5$, qui est très net pour l'intervalle le plus faible, correspond aux naines rouges, c'est à dire essentiellement de type spectral M. Compte tenu des barres d'erreurs, les 3 surveys qui sont considérés dans ce dernier intervalle sont en bon accord. Par contre la distribution de M3 présente une queue vers les objets rouges qui pourrait signifier un effet photométrique résiduel. Dans l'ensemble, le bon accord des différents surveys montre qu'il n'y a pas d'erreur importante dans la photométrie des données de M3.

4 - Étoiles à mouvement propre

Toutes les étoiles du champ de M3 dont le mouvement propre avait déjà été mesuré sont répertoriées soit dans le catalogue astrométrique PPM (Röser & Bastian, 1988) soit dans les différents catalogues de Luyten, dont le plus récent est le NLTT (Luyten, 1981).

Toutes les étoiles PPM du champ ne font pas partie de notre catalogue de mouvements propres, à cause des problèmes de détection liés aux étoiles très brillantes sur un cliché profond. D'autres ont bien été comptabilisées dans le survey, mais présentent une erreur très importante sur le mouvement propre, toujours pour les mêmes raisons dues à la détection à 3σ , car leur image sur un cliché profond peut être déformée (aigrette, halo,...), d'où une erreur sur la position de leur centre. Pour les étoiles qui présentent une erreur sur le mouvement propre inférieure à 20 mas/an , nous présentons dans la table 10b) nos mesures comparées à celles du PPM.

La table 10a) présente la comparaison avec les mesures de Luyten. Dans ce cas ce sont les mouvements propres relatifs qui sont comparés, car Luyten a lui aussi utilisé une méthode différentielle.

On observe un décalage systématique, d'environ 10 mas/an , entre les mouvements propres du PPM et les nôtres. Les mouvements propres du PPM sont calculés à partir de clichés du Catalogue Astrographique, remesurés récemment, et des positions de l'AGK2 et de l'AGK3. Le catalogue présente les mouvements propres soit rapportés au FK4 et à l'équinoxe 1950, soit rapportés au FK5 et à l'équinoxe 2000. Nous avons choisi de comparer nos mouvements propres, qui sont rapportés à l'équinoxe du cliché d'origine soit 1964.271,

avec les mouvements propres PPM 1950, de manière à minimiser la différence d'équinoxe. Le décalage observé est de 11 mas/an en α avec une dispersion de 7 mas/an, et de 9 mas/an en δ avec une dispersion de 8 mas/an. Cet écart systématique est trop important pour être expliqué par la différence d'équinoxe de 14 ans, mais par contre, compte tenu de la très faible dispersion, il pourrait provenir d'une différence d'origine entre le référentiel défini par des galaxies, dans notre cas, et celui du FK4. Ormis cet écart, les mesures sont en bon accord, sauf quelques cas particuliers, compte tenu des barres d'erreurs du PPM qui sont en moyenne de 5 mas/an. Signalons que les mouvements propres en α que nous avons comparés sont rapportés à la déclinaison du champ observé.

Les erreurs sur les mouvements propres de Luyten sont de l'ordre de 15 à 25 mas/an. Il n'y a pas d'écart systématique avec nos mesures qui sont dans l'ensemble en très bon accord. L'écart très important qui existe pour l'étoile LP 323-239 provient du fait qu'il s'agit d'une étoile double dont les 2 composantes ne sont pas résolues sur la plupart des clichés Schmidt utilisés.

No Identificateur	μ_x	μ_y	$\mu_x - \mu_\alpha$	$\mu_y - \mu_\delta$	V
LP 323 - 158	-222 ± 1.6	-139 ± 1.7	6	21	12.04
+29 ⁰ 2433	171 ± 0.8	-22.2 ± 1.3	-29	2	-
LP 323 - 193	-530 ± 2.9	-559 ± 3.0	8	18	15.04
LP 323 - 202	-219 ± 1.1	102 ± 1.6	18	6	15.35
LP 323 - 218	-113 ± 2.4	173 ± 1.5	-41	-5	15.91
LP 323 - 235	-215 ± 1.8	18 ± 1.3	8	6	12.97
LP 323 - 151	-470 ± 1.9	-95 ± 3.1	62	28	15.94
LP 323 - 190	-192 ± 3.3	80 ± 2.8	20	-15	14.24
LP 323 - 198	-187 ± 1.8	3 ± 1.5	3	16	14.66
LP 323 - 199	-328 ± 3.3	24 ± 2.8	33	-14	16.29
LP 323 - 228	-126 ± 0.8	79 ± 0.9	-5	71	13.02
LP 323 - 239	-1289 ± 138.8	-94 ± 127.2	306	-206	-
LP 323 - 244	-77 ± 1.8	-163 ± 1.2	2	15	13.69

Table 10a : Comparaisons avec les mouvements propres de Luyten.

No AGK3	$\mu_x(abs)$	$\mu_y(abs)$	$\mu_x(abs) - \mu_\alpha$	$\mu_y(abs) - \mu_\delta$
+30 ⁰ 1272	-2 ± 1.9	-12 ± 2.0	+9	+10
+28 ⁰ 1331	-6 ± 8.6	1 ± 7.0	+13	+10
+30 ⁰ 1273	-13 ± 1.9	-12 ± 1.7	+9	+4
+30 ⁰ 1274	-52 ± 5.1	30 ± 14.0	+22	+30
+28 ⁰ 1333	13 ± 2.1	-17 ± 1.3	+19	+2
+29 ⁰ 1345	-35 ± 3.5	-22 ± 1.1	-1	-1
+29 ⁰ 1346	-17 ± 1.4	-11 ± 1.0	+9	-2
+30 ⁰ 1275	2 ± 3.4	2 ± 1.9	+15	0
+30 ⁰ 1276	-29 ± 2.2	-15 ± 1.6	+7	0
+31 ⁰ 1212	17 ± 5.9	19 ± 13.7	+8	+24
+30 ⁰ 1285	23 ± 2.6	-24 ± 2.9	+15	+14
+29 ⁰ 1348	-88 ± 5.3	-14 ± 3.3	+0	-3
+30 ⁰ 1286	-26 ± 13.6	19 ± 4.4	+25	+6
+30 ⁰ 1287	-27 ± 2.2	-19 ± 1.7	+4	+9
+29 ⁰ 1350	-5 ± 2.0	-27 ± 1.4	+6	+15
+30 ⁰ 1289	-77 ± 4.1	78 ± 8.0	+21	-25
+28 ⁰ 1343	-25 ± 1.6	8 ± 1.8	+9	+13
+29 ⁰ 1353	-3 ± 1.4	-13 ± 2.0	+5	+9
+29 ⁰ 1354	-7 ± 2.3	-113 ± 1.2	+11	+7
+29 ⁰ 1355	-12 ± 1.3	-12 ± 1.8	+18	+9
+29 ⁰ 1356	-9 ± 2.6	-8 ± 2.6	+12	+9
+30 ⁰ 1292	-7 ± 2.0	-6 ± 2.2	-3	+14
+28 ⁰ 1345	-2 ± 3.1	-13 ± 1.5	+13	-5
+30 ⁰ 1295	-8 ± 3.3	-54 ± 1.3	+15	+18
+30 ⁰ 1296	-36 ± 1.7	4 ± 2.2	+12	+21
+30 ⁰ 1297	-12 ± 1.8	20 ± 1.3	+2	+8
+29 ⁰ 1358	-50 ± 2.2	-11 ± 1.8	+7	+1
+29 ⁰ 1359	74 ± 1.7	-112 ± 3.3	+8	-3
+30 ⁰ 1298	0 ± 2.5	3 ± 7.5	+3	-7
+30 ⁰ 1283	-37 ± 2.1	-16 ± 1.9	+7	+2
+30 ⁰ 1284	-7 ± 2.9	1 ± 2.1	+5	+10
+30 ⁰ 1278	-14 ± 1.6	-18 ± 5.4	+20	-1
+30 ⁰ 1288	-121 ± 1.9	-7 ± 3.2	+26	+12
+30 ⁰ 1293	-37 ± 1.9	-28 ± 2.0	+7	+16
+30 ⁰ 1277	19 ± 1.9	-15 ± 1.4	+13	+2
+30 ⁰ 1282	53 ± 4.5	56 ± 2.8	+15	+2
+30 ⁰ 1280	-40 ± 1.2	27 ± 1.5	+10	+7
+30 ⁰ 1281	-131 ± 2.2	-51 ± 1.2	+27	+3
+29 ⁰ 1347	-43 ± 6.8	64 ± 2.3	+17	+1
+29 ⁰ 1352	-3 ± 1.6	-17 ± 2.0	+16	+15
+29 ⁰ 1357	16 ± 4.8	-20 ± 2.2	+7	-11
+28 ⁰ 1349	13 ± 1.3	23 ± 1.3	+9	+9
+28 ⁰ 1330	-16 ± 1.5	2 ± 1.1	+5	+7
+28 ⁰ 1334	13 ± 6.4	-9 ± 3.2	+5	-3
+28 ⁰ 1337	-22 ± 1.2	-4 ± 1.6	+5	-6
+28 ⁰ 1338	-47 ± 1.0	12 ± 1.2	+11	-1
+28 ⁰ 1342	-19 ± 1.1	-5 ± 2.5	+8	+7

Table 10b) : Comparaisons entre les mouvements propres du catalogue astrométrique PPM et les mouvements propres absolus calculés (en mas/an).

5 - Modèles de la Galaxie

Les modèles dont nous parlerons ici permettent de simuler des comptages stellaires dans toutes les directions de la Galaxie, en supposant des distributions en magnitude, couleurs et plus récemment en mouvements propres et vitesses radiales. Il ne s'agit donc pas de reproduire les propriétés physiques de chaque étoile d'un survey, mais plutôt les propriétés statistiques de l'échantillon total. Dans ce type de modèle, nous considérerons ici ceux de Gilmore & Reid (1983), Robin & Crézé (1986), Bienaymé et al. (1987).

Une des questions les plus souvent traitées avec les comptages d'étoiles ces dernières années concerne le disque épais. Si l'existence de cette population intermédiaire n'est pratiquement plus mise en doute, ses caractéristiques (densité, échelle de hauteur) sont très mal connues et varient de manière importante d'un auteur à l'autre. Ainsi, en faisant varier dans les modèles les paramètres associés à cette composante, on peut essayer de cerner ses propriétés en regardant pour quelles valeurs de densité et échelle de hauteur les prédictions se rapprochent le plus des données.

Prédictions et comptages peuvent être comparés grâce à des méthodes statistiques (moindres carrés, maximum de vraisemblance), mais ici nous nous bornerons à visualiser les distributions en magnitude, couleurs et mouvements propres.

a - Le modèle de Gilmore & Reid

Ce modèle regroupe des paramètres de structure galactique d'origines diverses, estimés à partir de données observationnelles. Il n'inclut pas de prédictions cinématiques. Dans le modèle standard, 3 composantes sont représentées, chacune avec sa fonction de luminosité, sa relation couleur-magnitude, ses échelles de longueur et de hauteur. Plusieurs paramètres sont plus particulièrement intéressants si l'on veut situer le disque épais. Dans le disque normal, le modèle standard de Gilmore & Reid suppose une échelle de hauteur de 325 pc pour les étoiles de la séquence principale et 250 pc pour les géantes rouges et les naines blanches. Si l'on considère que le disque épais est la queue de distribution du disque, alors on peut augmenter ces échelles de hauteur tout en supprimant la composante intermédiaire et voir si cela peut expliquer nos observations. Le modèle prévoit une échelle de hauteur de 1.3 kpc pour le disque épais avec une densité de 2% par rapport au disque, alors que pour le halo la densité relative est de 1.25 pour mille. Ici aussi, on peut augmenter la densité du halo, tout en supprimant le disque épais, et comparer les comptages.

Ces différentes comparaisons sont réalisées par l'intermédiaire des distributions en

$B - V$, sur les figures 23, 24, 25 et 26. Pour tenir compte des erreurs sur les magnitudes observées, le modèle effectue une convolution des distributions prédites avec une gaussienne d'écart-type $\sigma_{(B-V)} = 0.07$ (voir chapitre 2, sect. 7). Sur la figure 23, on voit que les données sont en bon accord avec le modèle standard jusqu'à $V = 16$. Dans le dernier bin ($16 < V \leq 17$), la distribution des naines rouges est décalée de 0.2 magnitudes en $B - V$. Cela peut être dû à un problème de réduction photométrique dans nos données (peu de standards très rouges, les séquences ne sont pas bien réparties sur le cliché) ou bien à une mauvaise modélisation des naines rouges dans le modèle. En effet la fonction de luminosité des naines M est mal contrainte, ainsi que leur relation CM en B-V. Rappelons aussi que la partie de l'histogramme telle que $B - V \geq 1.5$ ne devrait pas être considérée, à cause de la possible incomplétude due à la magnitude B . Dans les 2 intervalles les plus faibles, on voit aussi que les étoiles plus bleues ($0.5 < B - V \leq 1.0$) sont légèrement surestimées dans le modèle. C'est précisément à cet endroit que la contribution du disque épais est la plus importante. Sur la figure 24, le disque épais a été supprimé, et "remplacé" par des échelles de hauteur plus importantes dans le disque. Les valeurs choisies sont celles données dans Mihalas & Binney (1981): 350 pc pour les naines de la séquence principale, 300 pc pour les géantes rouges et 500 pc pour les naines blanches. Dans ce cas, le désaccord est très important dans le bin le plus faible où l'on a confirmation que le disque épais se situe essentiellement vers $0.5 < B - V \leq 1.0$. Le manque d'étoiles n'est pas compensé par une distribution plus large du disque. Sur la figure 25, le disque n'est pas modifié par rapport au modèle standard, mais par contre on essaie de compenser l'absence de disque épais par une densité plus forte du halo en la multipliant par 2. Dans ce cas encore, le désaccord est grand dans le dernier intervalle. C'est donc un modèle avec disque épais qui traduit le mieux nos observations. Par contre la figure 26 permet de voir qu'il est impossible de contraindre exactement les caractéristiques de cette population avec seulement V et $B - V$. En effet pour cette figure, l'échelle du disque épais a été prise à 1.5 kpc et la densité à 1.2%, au lieu de 1.3 kpc et 2%, et on voit que données et modèle sont en accord (sauf toujours au niveau des naines rouges).

Pour une représentation plus complète du voisinage solaire, les modèles doivent inclure des paramètres supplémentaires: par exemple l'indice de couleur $U - B$ qui traduit la métallicité, les mouvements propres ou vitesses radiales qui reflètent la cinématique des différentes populations. C'est le cas du modèle de l'observatoire de Besançon.

b - Le modèle de Besançon

Le premier modèle (Robin & Crézé, 1986) réalise la synthèse des connaissances en matière de populations stellaires de la Galaxie, alliant considérations théoriques (formation stellaire, évolution galactique, potentiel de Oort) et observationnelles (dispersions de vitesses, fonctions de luminosité). Ainsi le nombre de degrés de liberté est réduit par rapport aux autres modèles puisque les distributions en âge, luminosité et température sont dissociées, et que les relations âge-cinématique sont modélisées. De plus le modèle a été modifié (Bienaymé et al., 1987) de manière à prendre en compte la courbe de rotation observée de la Galaxie et les dispersions de vitesses qui contraignent l'épaisseur des disques stellaires.

Un échantillon a été simulé à partir des caractéristiques de notre survey de mouvements propres: angle solide 7.1 degrés carrés, position $\ell = 80^\circ, b = 80^\circ$, limite de complétude $V = 17.5$, erreurs sur les mouvements propres (1.7 mas/an), sur U (0.11 magnitude), sur B (0.07 magnitude) et sur V (0.08 magnitude). Par tirage aléatoire, un ensemble de 3321 étoiles est généré comportant pour chaque objet âge, distance, magnitude, indices de couleurs, mouvements propres, vitesse radiale, vitesses spatiales dans les 3 directions galactiques. On peut ainsi comparer directement les 2 échantillons, observé et simulé. Dans l'échantillon observé, les 198 objets extragalactiques identifiés ont bien sûr été éliminés.

La figure 27 représente les histogrammes comparés en V de l'échantillon simulé (trait plein) et des données (pointillé). On peut remarquer que dans la partie la plus brillante ($V < 15$), le modèle sous-estime légèrement la densité d'objets, alors que c'est le contraire dans la partie la plus faible. Cela peut signifier un défaut de complétude des observations ou bien une modélisation incorrecte de la densité d'objets faibles. C'est cette dernière possibilité qui paraît plus probable compte tenu des comparaisons qui ont déjà été effectuées avec des surveys aux pôles galactiques (voir figure 21) et qui ont montré que justement le survey de M3 était plus dense que les autres échantillons. La distribution vers les bins les plus faibles confirme que nos observations sont complètes jusqu'à $V = 17.5$.

La figure 28 compare les distributions en $B - V$ pour les objets brillants ($V < 15$), et plus faibles ($15 \leq V \leq 17$). Dans le premier cas on constate que les objets qui manquent dans les comptages en V du modèle se situent entre 0.4 et 0.7 en $B - V$. Il s'agit donc d'objets assez bleus et brillants. Dans le deuxième cas, comme dans le modèle de Gilmore & Reid, on observe que le pic des naines rouges est décalé de 0.3 magnitude par rapport aux observations. D'autre part le modèle ne rend pas parfaitement compte de la séparation très

nette des naines rouges (deuxième pic vers $B - V = 1.5$) d'avec le reste de la distribution, fait que l'on avait déjà observé précédemment (voir figure 22). Rappelons encore ici qu'il ne faut pas tirer de conclusion sur la forme de l'histogramme des objets faibles après $B - V = 1.5$. Ainsi, si les comptages du modèle en V sont trop élevés vers les objets faibles, c'est essentiellement à cause de la distribution des étoiles rouges de la séquence principale du disque.

Au point de vue photométrique, l'avantage du modèle de Besançon est qu'il simule les comptages en $U - B$. Nous disposons aussi dans nos observations de la magnitude U , mais la réduction photométrique n'a été possible que jusqu'à $U = 18$ (voir chapitre 2). Comme plus l'on va vers les objets faibles, plus les étoiles rouges ($U - V$ grand) deviennent nombreuses, et moins on a d'objets avec un U déterminé. Ainsi, on constate que l'échantillon d'étoiles pour lesquelles on dispose de $V, B - V$ et $U - B$ n'est complet que jusqu'à $V = 15.5$. On ne peut donc comparer les comptages observés et simulés que jusqu'à cette limite, ce qui est représenté sur la figure 29. Les 2 histogrammes ont la même forme, mais on observe un décalage systématique de 0.2 magnitude. Toutefois nous resterons très prudent pour l'utilisation de cette magnitude, car un seul cliché a été réduit pour l'instant, ne permettant pas de vérifier la cohérence interne de notre catalogue.

Grâce aux paramètres cinématiques inclus dans le modèle de Besançon, on peut aussi comparer les distributions en mouvements propres absolus. Compte tenu de la direction observée (pôle), pratiquement toute l'information sur les mouvements radiaux (direction centre-anticentre) et dans le sens de la rotation galactique est contenu dans les mouvements propres en α et δ , et l'on peut par une simple transformation projeter μ_α et μ_δ sur les axes des vitesses U et V (nous reviendrons plus en détail sur cette transformation au chapitre suivant) :

$$\mu_U = -0.7737\mu_\alpha + 0.6235\mu_\delta$$

$$\mu_V = 0.6094\mu_\alpha + 0.7810\mu_\delta$$

Les histogrammes comparés modèle-observations sont en parfait accord, comme le montre la figure 30. Comme on s'y attend, la distribution des mouvements propres absolus en U est symétrique, centrée en zéro, alors que le courant asymétrique s'observe très clairement sur les mouvements propres en V . Le modèle prévoit moins d'objets à très faible mouvement propre (donc des objets très lointains) que ce qui est observé, mais dans l'ensemble le modèle donne une bonne représentation de la cinématique du voisinage solaire

pour la direction observée. D'autre part, on vérifie ainsi qu'il n'y a pas d'erreur importante dans l'origine de nos mouvements propres.

Le modèle de Besançon a été ici utilisé dans sa version standard qui comporte 3 populations dont la structure diffère assez peu du modèle de Gilmore & Reid (1983). Parmi les paramètres qui avait été cités à la section 5-a, la densité par rapport au disque est de 1.63% (contre 2% dans G&R) pour le disque épais et de 1.27 pour mille (1.25 dans G&R) pour le halo. Comme les échelles de hauteur dépendent de l'âge, et donc de la cinématique des étoiles considérées (plus les étoiles sont vieilles, plus elles ont tendance à s'éloigner du plan galactique), il n'y a pas une seule échelle de hauteur caractéristique par population. Les échelles de hauteur varient de 125 à 475 pc pour le disque et de 1180 à 2210 pc pour le disque épais (voir Robin & Crézé, 1986).

Pour évaluer plus précisément l'accord de nos données avec le modèle, les échantillons observé et simulé doivent être testés globalement en dimension 5, par des méthodes statistiques performantes. Ce travail est en cours de réalisation actuellement. D'autre part, nos données sont traitées simultanément avec d'autres observations dans d'autres directions, de manière à apporter de nouvelles contraintes sur les paramètres du modèle.

Chapitre 5

DISTANCES PHOTOMÉTRIQUES ET DISTRIBUTIONS DE VITESSES

1 - Introduction.

Il s'agit maintenant d'exploiter les données obtenues, dont la cohérence a été vérifiée, pour en tirer des informations sur la structure et la cinématique de la Galaxie. Si l'on a un moyen d'estimer les distances, alors les mouvements propres peuvent être convertis en vitesses, et l'avantage d'un champ situé vers un pôle est que l'on peut atteindre plus facilement les 3 populations et étudier les mouvements parallèlement au plan galactique sans connaître les vitesses radiales. Mais pour analyser indépendamment les ellipsoïdes des vitesses de chacune des populations, il faut être en mesure de séparer clairement leurs distributions. En effet, un critère de distance seul est insuffisant car aux distances atteintes par notre échantillon (~ 2500 pc), les 3 composantes galactiques sont mélangées. Mais grâce à l'utilisation d'un algorithme performant de séparation de populations gaussiennes (SEM), en dimension 2 sur les vitesses U et V et dans plusieurs intervalles de distance au-dessus du plan, nous déduisons certaines caractéristiques cinématiques du disque, du disque épais et du halo.

Nous avons utilisé une méthode de calibration de la magnitude absolue, à partir de V et $B - V$, pour attribuer une distance photométrique à une partie des étoiles de l'échantillon. Les géantes et les sous-géantes sont éliminées de l'échantillon grâce au diagramme de mouvement propre réduit. Ensuite, une correction est effectuée sur la magnitude absolue, afin de prendre en compte les différences d'abondance des étoiles considérées. Puis les vitesses spatiales sont calculées, ainsi que les paramètres des ellipsoïdes des vitesses (U, V) pour les 3 populations.

2 - Calibration de la magnitude absolue

a - Méthode et biais

Comme l'on s'intéresse essentiellement dans ce chapitre aux propriétés cinématiques des différentes populations, on ne considérera que le survey de mouvements propres obtenu

dans le champ de M3. Rappelons que ce survey couvre 7.1 degrés carrés. On ne prendra que les objets dans la limite de complétude ($V \leq 17.5$), non sélectionnés comme objets extragalactiques et dont l'erreur sur le mouvement propre est inférieur à 20 mas/an, afin d'éviter une incertitude trop grande sur les vitesses.

Des relations donnant la magnitude absolue M_V en fonction de l'indice de couleur ($B - V$) sont déterminées à partir de certaines étoiles dont la magnitude absolue peut être estimée (étoiles à parallaxe connue, amas globulaires). Ces relations dépendent de la classe de luminosité, du type de population, mais aussi de l'abondance. La figure 32 représente les relations couleur-magnitude (CM) telles qu'elles sont utilisées dans le modèle de Gilmore & Reid (1983). Pour chaque population, on distingue la séquence principale, les géantes rouges et le "turn-off". Le décalage que l'on observe pour les différentes séquences provient essentiellement de la différence de métallicité moyenne des 3 populations. Pour le disque, la séquence inférieure correspond aux naines blanches. Ces relations proviennent de différentes sources: pour le disque, il s'agit d'une compilation de Chiu (1980), pour le disque épais, il s'agit d'une compilation des relations CM de l'amas 47Tuc calibrées par Cannon (1974), Sandage (1982) et Harris & Hesser (1983), et pour le halo de la relation CM de l'amas M92 (Chiu, 1980). Chacune de ces relations est aussi caractérisée par une certaine dispersion, qui n'est pas représentée ici, et qui se traduit par le mélange des différentes séquences dans un diagramme HR observationnel.

La majorité des étoiles d'un survey comme le nôtre se situent sur la séquence principale, ou à proximité. Seulement il existe aussi une fraction non négligeable de géantes et de sous-géantes, mais dont la proportion exacte est difficile à évaluer sans l'obtention de spectres. Si l'on ne dispose que de données photométriques ($V, B - V$), la méthode la plus simple, et couramment employée, consiste à supposer que toutes les étoiles du survey appartiennent à la séquence principale du disque, et que la contamination par des géantes est négligeable devant la taille de l'échantillon. Mais cette démarche conduit à des biais sur la distance et donc sur les résultats cinématiques. En effet, une sous-géante a une magnitude absolue telle que $2 \leq M_V \leq 4$, alors que classée comme naine, pour le même indice de couleur, elle aura $4 \leq M_V \leq 6$, et sa distance sera donc très nettement sous-estimée. Ce sont les sous-géantes du disque qui posent le plus de problème, avec un pic de leur distribution vers $B - V = 0.6$. Les géantes, dont la distribution est maximale à $B - V = 0.9$, sont moins susceptibles de biaiser les résultats statistiques car notre échantillon est assez profond, 50% des étoiles ayant une magnitude comprise entre

$V = 16$ et $V = 17.5$. Comme il n'y a pas de géantes aux magnitudes apparentes faibles (compte tenu de leur magnitude absolue, elles se trouveraient sinon au-delà des limites de la Galaxie), finalement la proportion de géantes dans l'échantillon total est faible. Pour limiter la contamination de la séquence principale par les géantes et sous-géantes, nous utiliserons l'information supplémentaire dont nous disposons, les mouvements propres, et nous effectuerons une classification à partir du diagramme de mouvement propre réduit.

Le deuxième biais qui peut affecter les estimations de distances à partir d'une relation ($M_V, B - V$) concerne les variations de métallicité dans la séquence principale. En effet, la relation que nous utilisons (Chiu,1980) est calibrée à partir d'étoiles du voisinage solaire (Hyades, étoiles à parallaxe connue) dont l'abondance en métaux est en moyenne celle qui est caractéristique du disque. Mais on trouve aussi près de la séquence principale qui caractérise le disque des sous-naines très déficientes, et il existe une variation importante de métallicité suivant les populations considérées, allant de $[Fe/H] = +0.12$ pour les Hyades (Cayrel et al.,1986) à $[Fe/H] < -1.5$ pour le halo. Or les relations CM changent avec la métallicité, les étoiles déficientes étant plus faibles que les étoiles riches pour le même indice de couleur. Cet effet doit donc être considéré dans le calcul de la distance.

Un autre problème qui est souvent discuté avec les distances photométriques concerne l'absorption interstellaire qui biaise les magnitudes et indices de couleur, et se traduit par un rougissement des objets. La région du PGN a souvent été étudiée, et les résultats montrent que l'extinction interstellaire y est négligeable (~ 0.015 mag), par rapport à la précision de notre photométrie (0.10 magnitude).

Après avoir considéré le problème des géantes et sous-géantes, puis des variations de métallicité, nous calibrerons les magnitudes absolues pour l'intervalle $0.3 \leq B - V \leq 1.3$, correspondant pour la séquence principale aux étoiles de type spectral F ($0.3 \leq B - V < 0.58$), G ($0.58 \leq B - V < 0.85$) et K ($0.85 \leq B - V < 1.42$) (cf Allen,1974). La calibration de la magnitude absolue n'est pas effectuée pour les étoiles plus rouges que $B - V = 1.3$, car comme on peut le voir sur la figure 31, la séquence principale varie fortement à partir de cet endroit, et les erreurs sur la magnitude absolue deviendraient très importantes. Pour calibrer la magnitude absolue des naines rouges, il faudrait disposer de données photométriques dans les bandes R et I. La magnitude absolue est donc obtenue pour chaque objet de notre survey dans l'intervalle considéré à partir de la relation tabulée ($M_V, B - V$) de Chiu (1980), qui est interpolée par des fonctions spline cubiques (Press et al.,1986). On pourra ainsi calculer la densité des naines F,G et K à différentes hauteurs

au dessus du plan galactique.

b - Elimination des géantes sur le diagramme de mouvement propre réduit

Le mouvement propre réduit (H) est un paramètre très utile qui permet de combiner les mouvements propres aux données photométriques. Il a été utilisé en premier par Luyten (1922), puis plus récemment par Chiu (1980), Evans (1988) et Fresneau (1990). Il est défini par:

$$\begin{aligned} H &= M_V + 5\log(T) - 3.378 \\ &= V + 5\log(\mu) + 5 \end{aligned}$$

où μ est le mouvement propre total (en secondes de degré par an), M_V la magnitude absolue dans la bande V de Johnson, et T la vitesse transverse (en km/s). La deuxième définition de H est simplement obtenue par l'élimination de la distance dans la première formule, et ainsi réalise la correspondance entre les distributions théoriques (magnitudes absolues et vitesses transverses), aux quelles on n'a pas accès pour les étoiles étudiées, et les distributions observationnelles (magnitude apparente et mouvements propres). Comme dans un diagramme HR, quand H est représenté en fonction de $B - V$, les étoiles se répartissent le long de séquences, mais l'avantage d'introduire un critère cinématique est que ces séquences sont beaucoup mieux séparées que sur le diagramme HR, puisque la cinématique des 3 populations est très différente. Les données observationnelles peuvent être comparées à des séquences théoriques sur ce type de diagramme, si l'on se donne a priori, pour chaque population et classe de luminosité, les distributions en magnitude absolue et en vitesse tangentielle.

Le calcul de la distribution de $5\log(T)$, à partir des paramètres de l'ellipsoïde des vitesses de chaque population, est décrit dans Chiu (1978). On utilise pour cela le mouvement du soleil (module et apex), et les dispersions de vitesses le long des axes principaux de l'ellipsoïde, qui sont, en première approximation, supposés coïncider avec les directions U, V et W. Les valeurs suivantes sont adoptées:

- pour le disque : $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (39, 23, 20)$ (Wielen, 1974), et le mouvement solaire standard $S_0 = 19.5 \text{ km/s}$ dans la direction $\ell_A = 56^\circ$, $b_A = 23^\circ$ (Mihalas & Binney, 1981).
- pour le disque épais : $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (75, 35, 42)$, $S_0 = 43.0 \text{ km/s}$ (Sandage & Fouts, 1987) dans la direction $\ell_A = 70^\circ$, $b_A = 12^\circ$.

- pour le halo : $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (210, 150, 120)$, $S_0 = 220 \text{ km/s}$ (van Herk, 1965 et Oort, 1965) dans la direction $\ell_A = 87^\circ$, $b_A = 2^\circ$ (Mihalas & Binney, 1981).

Pour ces valeurs, le maximum de la distribution de $5\log(T)$ est atteint pour 8.38, 10.56 et 12.76 respectivement pour le disque, le disque épais et le halo.

Les distributions de M_V sont celles du modèle de Gilmore et al. (1983), représentées sur la figure 31. L'étape finale pour calculer les séquences théoriques du diagramme de mouvement propre réduit consiste à effectuer la convolution des distributions de M_V et $5\log(T)$ pour chaque $B - V$, chaque population et classe de luminosité, et de translater la distribution obtenue de 3.378 vers les magnitudes plus brillantes. Le résultat est présenté sur la figure 32. Nos données, dans l'intervalle de couleur choisi pour le calcul des distances ($0.3 \leq B - V \leq 1.3$), sont représentées aussi par des points sur le diagramme. Il existe un bon accord général entre les observations et les prédictions de H, en particulier dans la partie rouge de la séquence principale et au niveau du turn-off du halo. On voit en bas du diagramme une candidate naine blanche, mais il s'agit d'une étoile déjà répertoriée (WD 1328+307). C'est dans la partie supérieure de ce diagramme que se trouvent les étoiles probablement géantes et sous géantes, correspondant aux objets assez brillants avec un mouvement propre faible. Une frontière a été tracée pour éliminer une fraction importante de ces étoiles. La position de cette frontière a été décidée de manière empirique, après plusieurs essais. En effet, c'est vers $B - V = 0.4$ que les étoiles évoluées quittent la séquence principale, et c'est vers $B - V = 0.6$ que l'on s'attend à trouver le plus de sous-géantes. D'autres part pour les étoiles plus rouges ($B - V \geq 1$), les géantes sont beaucoup plus loin de la séquence principale. Nous avons constaté qu'en plaçant la frontière trop près de la séquence principale, on élimine à tort une partie de naines à faible mouvement propre, ce qui se traduit par un biais dans les distributions de vitesses. Ainsi, un compromis a été trouvé, qui place la ligne de discrimination naines/géantes plus près de la séquence principale vers le turn-off que vers les objets rouges. En appliquant ce critère à nos données, on sélectionne 261 candidates géantes et sous-géantes, ce qui correspond à 10% de l'échantillon.

Ce type de méthode de classification, à partir du diagramme $(H, B - V)$ a été utilisée de manière très efficace par Chiu (1980) qui a attribué à chaque étoile de son survey dans la SA 57, une probabilité d'appartenir à une population et classe de luminosité.

c - Corrections de métallicité

Comme cela a déjà été noté, l'estimation des distances peut être biaisée si la métallicité des objets n'a pas été prise en compte dans la calibration de la magnitude absolue. Toutes les étoiles sont considérées avoir la même relation CM, qui est en fait celle des étoiles du voisinage solaire dont la métallicité est proche de celle du Soleil. Or une étoile naine de la séquence principale du halo sera certainement plus déficiente, et donc intrinsèquement moins lumineuse, qu'une naine du disque de même couleur. On peut estimer la différence d'abondance d'un objet par son excès d'ultraviolet par rapport aux Hyades, paramètre défini par Sandage & Eggen (1959) à partir du diagramme $(B - V, U - B)$. La différence de magnitude que l'excès d'UV normalisé $\delta_{0.6}$ induit par rapport à une étoile de même $B - V$ est estimée par Laird et al. (1988) :

$$\begin{aligned} \Delta M_V &= \left(\frac{2.31 - 1.04(B - V)}{1.594} \right) (-0.6888\delta_{0.6} + 53.14\delta_{0.6}^2 - 97.004\delta_{0.6}^3) & 0 \leq \delta_{0.6} \leq 0.25 \\ \Delta M_V &= (2.35 - 1.04(B - V)) + 1.67(\delta_{0.6} - 0.25) & \delta_{0.6} > 0.25 \\ \Delta M_V &= 0 & \delta_{0.6} < 0 \end{aligned}$$

La procédure pour obtenir $\delta_{0.6}$, à partir de l'excès d'UV observé sur le diagramme $(B - V, U - B)$ par comparaison à la séquence des Hyades, est détaillée dans Sandage (1969).

Plusieurs problèmes se posent pour appliquer cette correction à notre échantillon. Tout d'abord, nous ne disposons pas de l'indice de couleur $U - B$ pour tous les objets: plus on va vers les objets rouges, plus l'échantillon est incomplet en U . D'autre part nous n'avons qu'une seule détermination de U , et donc aucun moyen d'estimer d'éventuelles erreurs dans la photométrie de cette bande. Par exemple, notre diagramme observationnel $(B - V, U - B)$ montre une dispersion assez grande, avec une fraction non négligeable d'objets se trouvant hors des limites acceptables par rapport à la séquence des Hyades. De telles étoiles ne seront pas prises en compte pour la correction de métallicité, car suspectées d'avoir un $U - B$ faux. La séquence des Hyades n'est définie que jusqu'à $B - V = 1.1$, avec une incertitude assez grande dans sa partie rouge, et d'autre part les différences de métallicité devenant assez faibles pour les objets rouges, finalement, ce n'est que pour un nombre limité d'étoiles F et G que nous calculerons une estimation de l'excès d'ultraviolet $\delta_{0.6}$.

Pour les autres objets, on peut obtenir une correction de métallicité en supposant un

gradient vertical. Nous suivrons ici la procédure utilisée par Kuijken & Gilmore (1989), qui estiment le gradient vertical de métallicité par:

$$\begin{aligned} \frac{\partial[Fe/H]}{\partial z} &= -0.3 \text{ kpc}^{-1} & z < 5400pc \\ [Fe/H] &= -1.5 & z \geq 5400pc \end{aligned}$$

Cette valeur a été estimée en moyennant les résultats de différents auteurs, pour plusieurs types d'étoiles. La relation entre la métallicité et l'excès d'UV $\delta_{0.6}$ est donnée par Carney (1979) :

$$\delta_{0.6} = -0.0776 + \sqrt{0.01191 - 0.05353[Fe/H]}$$

avec $[Fe/H] = +0.12$ pour $z = 0$. En combinant ces équations avec celles de Laird et al., on obtient ainsi la distance corrigée pour chaque objet du survey. L'effet de cette correction de métallicité est de reserrer la distribution des distances, et si elle n'est pas correcte, de biaiser les résultats en sous-estimant légèrement les échelles de hauteur, les moyennes de vitesse et les dispersions.

Ainsi, par les différentes procédures qui viennent d'être décrites, nous définissons 2 échantillons sur le critère de la méthode utilisée pour calibrer la magnitude absolue. Dans un soucis d'homogénéité, ces 2 échantillons seront traités séparément pour les applications en cinématique, mais les résultats pourront être comparés.

L'échantillon I comprend 2453 étoiles avec $0.3 \leq B - V \leq 1.3$. Après élimination d'une partie des sous-géantes et géantes et d'une naine blanche grâce au diagramme de mouvement propre réduit, les objets restants sont supposés appartenir à la séquence principale, et les magnitudes absolues sont obtenues simplement par la relation $(M_V, B - V)$ de Chiu (1980), et corrigées du gradient de métallicité, suivant la méthode de Kuijken & Gilmore (1989).

L'échantillon II ne comporte que 841 étoiles F et G ($0.3 \leq B - V < 1.1$) telles que $0.00 \leq \delta_{0.6} \leq 0.31$ (la valeur 0.31 est l'excès d'UV maximum estimé par Sandage (1969)). Cet échantillon nous permettra d'étudier éventuellement les corrélations cinématique-abondance pour le disque et le disque épais.

c - Densités

A partir de l'échantillon I, il est possible d'évaluer la densité d'étoiles F, G et K dans le champ considéré, et la variation de cette densité en fonction de la distance z au dessus

du plan. Pour chaque type spectral, et chaque intervalle de distance $[d_1, d_2]$, la moyenne \bar{z} est déterminée, ainsi que le volume $[7.1(\frac{\pi}{180})^2(d_2^3 - d_1^3)]$, on en déduit la densité ρ (nombre d'étoiles par pc^3), qui est représentée sur la figure 33.

On peut comparer la densité de naines F, G et K dans notre échantillon avec la fonction de luminosité correspondante de Wielen (1974), obtenue à partir du catalogue de Gliese dans une sphère complète de 20 pc.

Notre intervalle de couleur pour les naines K ($0.85 \leq B - V \leq 1.30$) correspond, d'après les tables de Chiu à l'intervalle en magnitude absolue $[6.15, 8.05]$, ce qui correspond d'après Wielen à $\log(\rho_K) = -2.2$. Nous obtenons comme densité, à la distance moyenne $z = 151 pc$, la valeur $\log(\rho_K) = -2.79 \pm 0.10$.

On obtient pour les étoiles G, $\log(\rho_G) = -2.90 \pm 0.10$ à $\bar{z} = 166 pc$, et pour les étoiles F, $\log(\rho_F) = -4.00 \pm 0.09$ à $\bar{z} = 408 pc$, à comparer à -2.2 et -2.58 respectivement à $z = 0$, valeurs obtenues avec la fonction de luminosité de Wielen. Ceci montre la très forte décroissance de la densité de ces objets quand on s'éloigne du plan galactique.

Si les courbes obtenues pour les étoiles G et K ont une allure normale, la décroissance de la courbe des étoiles F est plus inattendue. En effet, on observe une pente assez lente entre 400 et 2000 pc, suivie d'une discontinuité et d'une décroissance très rapide. On s'attendrait à une courbe différente, du type $\exp(-z/250)$ où 250 pc est l'échelle de hauteur des étoiles F du disque (Mihalas & Binney, 1981), ou bien à une double exponentielle pour prendre en compte la contribution du disque épais. Ce dernier modèle est d'ailleurs représenté pour comparaison sur la figure 33, avec des échelles de hauteur de 200 pc et 1 kpc respectivement pour le disque et le disque épais. Il se peut que notre courbe de densité des étoiles F reflète un biais dû au fait que les turn-off du disque et disque épais se trouvent dans cet intervalle de couleur et donc qu'il y est une grande proportion d'étoiles évoluées (donc intrinsèquement plus brillantes) qui fausse l'échelle des distances de cette partie de l'échantillon.

3 - Distributions de vitesse

Les vitesses U, V et W sont liées aux mouvements propres et vitesse radiale par la formule :

$$\begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix} = G \begin{pmatrix} 4.74057d \times \mu_\alpha \\ 4.74057d \times \mu_\delta \\ V_r \end{pmatrix}$$

où G est la matrice 3×3 du repère galactique, d est la distance en parsec, μ_α et μ_δ sont les mouvements propres dans le système équatorial en secondes d'arc par an, et V_r est la vitesse radiale en km/s. En adoptant la convention de U positive vers l'anticentre, V positive dans le sens de la rotation galactique et W positive vers le PGN, alors la matrice de transformation G est, pour le champ considéré:

$$G = \begin{pmatrix} -0.7737 & 0.6235 & -0.1129 \\ 0.6094 & 0.7810 & 0.1365 \\ -0.1732 & -0.0368 & 0.9842 \end{pmatrix}$$

L'erreur qui affecte le calcul de U et V dépend de l'erreur sur les distances, qui est très difficile à évaluer, de l'erreur sur les mouvements propres qui est faible, et du fait que la vitesse radiale qui est inconnue n'est pas incluse dans le calcul. La vitesse radiale V_r contribue aux vitesses U et V avec un facteur qui est inférieur à 15% pour le champ étudié, et l'erreur qui affecte les distances si l'on utilise des données photométriques de précision 0.05 à 0.10 magnitude peut être évaluée grossièrement à 25%, compte tenu de la procédure utilisée qui met en jeu des calibrations empiriques (relations CM, métallicités). Nous ne chercherons pas ici à estimer l'erreur sur chaque vitesse calculée, et les barres d'erreurs qui seront présentées avec les résultats statistiques correspondent aux erreurs standards.

La figure 34 représente les distributions des vitesses U et V en fonction de la distance au-dessus du plan, obtenues avec l'échantillon I. Jusqu'à environ 1000 pc, la majorité des étoiles sont confinées entre -50 et 50 km/s en U , et on voit une légère décroissance de la vitesse V . Cela correspond parfaitement à ce que l'on connaît de la cinématique du disque. A partir de 1000 pc, on observe un nombre important d'étoiles à grande vitesse, dont la contribution au courant asymétrique en V est particulièrement importante.

La table 11 résume la statistique de U et V pour différents intervalles de distance, et ces résultats sont comparés sur la figure 35 aux résultats de 2 autres surveys de mouvements propres dans un champ voisin (SA 57). Le survey de mouvements propres de Spaenhauer (1989) comprend 219 étoiles F et G jusqu'à $V = 17$, celui de Majewski (1991) est très profond ($U \leq 21.5$) et comprend 250 étoiles telles que $0.3 \leq B - V \leq 1.1$. Ces échantillons étant très petits, les barres d'erreurs sur le diagramme sont assez importantes par rapport aux nôtres. La tendance du courant asymétrique est similaire pour les 3 surveys. Pour la vitesse U , dans le cas de notre échantillon, les moyennes restent toujours très proches de 0, donc aucun mouvement radial n'est mis en évidence jusqu'à 2500 pc. Aux faibles distances, la valeur $U = 0$ est en accord pour les 3 surveys. Rappelons que c'est la vitesse

des étoiles par rapport au soleil qui est représentée ici, et donc aux distances faibles, on devrait trouver un mouvement moyen pour notre échantillon proche de $\bar{U} = 9\text{km/s}$ et $\bar{V} = -12\text{km/s}$, valeurs opposées du mouvement standard du soleil par rapport au LSR. On trouve des valeurs assez proches ($\bar{U} = 5 \pm 4 \text{ km/s}$, $\bar{V} = -16 \pm 2 \text{ km/s}$) à la distance moyenne $\bar{z} = 186\text{pc}$.

\bar{z}	N	\bar{U}	\bar{V}	σ_U	σ_V
186	75	5 ± 4	-16 ± 2	35 ± 3	20 ± 1
391	245	1 ± 3	-17 ± 2	42 ± 2	30 ± 1
628	382	2 ± 2	-25 ± 2	46 ± 2	38 ± 1
874	371	4 ± 2	-26 ± 2	47 ± 2	35 ± 2
1118	368	0 ± 3	-39 ± 3	54 ± 2	50 ± 2
1372	299	-3 ± 3	-40 ± 3	53 ± 3	53 ± 3
1620	231	2 ± 4	-56 ± 4	60 ± 3	63 ± 3
1870	173	-3 ± 4	-64 ± 5	57 ± 4	67 ± 5
2110	148	8 ± 5	-84 ± 6	60 ± 5	79 ± 6
2332	59	-6 ± 10	-103 ± 11	75 ± 7	87 ± 8

Table 11 : Statistique sur les vitesses U et V (en km/s) par intervalles de distance (en pc). Les barres d'erreur sur les moyennes et les dispersions correspondent aux erreurs standards: $\frac{\sigma_U}{\sqrt{N}}$, $\frac{\sigma_V}{\sqrt{N}}$ et $\frac{\sigma_U}{\sqrt{2N}}$, $\frac{\sigma_V}{\sqrt{2N}}$ respectivement.

4 - Discussion

a - Cinématique du disque, du disque épais et du halo

Si l'on admet les échelles de hauteur et densités relatives pour le disque et le disque épais utilisés dans le modèle de la Galaxie de Gilmore & Reid (respectivement 325 pc, 1300 pc et 0.02 %), alors à une distance moyenne de 750 pc, on s'attend à trouver environ 90% d'étoiles du disque pour 10% du disque épais, à 1500 pc 60% du disque pour 40% du disque épais et à 2250 pc, le disque épais est nettement dominant avec environ 80% d'étoiles pour 20% d'étoiles du disque. La contribution du halo devrait par contre être inférieure à 10% dans tout l'échantillon. Jusqu'à 500 pc, on n'a pratiquement que des étoiles du disque. Ainsi, en divisant l'échantillon en plusieurs intervalles de distance, nous allons étudier les caractéristiques cinématiques de chacune des populations.

L'intervalle A, tel que $0 \leq z < 500 \text{ pc}$ comprend 315 étoiles, qui caractérisent la population du disque. L'ajustement d'une gaussienne dans la distribution de (U, V) de ces étoiles donne les paramètres de l'ellipsoïde des vitesses: $\sigma_U = 41 \pm 2 \text{ km/s}$, $\sigma_V = 25 \pm 1 \text{ km/s}$, avec le rapport des axes $(\frac{\sigma_V}{\sigma_U})^2 = 0.38 \pm 0.05$. On peut aussi déterminer la déviation du vertex (ℓ_v) qui mesure l'inclinaison de l'ellipsoïde des vitesses par rapport à la direction du centre galactique. On obtient cette valeur par la formule : $\tan(2\ell_v) = -2\frac{\text{cov}(U,V)}{\sigma_U^2 - \sigma_V^2}$ qui donne $\ell_v = 9^\circ \pm 1^\circ$. Ainsi on a pu déterminer à partir de notre échantillon, tous les paramètres de l'ellipsoïde des vitesses projeté sur les axes U et V, et les valeurs trouvées sont remarquablement proches de celles qui sont généralement admises pour le voisinage solaire (voir Wielen (1974) et Mihalas & Binney (1981)).

Le cas du disque épais et du halo pose plus de problèmes. Compte tenu des distances qu'il faut atteindre, se pose le problème de l'obtention de données suffisamment nombreuses, précises et sans biais de sélection. Parmi les études les plus récentes, citons Sandage & Fouts (1987) (1125 grands mouvements propres), Ryan & Norris (1991) (1719 grands mouvements propres), Majewski (1991) (250 mouvements propres), Crowell et al. (1991) (247 vitesses radiales). Les résultats sont le plus souvent divergents, s'accordant plus ou moins bien aux différents scénarios de formation du disque épais.

La théorie de Norris (1987) propose comme origine du disque épais la dispersion d'étoiles du disque par de grands nuages moléculaires ou bras spiraux. Dans ce cas le disque épais représente l'extension naturelle du disque avec sa relation âge - dispersion des vitesses, et aucune discontinuité ne devrait apparaître dans la cinématique des 2 populations.

Dans l'autre scénario de formation, le disque épais est une population discrète qui aurait pu se former à la suite de la collision d'une petite galaxie avec la nôtre (Carney et al., 1989). Et une théorie intermédiaire considère le disque épais comme une population de transition qui relie le disque et le halo de manière continue.

Si l'on examine attentivement les 2 diagrammes de U et V en fonction de z, on n'observe pas de discontinuité, si ce n'est l'apparition à 1000 pc d'un nombre significatif d'étoiles à grande vitesse, avec une vitesse moyenne V très négative par rapport à la vitesse de rotation des étoiles du voisinage solaire. Il y a aux vitesses faibles un nombre important d'objets dont la distribution prolonge celle du disque avec la même tendance: augmentation progressive des dispersions et du courant asymétrique. On peut voir alors la zone $1000\text{pc} \leq z \leq 2500\text{pc}$ comme la superposition de 3 populations cinématiques: le disque et le disque épais dont les distributions de vitesse se superposent et prolongent celle

du disque aux petites distances, et le halo est dont la proportion est beaucoup plus faible et dont la cinématique est très différente avec un courant asymétrique et une dispersion très grands.

Nous allons déterminer les paramètres associés à ces 2 populations, en supposant qu'elles sont gaussiennes, par la méthode du maximum de vraisemblance, en utilisant un algorithme sophistiqué, qui permet de séparer les composantes d'un mélange multidimensionnel de populations normales. L'algorithme SEM (Stochastic - Estimation - Maximisation) a été développé à l'INRIA et l'Université de Paris 6 par Celeux et Diebolt (1986). Il s'agit d'une version améliorée de l'algorithme itératif EM de Dempster et al. (1977) dont les limitations sont connues dans le cas de situations délicates (composantes du mélange imbriquées, proportions des composantes déséquilibrées). Grâce à une étape stochastique dans les itérations, SEM permet d'éviter les écueils de EM, et son efficacité a déjà été prouvée en cinématique stellaire (voir annexe II, Gómez et al.(1990), Soubiran et al.(1991)). On peut, à partir d'un majorant, trouver le nombre de composantes d'un mélange et les résultats calculés ne dépendent pas de la position initiale de l'algorithme qui peut donc être tirée au hasard, et ainsi on est sûr de ne pas influencer la solution par une information a priori. Comme les résultats varient légèrement d'une exécution à l'autre (à cause de l'étape stochastique), le programme est exécuté plusieurs fois (ici 10 fois) pour évaluer la stabilité de la solution, et fournir à chaque paramètre de chaque composante la valeur la plus probable de l'estimateur du maximum de vraisemblance avec un intervalle de confiance. Le principe de cet algorithme et de son utilisation est décrit en annexe II.

Quatre intervalles de distance ont été utilisés avec cet algorithme: $500 \text{ pc} \leq z < 1000 \text{ pc}$ (bin B: 767 objets), $1000 \text{ pc} \leq z < 2000 \text{ pc}$ (bin C: 1121 objets) et $2000 \text{ pc} \leq z < 2500 \text{ pc}$ (bin D: 225 objets). L'intervalle C, où les 3 populations sont mélangées, est représenté dans le plan (U, V) sur la figure 36. Pour chaque intervalle, SEM est exécuté 10 fois sur la variable (U, V) , avec 3 populations initiales (disque, disque épais et halo) dont les paramètres sont tirés au hasard. Les résultats sont résumés dans les tables 12a), 12b) et 12c) pour chacune des populations trouvées par l'algorithme et l'on peut suivre l'évolution des paramètres cinématiques en fonction de la distance au-dessus du plan. Les barres d'erreurs sont obtenues par la dispersion des 10 solutions fournies par l'algorithme, dans le cas de l'intervalle A, il s'agit des erreurs standards.

	$z \leq 500$	$500 \leq z \leq 1000$	$1000 \leq z \leq 2000$
p (%)	100	93 ± 1	43 ± 1
N	315	713 ± 8	482 ± 11
\bar{U} (km/s)	1 ± 2	2 ± 1	5 ± 1
\bar{V} (km/s)	-16 ± 1	-21 ± 1	-20 ± 1
σ_U (km/s)	41 ± 2	43 ± 1	41 ± 3
σ_V (km/s)	25 ± 1	31 ± 1	26 ± 2
$(\sigma_V/\sigma_U)^2$	0.38 ± 0.03	0.52 ± 0.03	0.40 ± 0.06
ℓ_v ($^\circ$)	9 ± 3	10 ± 3	6 ± 6

Table 12a) : Résultats de l'algorithme SEM pour la population gaussienne correspondant au disque dans les différents intervalles de distance.

	$1000 \leq z \leq 2000$	$2000 \leq z \leq 2500$
p (%)	46 ± 7	57 ± 1
N	516 ± 78	129 ± 2
\bar{U} (km/s)	-2 ± 1	10 ± 4
\bar{V} (km/s)	-51 ± 7	-51 ± 4
σ_U (km/s)	65 ± 2	49 ± 3
σ_V (km/s)	47 ± 4	47 ± 3
$(\sigma_V/\sigma_U)^2$	0.50 ± 0.09	-
ℓ_v ($^\circ$)	16 ± 4	-

Table 12b) : Comme la table 12a), pour le disque épais.

	$1000 \leq z \leq 2000$	$2000 \leq z \leq 2500$
p (%)	11 ± 7	43 ± 1
N	123 ± 78	97 ± 2
\bar{U} (km/s)	-18 ± 1	-6 ± 11
\bar{V} (km/s)	-181 ± 3	-158 ± 9
σ_U (km/s)	162 ± 2	114 ± 8
σ_V (km/s)	108 ± 1	87 ± 6
$(\sigma_V/\sigma_U)^2$	0.44 ± 0.01	-
ℓ_v ($^\circ$)	-2 ± 1	-

Table 12c) : Comme la table 12a), pour le halo.

Dans l'intervalle B ($500 \text{ pc} \leq z < 1000 \text{ pc}$), l'algorithme est stable sur une solution à 2 composantes, malgré des conditions initiales incluant 3 populations. La composante principale (93%) représente le mélange du disque et du disque épais que le programme n'a pas pu séparer. La deuxième composante n'a pas beaucoup de signification, elle regroupe les quelques étoiles à très grande vitesse, mais ne permet pas de tirer des conclusions sur la population du halo.

La discrimination dans l'intervalle C ($1000 \text{ pc} \leq z < 2000 \text{ pc}$) est plus facile car les proportions du disque et du disque épais sont plus équilibrées, et les résultats sont très stables pour les 3 populations.

De nouveau, dans l'intervalle D ($2000 \text{ pc} \leq z < 2500 \text{ pc}$), l'algorithme ne donne que 2 composantes, car le disque est en proportion insuffisante. Mais cette distribution résiduelle du disque contamine le disque épais pour lequel on trouve des dispersions de vitesse trop faibles (la dispersion en U est nettement inférieure à la valeur trouvée dans l'intervalle C). De même pour le halo, on trouve un courant asymétrique et des dispersions de vitesse plus faibles que dans l'intervalle C, ce qui laisse penser que des étoiles du disque épais ce sont mélangées aux étoiles à très grande vitesse. En effet, les dispersions de vitesse doivent, soit être constantes quand on s'éloigne du plan galactique, soit augmenter, et aucune raison physique ne pourrait expliquer une décroissance de ces paramètres. D'autre part on trouve une proportion du halo de 43% pour une hauteur moyenne de 2250 pc, ce qui est trop élevé compte tenu de sa très faible densité. Pour cette raison, le rapport des axes de l'ellipsoïde

des vitesses et la déviation du vertex n'ont pas été calculés pour cet intervalle car ils n'ont pas de signification, les populations étant mélangées.

Les solutions trouvées pour le disque dans les intervalles A, B et C sont remarquablement proches. Le courant asymétrique est stabilisé à partir de 500 pc à -21 km/s et on n'observe pas non plus de gradient dans les dispersions de vitesse. Il est intéressant de noter que la déviation du vertex reste nettement positive pour cette population à toutes les distances au-dessus du plan.

Les résultats concernant le disque épais ne sont facilement interprétables que pour l'intervalle C, et les paramètres trouvés à l'intervalle D ne permettent pas d'évaluer un éventuel gradient dans le courant asymétrique et les dispersions de vitesse. Nous avons essayé de diviser l'intervalle C en plusieurs intervalles de 250 pc pour suivre l'évolution des paramètres du disque épais en fonction de la distance au-dessus du plan, mais le disque et le disque épais étant très imbriqués, l'algorithme SEM n'a pas pu les discriminer dans des échantillons de taille trop petite. Rien ne permet donc d'affirmer qu'il existe un gradient dans les paramètres de l'ellipsoïde des vitesses du disque épais. Certains auteurs ont trouvé un gradient $\frac{\partial V}{\partial z}$ dans le courant asymétrique du disque épais: -30 km/s/kpc (Hanson,1989), -36 km/s/kpc (Murray,1986) et -21 km/s/kpc (Majewski,1991). Signalons que l'on obtient un gradient de l'ordre de -30 km/s à partir des statistiques de la table 11, c'est à dire sans séparer les 3 populations, et on obtient un gradient de -18 km/s si l'on ne considère que la population correspondant au disque et au disque épais, c'est à dire en enlevant les étoiles à très grande vitesse. Ceci incite à penser que les auteurs qui ont trouvé un gradient important dans le courant asymétrique n'ont pas considéré séparément les 3 populations. C'est la forte modification des proportions des différentes composantes qui fait évoluer les paramètres en fonction de la distance au dessus du plan, quand on considère toutes les étoiles globalement.

Ici encore, comme pour le disque, la déviation du vertex est très positive.

La continuité entre le disque et le disque épais est difficile à évaluer, mais comme on a trouvé dans l'intervalle C 2 populations bien distinctes, et qu'aucun gradient dans le disque épais n'a pu être mis en évidence, c'est l'hypothèse de la discontinuité entre le disque et le disque épais qui paraît correspondre le mieux à nos données.

Pour le halo aussi, nous ne considérerons que les résultats de l'intervalle C. Il existe une différence importante entre l'ellipsoïde du halo et celui du disque épais (centroïdes et dispersions), ce qui suggère une discontinuité entre ces 2 populations, et donc contredit

l'existence du disque épais comme phase transitoire entre le halo et la formation du disque.

En prenant comme vitesse du Soleil dans le LSR ($u_{\odot} = -9 \text{ km/s}$), on en déduit la vitesse observée du halo dans le LSR $\bar{u} = -27 \pm 1 \text{ km/s}$. Cette valeur négative peut être interprétée comme un état non stationnaire dans la Galaxie, soit une contraction du halo, soit un mouvement radial du LSR. Cette dernière hypothèse est la base du modèle de dynamique galactique de Blitz & Spergel (1991) qui prédit que le LSR se déplace sur une orbite elliptique et s'éloigne du centre galactique à la vitesse de 14 km/s .

On trouve comme valeur moyenne du courant asymétrique $\bar{V} = -181 \pm 3 \text{ km/s}$. En combinant cette valeur au mouvement standard du Soleil dans le LSR ($v_{\odot} = 12 \text{ km/s}$) et à la vitesse de rotation du LSR adoptée par l'UAI en 1985 ($\Theta_{LSR} = 220 \text{ km/s}$), on trouve que le halo a une vitesse prograde de $51 \pm 3 \text{ km/s}$. Il existe beaucoup d'estimations de la vitesse de rotation du halo, à partir de types d'étoiles différents (RR Lyrae, étoiles de la branche horizontale, géantes, amas globulaires). Norris (1986) a réalisé une compilation des différents résultats, et obtenu la valeur de $37 \pm 10 \text{ km/s}$ qui est assez en accord avec la nôtre, compte tenu des barres d'erreur. D'autres déterminations donnent $60 \pm 26 \text{ km/s}$ (Frenk & White, 1980) et $66 \pm 23 \text{ km/s}$ (Bahcall & Casertano, 1986), alors que le modèle de Blitz & Spergel prédit 45 km/s .

Les estimations des dispersions ($\sigma_U = 162 \pm 2 \text{ km/s}$, $\sigma_V = 108 \pm 1 \text{ km/s}$) sont aussi en accord avec l'ellipsoïde des vitesses déterminé par Morrison et al. (1990): 133 ± 8 , 98 ± 13 , mais notre dispersion en U est légèrement supérieure.

La valeur légèrement négative trouvée pour la déviation du vertex ($\ell_v = -2 \pm 1^{\circ}$) est compatible avec une déviation nulle de l'ellipsoïde du halo, et donc avec un potentiel axisymétrique dans la Galaxie.

Les 3 populations gaussiennes caractérisant le disque, le disque épais et le halo sont représentées sur l'histogramme de la vitesse V pour l'intervalle C, où la discrimination est la plus claire (figure 37).

b - Métallicités

C'est dans les années 1950 que les premières observations de corrélation entre la déficience en métaux et les étoiles à grande vitesse ont été faites. Depuis, grâce à une meilleure compréhension des processus d'évolution dans la Galaxie, on sait que la propriété de métallicité est indissociable de la structure et du comportement cinématique des différentes composantes. Il reste à affiner l'analyse quantitative des relations existant entre

ces différents paramètres.

Dans l'échantillon II, nous avons déterminé l'excès d'UV pour près d'un millier d'étoiles, et leur métallicité grâce à la relation $([Fe/H], \delta_{0.6})$ calibrée par Carney (1979). L'obtention de la métallicité de tous ces objets repose sur beaucoup d'incertitudes. La première concerne notre photométrie dans la bande U , qui pose plusieurs problèmes. La magnitude instrumentale est assez éloignée de la magnitude standard et la relation entre les deux, calibrée par Mohan & Crézé (1989) (voir Chapitre 2), n'est peut-être plus valable après que le filtre ait changé. D'autre part, les effets géométriques sont susceptibles d'être importants dans cette bande. Ces 2 éventuels biais instrumentaux n'ont pas pu être évalués pour l'instant. Une seule plaque a été réduite, et donc nous n'avons pas non plus d'estimation de la précision interne des magnitudes U . Ensuite une autre incertitude provient des relations empiriques entre les données photométriques et $\delta_{0.6}$ ou $[Fe/H]$. Plusieurs auteurs ont utilisé avec succès ces calibrations, mais s'il existait un décalage systématique de l'indice de couleur $(U - B)$, il est difficile d'évaluer quelles en seraient les conséquences sur les calculs de métallicité.

Ces précisions sont pour annoncer la difficulté que nous avons eu à interpréter nos résultats sur la métallicité. En effet la figure 38 représente l'histogramme de $[Fe/H]$. On distingue clairement 2 pics dans cette distribution. Le premier à $[Fe/H] \simeq 0$ pourrait représenter la distribution de métallicité dans le disque, alors que le deuxième à $[Fe/H] \simeq -1$ pourrait caractériser le disque épais. Or toute tentative pour trouver une corrélation entre ces 2 pics et la distance au-dessus du plan ou les distributions de vitesse s'est avérée infructueuse. En prenant toutes les étoiles à grande vitesse $V \leq -150 km/s, |U| \geq 150 km/s$, on ne trouve pas non plus une majorité d'objets aux faibles métallicités, ce qui est anormal. La trop grande dispersion des métallicités observées rend impossible toute interprétation.

Notons à ce sujet que Majewski (1990), avec la même méthode de calcul de métallicité, obtient une distribution très dispersée qui ne décroît très nettement qu'après $z = 5.5 kpc$.

Chapitre 6

OBSERVATIONS COMPLÉMENTAIRES

1 - Introduction

Pour exploiter complètement cet ensemble de données dans le champ de M3, d'autres observations sont réalisées actuellement. Il s'agit de :

- photométrie : une partie de l'échantillon n'a pas été du tout exploitée, à cause du manque de photométrie en rouge. Nous disposons déjà de plusieurs clichés de l'OCA en R, mais qui n'ont pas pu être réduits par manque de standards photométriques dans cette couleur. Des observations CCD sont actuellement en cours, réalisées en Inde par V. Mohan. L'idéal serait d'obtenir aussi des clichés et des standards en I. Ces données permettront de sonder le voisinage solaire proche avec les naines M. La densité de ces étoiles est un sujet de controverse, et il serait donc intéressant de déterminer leur fonction de luminosité. Nous avons vu aussi l'intérêt de la bande photométrique U pour calculer les magnitudes absolues. De nouvelles plaques ont été demandées à l'OCA, mais se posera encore le problème de la magnitude limite et de l'équation de magnitude instrumentale. Compte tenu des nombreux sondages extragalactiques qui ont été conduits vers les pôles, il est probable qu'il existe à travers le monde des clichés U de ce champ qui pourraient être de nouveau exploités. Nous recherchons actuellement ces informations.

- spectroscopie : l'idéal serait d'obtenir des spectres pour les 4584 objets de notre survey de mouvements propres afin de déterminer leur vitesse radiale, abondance et classe de luminosité. On disposerait alors d'un échantillon, sans biais de sélection, couvrant les 3 populations de la Galaxie, qui nous permettrait d'analyser globalement la distribution spatiale, le comportement cinématique (sur les 3 axes) et l'évolution chimique des différentes composantes galactiques. Deux programmes d'observations sont en cours actuellement. Le premier à l'OHP a déjà permis d'obtenir quelques spectres d'étoiles assez brillantes (voir paragraphe suivant), un autre utilise un nouvel instrument multi-ouverture (MOS/SIS) sur le 3.60m du CFH qui permettra prochainement d'obtenir simultanément plusieurs spectres sur un

champ de $10' \times 10'$, jusqu'à une magnitude limite assez faible. Entre ces 2 programmes, nous espérons couvrir une bonne partie du survey.

- astrométrie : la précision de nos mouvements propres est tout à fait satisfaisante puisqu'elle atteint celle d'Hipparcos, et ceci en partie grâce à la qualité de la MAMA, combinée à une méthode de réduction efficace. Cette méthode pourrait être appliquée de la même manière à un nombre important de clichés répartis sur 6 mois de manière à calculer la parallaxe des objets du survey. Plusieurs plaques ont été prises dans ce but à l'OCA, et nous sommes sur le point de commencer leur analyse.

Après avoir présenté les résultats sur les spectres obtenus à l'OHP, nous donnons une liste d'objets sélectionnés dans le survey, qui présentent un certain intérêt pour leur propriétés astrophysiques individuelles (candidats naines blanches, naines brunes, étoiles à grande vitesse...).

2 - Spectres

Les spectres de 11 étoiles ont été obtenus en avril 1991 par R. Cayrel avec le télescope de 1.93m de l'OHP. Compte tenu de l'instrument utilisé, une sélection en magnitude avait été faite, de manière à ce que tous les objets vérifient $12 \leq B \leq 15$. De plus, dans un premier temps, seulement les objets avec un mouvement propre significatif ($\mu \geq 60 \text{ mas/an}$) ont été sélectionnés. Le spectrographe utilisé (CARELEC) donne une dispersion de 66 \AA/mm avec une résolution de 3 \AA . Les mesures ont été faites sur l'intervalle de longueur d'onde [4600, 5400].

Les spectres ont été réduits par M.N. Perrin, à partir d'un programme utilisant la base de logiciels IRAF. La méthode consiste à comparer les spectres observés à des spectres synthétiques sur le domaine [4780, 5300] (voir Cayrel et al., 1991, articles A et B). Les résultats sont indiqués dans la table 13. Suivant les caractéristiques du spectre observé (raies H_β , triplet magnésium...), un spectre synthétique est choisi pour comparaison, et la vitesse radiale est obtenue par la méthode de cross-corrélation. Le résultat est indiqué dans la colonne 5, après correction de la vitesse de la terre par rapport au Soleil. L'erreur moyenne sur les vitesses radiales est estimée à 10 km/s. Ensuite les paramètres de chaque étoile (température effective, gravité, abondance en métaux, respectivement colonnes 6, 7 et 8) sont déterminés. Pour cela, on fait varier ($T_{eff}, g, [Fe/H]$) autour d'une position initiale, jusqu'à ce que le meilleur accord (au sens des moindres carrés, le résidu étant indiqué dans

la colonne 9) avec un spectre de comparaison soit obtenu. Les meilleurs résultats ont été obtenus, dans le cas de nos étoiles, en prenant comme spectres de comparaison des spectres observés d'étoiles connues. A partir de la température effective, on obtient l'indice de couleur $B - V$ d'après les modèles de Buser & Kurucz (1991). La magnitude absolue M_V (colonne 10) est obtenue, suivant la gravité et la métallicité, par interpolation des relations $(M_V, (B - V)_0)$ pour les amas NGC188, 47Tuc, M5 et M30. Avec cette estimation de distance (colonne 11), on calcule ainsi la vitesse spatiale par rapport au Soleil (colonne 12) des 11 étoiles à partir des vitesses radiales et de nos mouvements propres, comme cela est décrit au chapitre précédent.

No	V mag	U-B	B-V	Vr km/s	Teff	log(g)	[Fe/H]	rms 0.001	Mv	d pc	U V W km/s
12364	12.14	-0.39	0.72	-48.6	5214	3.29	-1.19	22	+3.7	488	7 -246 -14
13726	11.97	0.30	0.85	-51.7	5193	4.52	-0.35	24	+5.6	188	-43 -64 -49
13852	11.82	0.13	0.64	-4.8	5698	4.48	-0.27	18	+4.8	253	64 -44 9
17598	12.33	1.14	1.33	29.2	4342	4.49	-0.18	40	+7.1	111	-24 -19 29
14568	12.72	1.06	1.01	-14.0	4736	4.74	+0.26	39	+6.7	160	22 -44 -5
11550	13.12	0.57	1.10	-5.5	4688	4.48	+0.20	52	+6.7	192	22 -53 4
20914	13.02	0.73	1.04	44.7	4630	4.90	-0.23	49	+6.8	175	117 -12 61
13262	13.26	0.97	1.04	-18.8	4312	4.56	-0.05	30	+7.2	163	-64 0 -26
11463	13.04	-0.26	0.51	-106.3	5532	4.30	-0.72	21	+5.5	322	115 -39 -89
13165	12.74	0.62	0.71	-69.4	5043	4.53	+0.13	30	+5.8	244	101 -28 -55
13202	12.41	0.72	0.92	24.2	4786	4.43	+0.14	31	+6.3	167	75 -6 34

Table 13 : Photométrie, vitesses radiales et paramètres des étoiles observées en spectroscopie, avec les estimations de distance et de vitesse spatiale.

L'étoile 12364 est une sous-géante très déficiente, probablement de population II ou intermédiaire. Ceci est confirmé par sa vitesse V qui montre une forte asymétrie par rapport à la vitesse des étoiles du disque. Cette étoile n'avait pas été sélectionnée sur le diagramme de mouvement propre réduit. Les autres étoiles sont de type spectral G et K de la séquence principale. La distance estimée ici a été comparée aux résultats que nous avons obtenus avec notre méthode de calibration de la magnitude absolue. A part l'étoile 12364 (erreur de classe de luminosité) et l'étoile 11463 (très déficiente), pour lesquelles nous avons commis une erreur de plus de 200 pc, pour les autres étoiles, la différence entre les 2 estimations est en moyenne de 25 pc.

On retrouve dans ces 11 étoiles les grandes tendances qui reflètent l'évolution de la Galaxie, avec l'indissociabilité de la distribution spatiale, du comportement cinématique et

de la composition chimique. En effet, les figures 39, 40 et 41 représentent respectivement la vitesse spatiale ($S = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$ km/s) en fonction de la métallicité, la distance au-dessus du plan en fonction de la métallicité, et la vitesse spatiale en fonction de la distance. On observe clairement sur chacun de ces graphiques, la très forte corrélation entre ces paramètres.

Ce petit échantillon ne représente qu'un début de programme, mais on voit déjà toute l'information que de telles observations, combinées à nos données photométriques et astrométriques, vont apporter dans l'étude de la structure et la cinématique de la Galaxie.

3 - Une sélection d'objets intéressants

Au cours de l'exploitation de nos données astrométriques et photométriques, nous avons été amené à représenter certaines distributions relatives à notre échantillon, comme le diagramme de mouvement propre réduit ou les distributions de vitesses. Un nombre limité d'objets se dégagent très nettement de ces distributions. Ce sont des objets aux propriétés extrêmes, soit au niveau de leur indice de couleur, soit dans leur vitesse, et pour cette raison ils méritent d'être étudiés individuellement. Par exemple, grâce à la distribution de vitesse, on sélectionne 16 étoiles dont la vitesse tangentielle par rapport au soleil est supérieure à 400 km/s. Ces étoiles se déplacent à une vitesse proche de la vitesse d'évasion présumée, et pour cela il serait intéressant de connaître leur vitesse radiale. Il est tout à fait possible qu'il y ait dans ces étoiles quelques objets considérés à tort comme des étoiles de la séquence principale. Dans ce cas, leur distance, donc leur magnitude absolue, a été très nettement surestimée pour donner une vitesse aussi importante, et il peut s'agir alors de candidates naines blanches. Il peut aussi s'agir de sous-naines du halo, très déficientes, dont la magnitude absolue aurait été sur-estimée à cause d'une correction de métallicité insuffisante. Qu'il s'agisse de naines du halo à très grande vitesse ou déficientes, ou de naines blanches, leur observation sera de toute manière très instructive.

Le diagramme de mouvement propre réduit peut nous permettre aussi de sélectionner quelques objets intéressants. Nous avons tout d'abord superposé sur le diagramme théorique, dont l'obtention est décrite dans le chapitre 5 section 2-b, les objets déjà identifiés dans le champ, et dont nous connaissons les propriétés physiques. Il s'agit des étoiles observées en spectroscopie, dont une sous-géante de population II, d'une naine blanche (WD 1328+307) et de 6 quasars. L'intérêt est d'une part de vérifier que les étoiles se situent correctement par rapport aux séquences théoriques, et d'autre part de voir si les quasars se situent dans

ce diagramme dans une zone privilégiée qui permettrait d'en identifier d'autres. Ceci est représenté sur la figure 42. On remarque tout d'abord que les étoiles à grande vitesse, notées 'T' sur le graphique, correspondent parfaitement à la séquence principale du halo. Les 11 étoiles observées en spectroscopie se trouvent bien au voisinage de la séquence principale du disque, les plus déficientes se trouvant entre le disque et le disque épais, au voisinage du turn-off. Les quasars se trouvent sur tout l'intervalle de couleur, mais avec une plus forte tendance vers le bleu. Nous avons aussi représenté sur ce diagramme les objets qui ressortaient nettement de la distribution. Par rapport à l'échantillon de départ, seuls les objets dont les mesures sont précises ($\sigma_\mu \leq 20 \text{ mas/an}$, $\sigma_B \leq 0.1$, $\sigma_V \leq 0.1$) ont été considérés, mais par contre il n'y a pas de coupure en magnitude. Il s'agit :

- d'objets très bleus à faible mouvement propre, notés ., qui sont des candidats quasars ou étoiles de la branche horizontale.
- d'objets faibles à grand mouvement propre, notés \odot , qui sont des candidates naines blanches ou sous-naines du halo.
- des objets très rouges à grand mouvement propre, notés \star . Ces étoiles représentent la queue de distribution des naines M, ce sont des étoiles très faibles, qui pourraient être des candidates naines brunes.

Les données observationnelles dont nous disposons pour ces objets sont indiquées dans la table 14.

On peut bien sûr étendre cette sélection par tous les objets qui sont intéressants pour le programme: géantes qui permettent d'atteindre de grandes distances, naines du halo et du disque épais, ces objets étant sélectionnés en fonction de leur proximité par rapport aux séquences théoriques du diagramme de mouvement propre réduit.

No	V	$B - V$	$U - B$	μ_α	μ_δ	type
1873	15.75	0.06	-0.08	-3 ± 1	-4 ± 2	qso,HB
2969	16.61	0.03	0.33	0 ± 1	2 ± 2	qso,HB
3004	14.38	0.18	-0.03	-3 ± 2	2 ± 2	qso,HB
3059	15.08	-0.10	-0.04	-3 ± 2	-4 ± 1	qso,HB
3468	16.59	-0.04	-0.11	4 ± 1	-4 ± 2	qso,HB
3481	17.39	1.72	-	-51 ± 3	-45 ± 3	BD
3508	16.79	1.62	-	-101 ± 6	-90 ± 3	BD
3862	16.92	0.09	0.20	-4 ± 4	1 ± 2	qso,HB
3961	16.87	0.02	0.27	2 ± 2	-2 ± 3	qso,HB
4867	13.79	0.19	-0.10	-10 ± 1	-14 ± 2	qso,HB
5321	15.76	0.18	-0.15	-4 ± 1	-2 ± 1	qso,HB
5840	17.12	1.61	-	72 ± 3	-64 ± 2	BD
5852	17.06	1.65	-	-78 ± 4	-115 ± 3	BD
5960	18.33	0.47	-	-22 ± 12	11 ± 7	WD
6236	16.78	1.69	-	-63 ± 4	-146 ± 2	BD
6346	17.31	-0.03	-	0 ± 2	-4 ± 2	qso,HB
6565	16.83	1.79	-	38 ± 3	-152 ± 3	BD
6580	14.84	0.02	0.19	1 ± 1	-3 ± 2	qso,HB
6649	13.69	0.46	-0.08	-82 ± 2	-168 ± 1	WD
6950	17.06	0.21	-	-4 ± 6	-1 ± 3	qso,HB
6951	17.18	0.11	-	0 ± 4	6 ± 1	qso,HB
7038	16.87	0.16	0.24	3 ± 2	0 ± 2	qso,HB
7278	14.29	0.00	0.07	-8 ± 2	-6 ± 1	qso,HB
7358	18.41	0.20	-	7 ± 5	-31 ± 3	WD
7372	16.29	1.70	-	-333 ± 3	19 ± 3	BD
7472	17.25	1.75	-	7 ± 4	-125 ± 1	BD
7628	18.11	0.66	-	-53 ± 11	0 ± 2	WD
7658	17.12	0.12	0.23	-7 ± 3	3 ± 2	qso,HB
7806	17.39	1.65	-	-99 ± 3	-61 ± 4	BD
8187	17.42	1.84	-	8 ± 3	-91 ± 3	BD
8293	16.98	0.10	0.23	-4 ± 1	-2 ± 1	qso,HB
8547	17.51	0.15	-0.04	-1 ± 2	-2 ± 2	qso,HB
8676	18.36	0.54	-	-25 ± 2	-21 ± 3	WD
8785	17.53	1.64	-	-87 ± 4	-79 ± 3	BD

Table 13 : Données photométriques et astrométriques pour des candidats quasar ou branche horizontale (qso,HB), naine brune (BD) et naine blanche ou sous-naine du halo (WD).

CONCLUSION

Nous avons présenté un survey de mouvements propres, depuis son obtention jusqu'à son interprétation. Les principaux résultats obtenus dans ce travail concernent la métrologie de la MAMA, la réduction astrométrique (méthode, précision) et les propriétés cinématiques des différentes composantes de la Galaxie. Ces données seront disponibles prochainement au Centre de Données de Strasbourg.

Du point de vue instrumental, nous avons été amené à effectuer des tests astrométriques sur la MAMA qui montrent que, sous réserve d'une correction d'échelle et de réseau, sa précision géométrique est de 0.6 micron.

Une partie importante de cette thèse concerne les réductions des données, avec d'une part la numérisation de 6 clichés pour l'obtention de magnitude U, B et V sur un champ de 21 degrés carrés avec une précision moyenne de 0.1 magnitude, et d'autre part la numérisation de 11 clichés sur une base de temps de 40 ans pour obtenir les mouvements propres de près de 5000 objets, dans la même région, réduite à 7 degrés. Le résultat essentiel est la précision obtenue sur l'ensemble du survey jusqu'à la magnitude $V = 17.5$: 1.7 mas/an , qui est du même ordre que celle qui est attendue du satellite Hipparcos, mais jusqu'à la magnitude 12.

Cette excellente précision résulte d'une part de la qualité de la MAMA, de la base de temps et du nombre important de clichés, mais aussi de la méthode de réduction utilisée. Les mouvements propres ont été calculés par rapport à un système de référence défini par l'ensemble des étoiles du champ suffisamment fixes, sélectionnées de manière itérative, et matérialisé sur un cliché origine. De cette manière les transformations plaque à plaque sont très bien contraintes par le nombre important d'objets de référence, et l'on peut choisir un degré élevé pour ces transformations et modéliser ainsi des distorsions à petite échelle. On évite par cette méthode les problèmes liés à la réduction par rapport à des standards astrométriques en nombre limité et de coordonnées incertaines.

L'origine des mouvements propres étant un paramètre important pour les études de cinématique galactique, un grand soin a été apporté à la sélection d'objets extragalactiques pour définir un référentiel inertiel. Mais nous avons constaté que la sélection automatique de galaxies sur le critère aire-flux nécessite la réduction de clichés très profonds, et finalement c'est grâce à un catalogue de galaxies fourni par E.Slezak que nous avons calculé le

zéro des mouvements propres et défini un échantillon purement stellaire, complet jusqu'aux magnitudes $V = 17.5$ et $B = 18.5$.

Pour vérifier la cohérence de cet ensemble de données nos mesures de mouvements propres ont été comparées aux déterminations de Luyten et du PPM, pour un certain nombre d'étoiles en commun. On trouve un très bon accord pour les étoiles à grand mouvement propre, et un effet systématique de l'ordre de 10 mas/an avec le PPM, dû probablement à une différence d'origine.

Les comptages en $(V, B - V)$ de notre survey ont été comparés à d'autres études dans les directions des pôles galactiques, et montrent que notre champ est nettement plus dense aux faibles magnitudes.

Les distributions en $B - V$ ont été aussi comparées aux prédictions de 2 modèles de la Galaxie. On trouve un très bon accord avec le modèle de Gilmore & Reid à condition que ce modèle inclut un disque épais. Le modèle de Besançon prévoit aussi un disque épais, et ses prédictions cinématiques donnent des distributions en mouvements propres le long des directions galactiques qui sont très proches de nos observations.

Les distances photométriques ont été déterminées pour une partie du survey vérifiant $0.3 \leq B - V \leq 1.3$ et $V \leq 17.5$, à partir de relations empiriques $(M_V, B - V)$, après avoir éliminé une partie des géantes et sous-géantes grâce au diagramme de mouvement propre réduit. Nous avons tenté, sans beaucoup de succès d'utiliser les indices de couleur $U - B$ pour effectuer des corrections de métallicité sur les magnitudes absolues, mais compte tenu de l'incertitude liée à notre photométrie en U , il s'est avéré plus efficace de supposer un gradient de métallicité en fonction de la distance au-dessus du plan.

Les vitesses U et V ont été calculées pour une partie du survey, et nous avons pu étudier les paramètres des ellipsoïdes des vitesses des 3 populations dans plusieurs intervalles de distance. Le disque, le disque épais et le halo ont pu être déconvolués efficacement grâce à l'utilisation d'un algorithme performant de séparation de populations gaussiennes sur la variable (U, V) .

L'ellipsoïde des vitesses du disque se stabilise entre 500 pc et 1000 pc avec un courant asymétrique moyen de -21 ± 1 km/s et des dispersions $\sigma_U = 42 \pm 2$ km/s et $\sigma_V = 29 \pm 2$ km/s. On trouve qu'à grande distance du plan galactique, le rapport des axes est en moyenne 0.46 ± 0.05 et la déviation du vertex est $8 \pm 5^\circ$. A petite distance ($z \leq 500$ pc) au-dessus du plan galactique, les valeurs trouvées pour ces différents paramètres sont conformes aux valeurs connues: $\bar{U} = 1 \pm 2$ km/s, $\bar{V} = -16 \pm 1$ km/s, $\sigma_U = 41 \pm$

2 km/s , $\sigma_V = 25 \pm 1 \text{ km/s}$, $(\sigma_V/\sigma_U)^2 = 0.38 \pm 0.03$, $\ell_v = 9 \pm 3^0$.

Aucun gradient en fonction de la distance au-dessus du plan n'est mis en évidence dans les paramètres de l'ellipsoïde des vitesses du disque épais, et la nette différence qui existe entre le comportement cinématique des étoiles du disque et celles du disque épais suggère une discontinuité entre ces 2 populations. On trouve un courant asymétrique de $-51 \pm 7 \text{ km/s}$, les dispersions de vitesse $\sigma_U = 65 \pm 2 \text{ km/s}$ et $\sigma_V = 46 \pm 1 \text{ km/s}$, le rapport des axes 0.50 ± 0.09 et une déviation du vertex encore très positive $\ell_v = 16 \pm 4$.

Malgré la faible proportion des étoiles du halo entre 1000 et 2000 pc, la taille de notre échantillon nous a permis de calculer plusieurs paramètres intéressants de cette population. La valeur trouvée pour le courant asymétrique ($-181 \pm 3 \text{ km/s}$) permet de déduire une rotation prograde du halo de $51 \pm 3 \text{ km/s}$. On trouve que la vitesse moyenne des étoiles du halo par rapport au LSR est négative ($u = -27 \pm 1 \text{ km/s}$), ce qui suggère un état non stationnaire dans la Galaxie. Les valeurs des dispersions de vitesse sont $\sigma_U = 162 \pm 2 \text{ km/s}$ et $\sigma_V = 108 \pm 1 \text{ km/s}$, ce qui donne un rapport des axes de 0.44 ± 0.01 . La déviation du vertex est très proche de 0 ($\ell_v = -2 \pm 1^0$), ce qui indiquerait un potentiel axisymétrique dans la Galaxie.

Des observations complémentaires en spectroscopie ont commencé à apporter d'une part des informations sur la cinématique perpendiculaire au plan galactique avec les vitesses radiales et sur les distributions en métallicité, d'autre part des magnitudes absolues plus précises avec la détermination des abondances et classes de luminosité. En attendant de pouvoir réaliser ce programme de grande ampleur pour tous les objets de notre survey de mouvements propres, nous avons sélectionné pour des observations spectroscopiques, quelques objets sur le diagramme de mouvement propre, particulièrement intéressants pour ce programme : géantes qui permettent d'atteindre des distances très grandes et sous-naines du halo à grande vitesse. Nous avons aussi commencé un programme observationnel en photométrie de manière à obtenir des magnitudes U et R pour toutes les étoiles de notre survey. D'autre part, de nouveaux clichés ont été demandés pour appliquer notre méthode de réduction astrométrique à la détermination systématique des parallaxes sur le champ étudié.

Ce travail a permis de mettre au point un certain nombre de critères et méthodes concernant les observations, réductions de données, et interprétation pour l'étude de la structure et la cinématique de la Galaxie. Les résultats obtenus sur cette petite zone test de 7 degrés carrés montrent l'intérêt qu'il y aurait à étendre ce survey à un champ beaucoup

plus grand, et à d'autres directions galactiques. Nous proposons de donner une priorité tout d'abord au PGN, dont nous avons évoqué les avantages, et pour cela de nous associer au programme de détection automatique de candidats quasars de Berger et al.(1991) sur un champ de 300 degrés carrés, à partir d'une importante collection de clichés U, B et V du Palomar.

Nous n'avons donné ici que des résultats observationnels, comparés éventuellement à d'autres études, mais sans entrer dans l'interprétation astrophysique. Notre prochain objectif est de placer ces résultats dans le contexte des modèles de formation et d'évolution de la Galaxie, et de tester leur implication sur l'histoire de notre Galaxie.

Références bibliographiques

- Allen C.W., 1973, *Astrophysical quantities*, The Athlone Press, University of London.
- Bahcall J.N. & Casertano S., 1986, *ApJ* 308, 347.
- Berger J., Cordoni J.P., Fringant A.M., Guibert J., Moreau O., Reboul H. et Vanderriest C., 1991, *A&AS* 87, 389.
- Bienaymé O., Mohan V., Crézé M., Considère S., et Robin A.C., 1992, *A&A* (en presse).
- Bienaymé O., Motch C. et Crézé M., 1988, *IAU symposium 133 Mapping the sky*, eds. S. Débarbat, J.A. Eddy et H.K. Eichorn, Kluwer, Dordrecht, p. 389.
- Bienaymé O., Robin A.C. et Crézé M., 1987, *A&A* 180, 94.
- Blitz L. & Spergel D.N., 1991, *ApJ* 370, 205.
- Buser R. & Kurucz R., 1992, *A&A* (en presse).
- Cannon R.D., 1974, *MNRAS* 167, 551.
- Carney B.W., 1979, *ApJ* 233, 211.
- Carney B.W., Latham D.W. and Laird J.B., 1989, *AJ* 97, 423.
- Cayrel R., Cayrel de Strobel G. et Campbell B., 1985, *A&A* 146, 249.
- Cayrel R., Perrin M.N., Barbuy B. et Buser R., 1991, *A&A* 247, 108.
- Cayrel R., Perrin M.N., Buser R., Barbuy B. et Coupry M.F., 1991, *A&A* 247, 122.
- Celeux G. & Diebolt J., 1986, *Rev. Statistique Appliquée*, 34 (2), 35.
- Chiu L.-T.G., 1977, *AJ* 82, 842.
- Chiu L.-T.G., 1978, PhD thesis, University of California, Berkeley.
- Chiu L.-T.G., 1980, *ApJS* 44, 31.
- Crézé M. & Bienaymé O., 1991, communication privée.
- Croswell K., Latham D.W., Carney B.W., Schuster W. et Aguilar L., *AJ* 101 (6), 2078.
- Dahlquist G & Björk A., 1974, *Numerical methods*, Prentice Hall.
- Dempster A., Laird N. et Rubin D., 1977, *JRSS (ser. B)* 39, 1.
- Eggen O., Lynden Bell D. et Sandage A., 1962, *ApJ* 136, 748.

- Evans D.W., 1988, PhD thesis, University of Cambridge (UK).
- Frenk C.S. & White S.D.M., 1980, MNRAS 193, 295.
- Gilmore G., 1984, MNRAS 195, 183.
- Gilmore G., King I. et van der Kruit P., 1989, *The Milky Way as a Galaxy*, eds. R. Buser et I. King, Observatoire de Genève.
- Gilmore G. & Reid N., 1983, MNRAS 202, 1025.
- Gilmore G., Reid N. et Hewett P., 1985, MNRAS 213, 257.
- Gómez A.E., Delhaye J., Grenier S., Jaschek C., Arenou F. et Jaschek M., 1990, A&A 236, 95.
- Guibert J., Soubiran C. et Geffert M., 1990, *Colloque André Danjon*, eds N. Capitaine and S. Débarbat, Paris, p. 211.
- Hanson R.B., 1989, BAAS 21, 1107.
- Harris & Hesser, 1983, AJ 100, 100.
- van Herk G., 1965, Bull. Astron. Inst. Neth. 18, 71.
- Kuijken C. & Gilmore G., 1989, MNRAS 239, 605.
- Laird J.B., Carney B.W. et Latham D.W., 1988, AJ 95, 1843.
- Luyten W.J., 1922, Lick Obs. Bull., No 336.
- Luyten W.J., 1981, *The NLTT Catalogue*, University of Minnesota, Minneapolis.
- Majewski S.R., 1991, PhD thesis, University of Chicago.
- Mihalas D. & Binney J., 1981, *Galactic Astronomy*, W.H. Freeman and Co., San Francisco.
- Mohan V., 1987, Thèse de doctorat, Université de Nice.
- Mohan V. & Crézé M., 1987, A&AS 68, 529.
- Morrison H.L., Flynn C. et Freeman K.C., 1990, AJ 100, 1191.
- Murray C.A., 1986, MNRAS 223, 649.
- Norris J., 1986, ApJS 61, 667.
- Norris J., 1987, ApJ Letters 314, L39.
- Oort J.H., 1965, *Galactic Structure*, eds. A. Blaauw and M. Schmidt, Chicago, p 455.
- Penston M.J., 1971, PASP 83, 783.
- Pericoloso O. & Sporgersi I., 1992, *Colloque SNCF*, ed. G. Perek, Paris, p 1.
- Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A. et Vetterling W.T., 1988, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press.

- Reid N. & Gilmore G., 1982, MNRAS 201, 73.
- Robin A.C. & Crézé M., 1986, A&A 157, 71.
- Röser S. & Bastian U., 1988, A&AS 74, 449.
- Ryan S.G. & Norris J.E., 1991, AJ 101 (5), 1835.
- Sandage A., 1970, ApJ 158, 1115.
- Sandage A., 1970, ApJ 162, 841.
- Sandage A., 1982, ApJ 252, 553.
- Sandage A. & Eggen O., 1959, ApJ 119, 287.
- Sandage A. & Fouts G., 1987, AJ 92, 74.
- Slézak E., Mars G., Bijaoui A., Balkowski C. et Fontanelli P., 1988, A&AS 74, 83.
- Soubiran C., Celeux G., Diebolt J. et Robert C., 1991, Rev. Statistique Appliquée 39 (3), 17.
- Spaenhauer A., 1989, The gravitational force perpendicular to the galactic plane, eds. Philip A.G.D. & Lu P.K., L.Davis Press, New York, p 45.
- Stobie R.S. & Ishida K., 1987, AJ 93, 624.
- Véron-Cetty M.-P. & Véron P., 1989, A catalogue of Quasars and Active Galactic Nuclei (4ème édition), ESO Sci. Rep. No 7.
- Wielen R., 1974, Highlights of Astronomy (3), ed. Contopoulos G., Reidel, Dordrecht, p 395.
- Wyse R.F.G. & Gilmore G., 1986, AJ 91, 855.

FIGURES

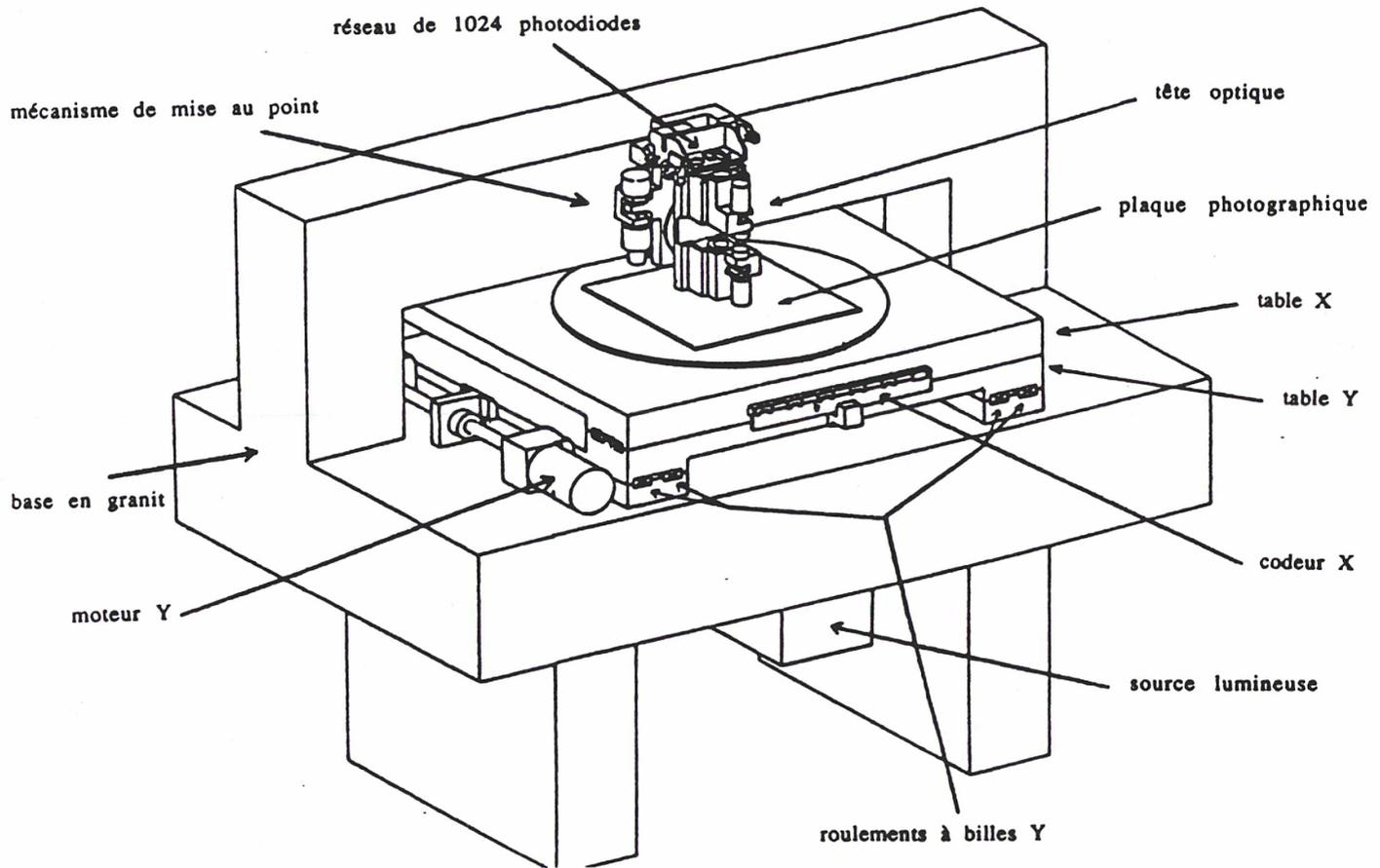


Figure 1 : Le microdensitomètre MAMA.

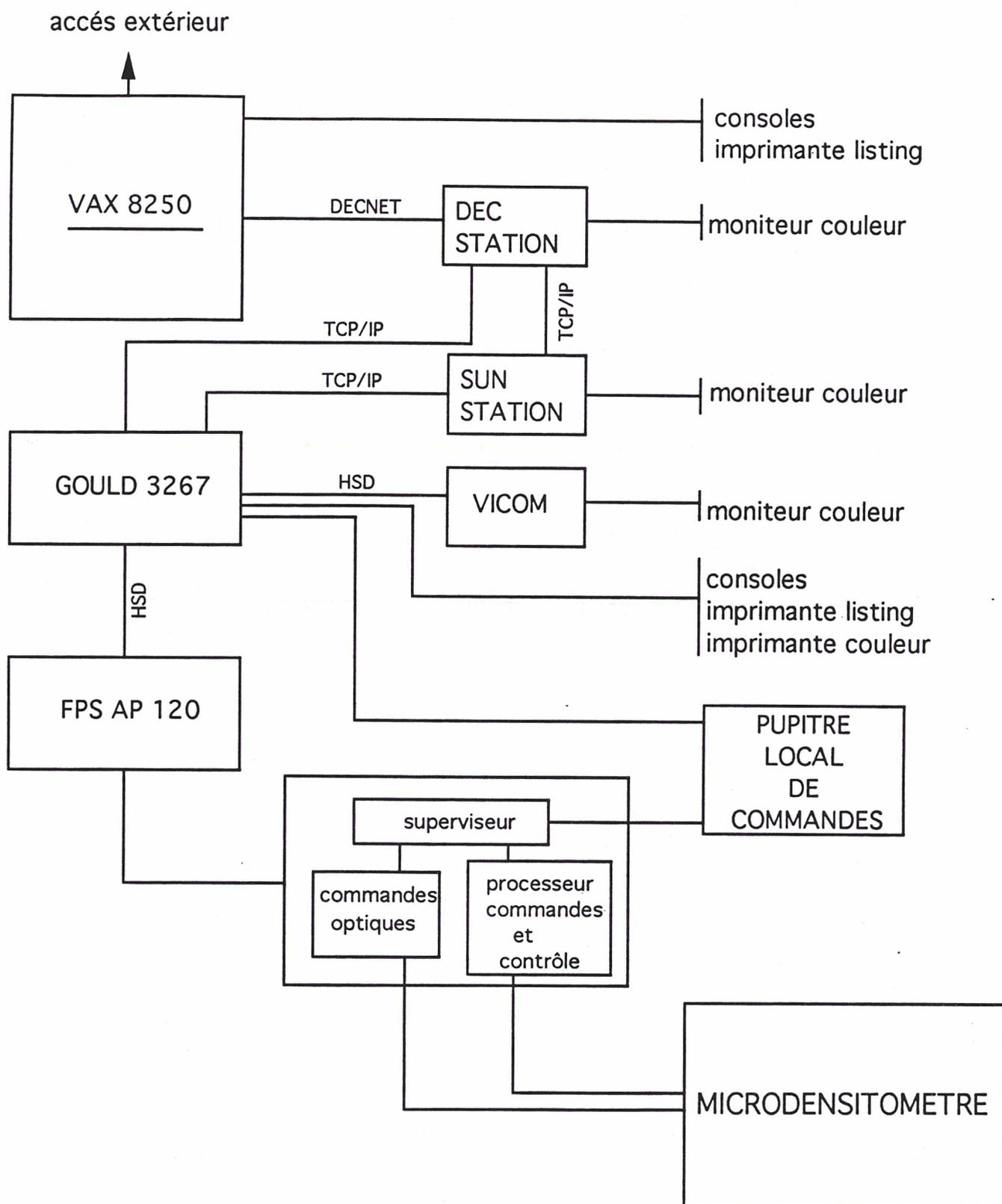


Figure 2 : Le système informatique de la MAMA et son réseau.

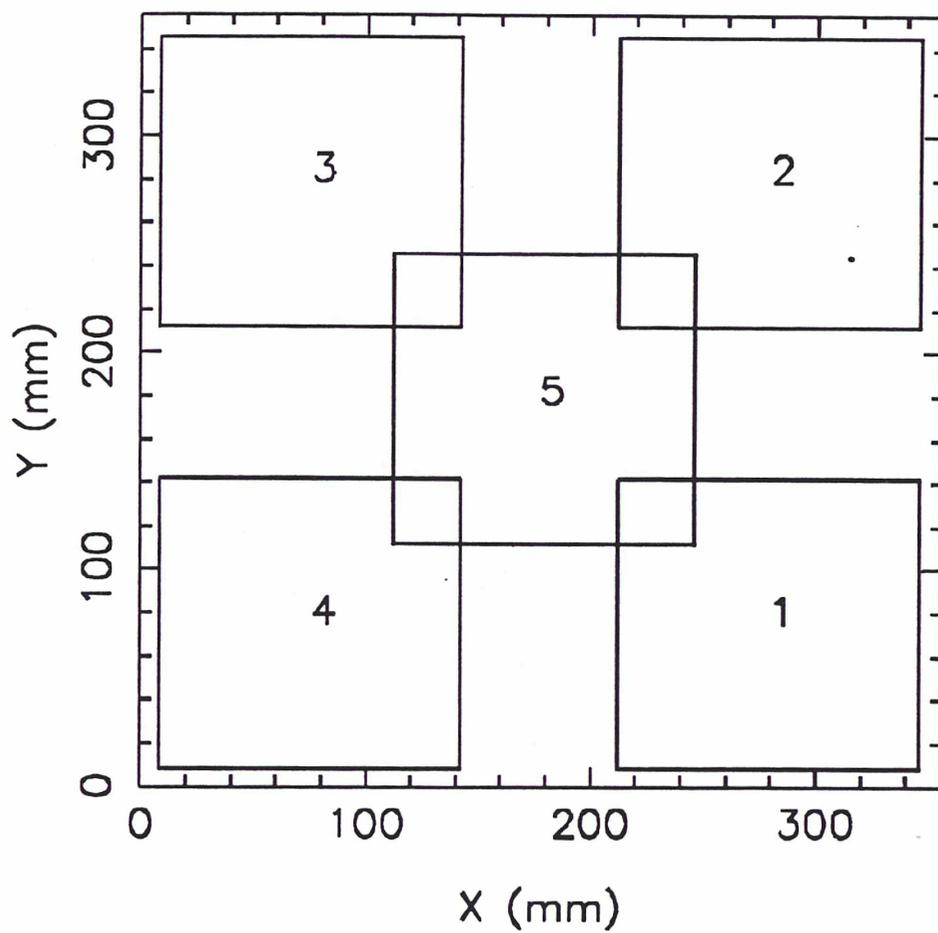


Figure 3 : Les 5 positions par rapport à la table XY dans lesquelles la plaque NANOMASK a été scannée.

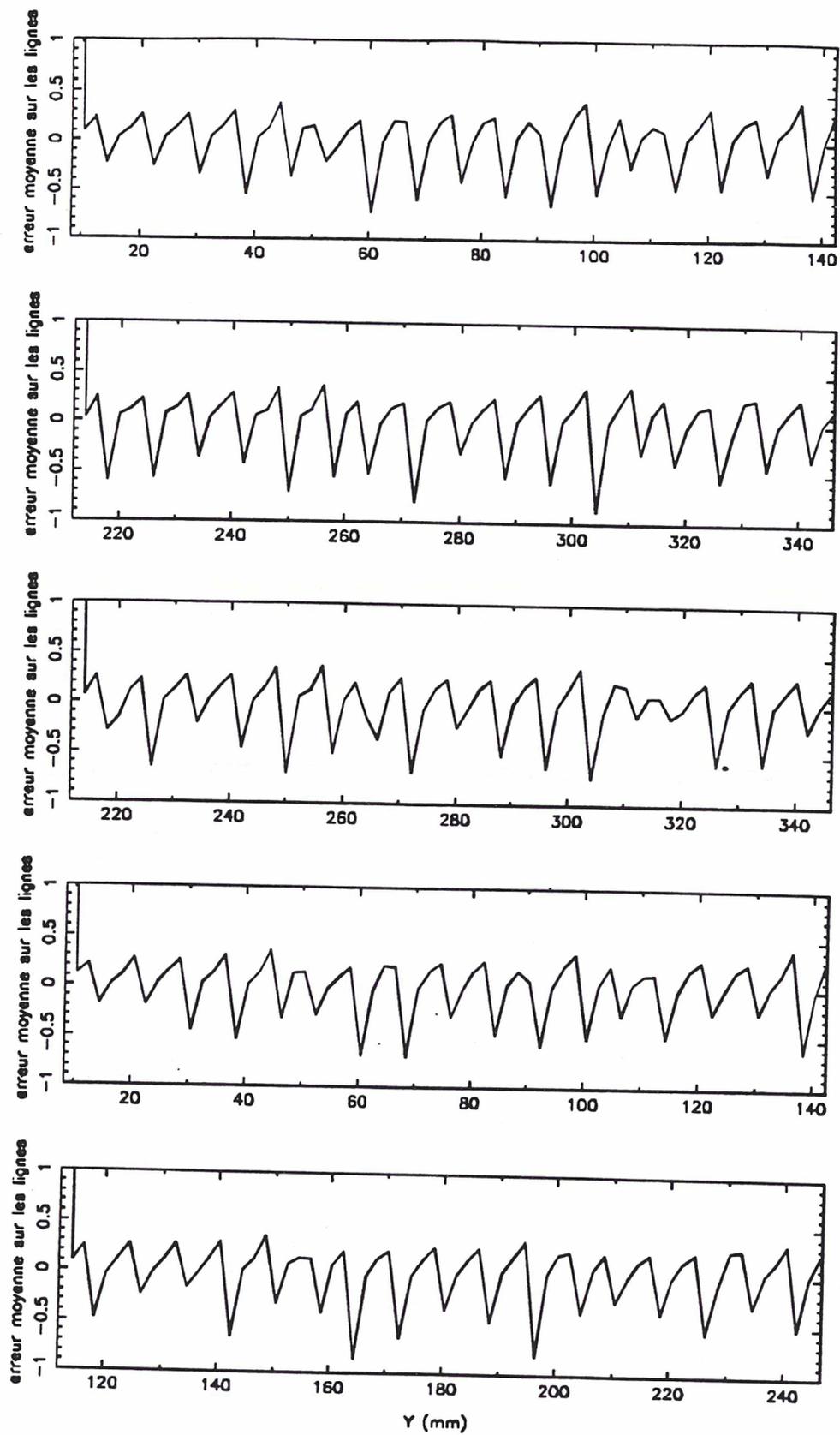


Figure 4 : Représentation des écarts moyens (en μm) entre les lignes de pastilles, pour chaque position de la plaque NANOMASK, en fonction de la valeur moyenne en y .

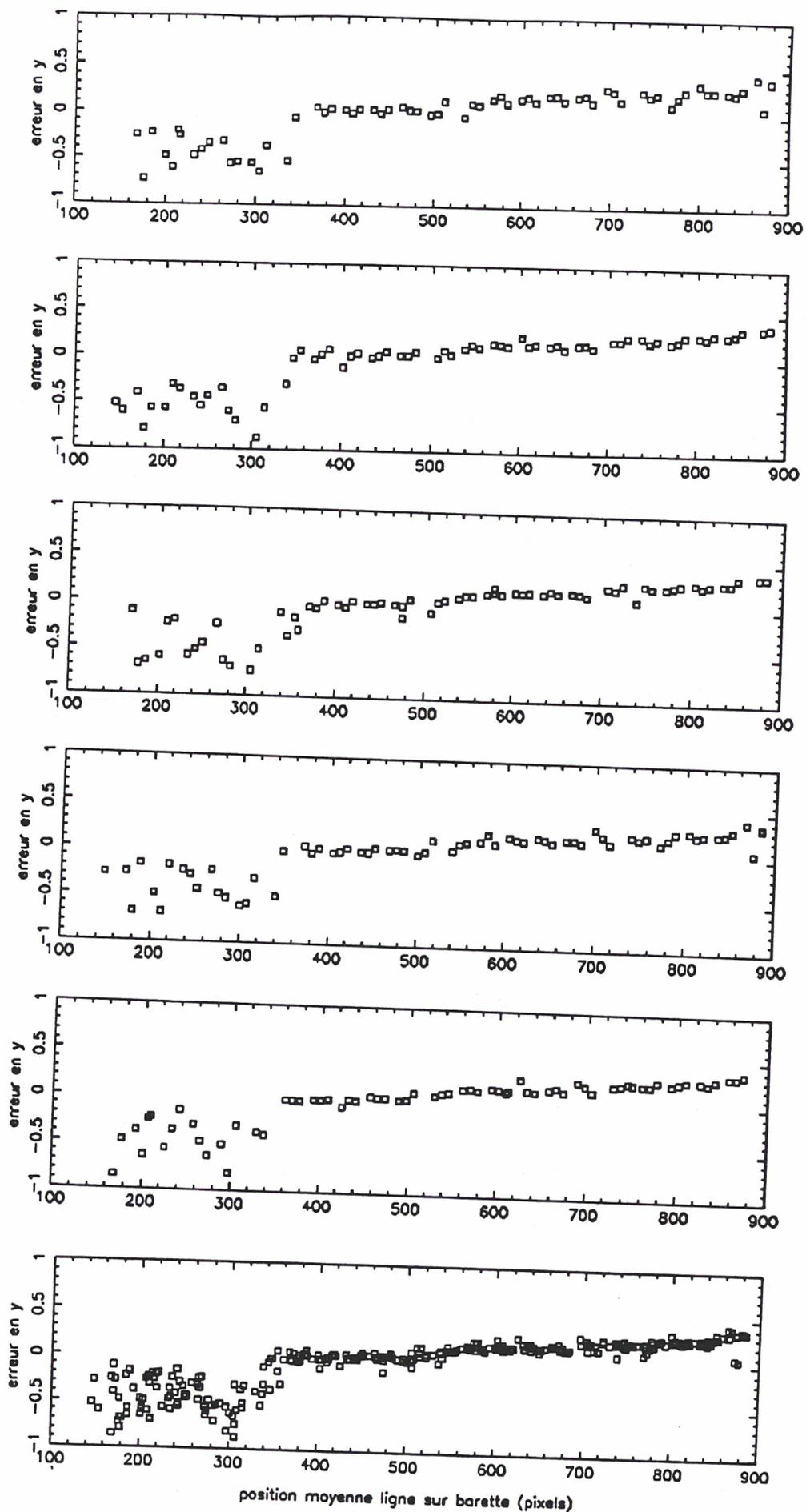


Figure 5 : Représentation des écarts moyens (en μm) entre les lignes de pastilles, pour chaque position de la plaque NANOMASK, en fonction de la position moyenne sur le réseau de photodiodes. Le sixième schéma représente la sommation des schémas précédents.

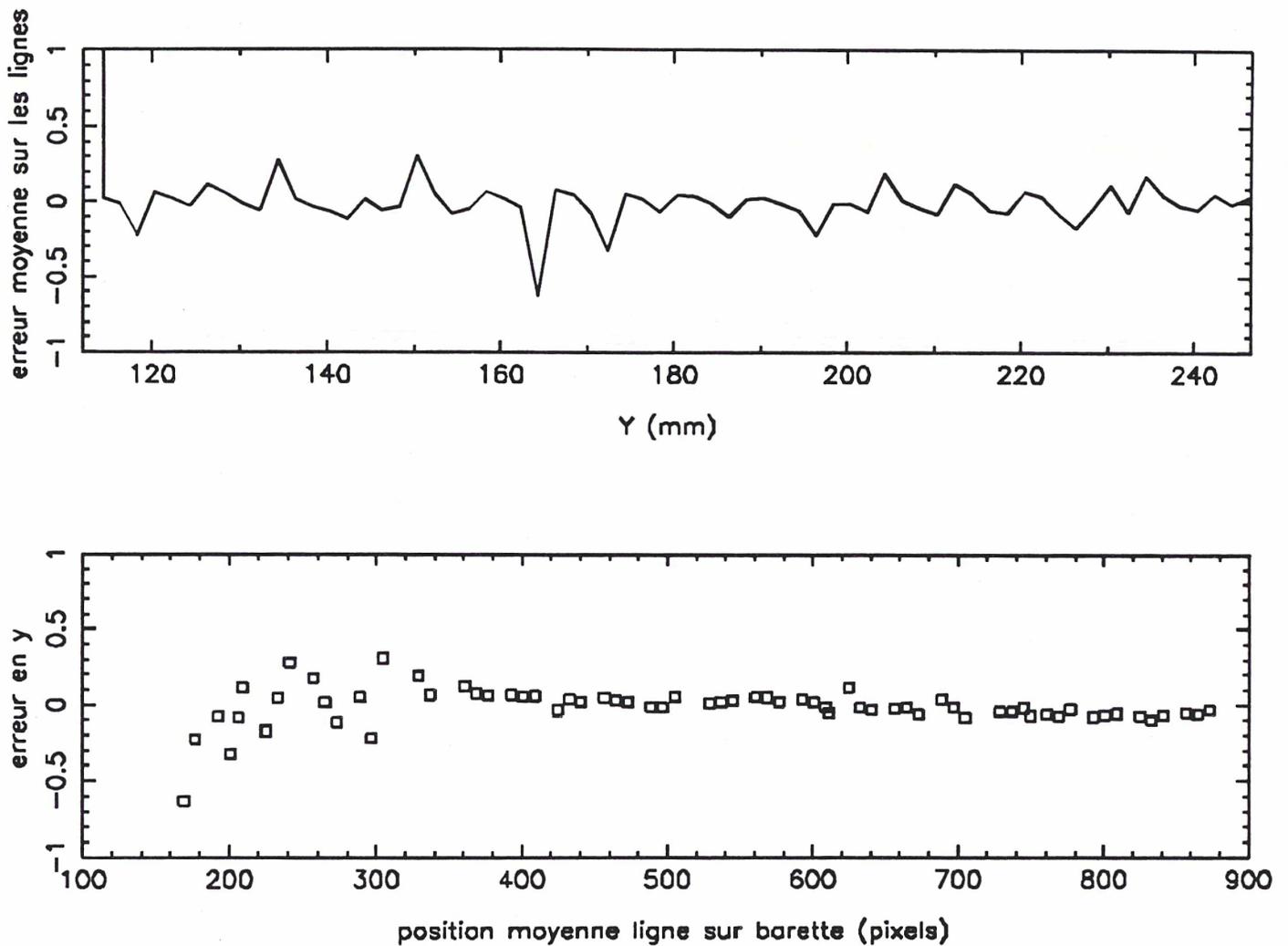


Figure 6 : Représentation des écarts moyens (en μm) entre les lignes de pastilles, pour la position 5 de la plaque NANOMASK, en fonction de la position moyenne en y et sur le réseau de photodiodes, après corrections.

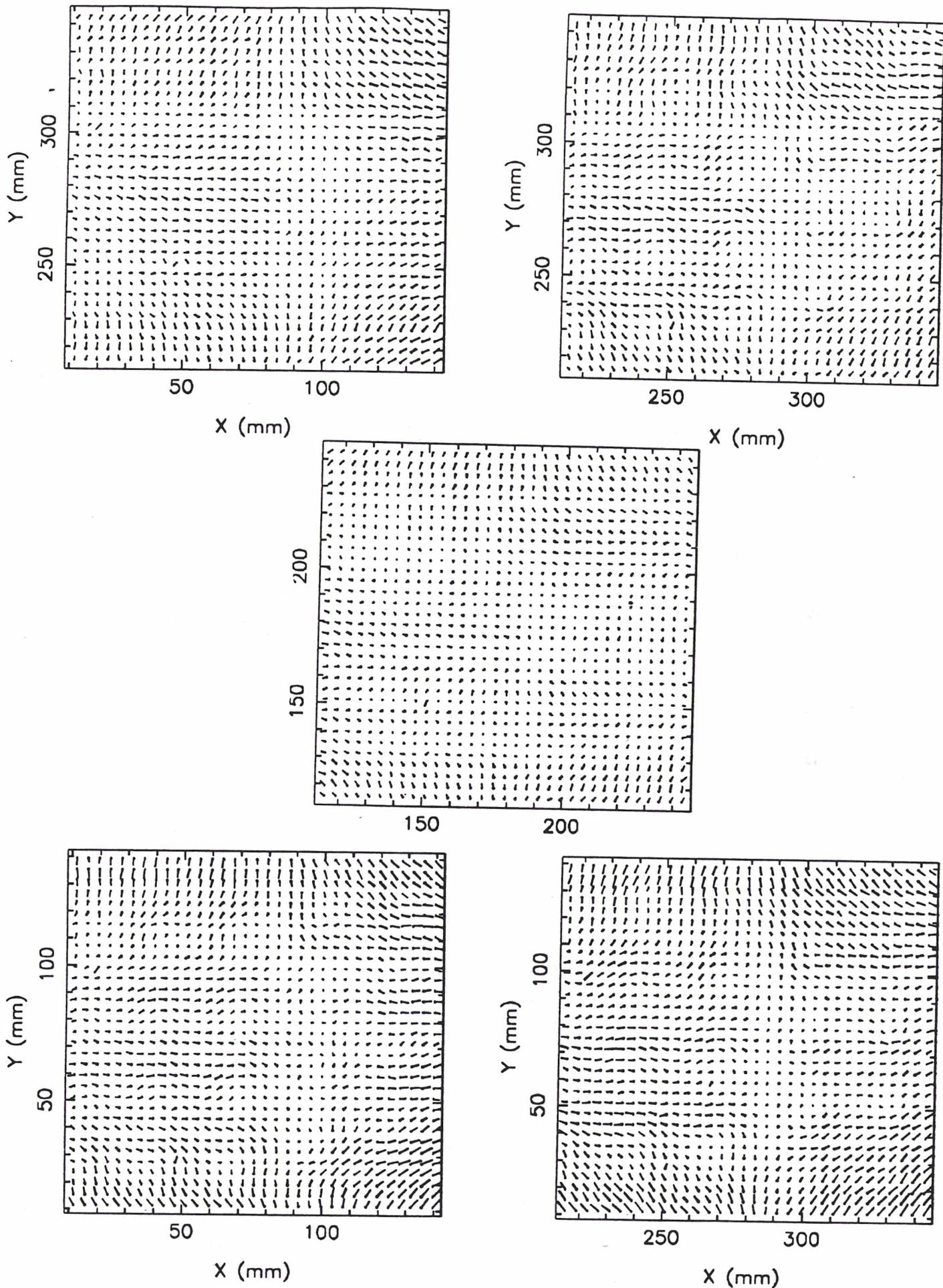


Figure 7 : Représentation des résidus après calcul par moindres carrés des transformations permettant de ramener les mesures des pastilles à une grille idéale. Chaque vecteur représente le résidu moyenné sur 4 points. L'échelle des vecteurs est de 1 mm pour 2 microns. Ici les corrections n'ont pas été appliquées.

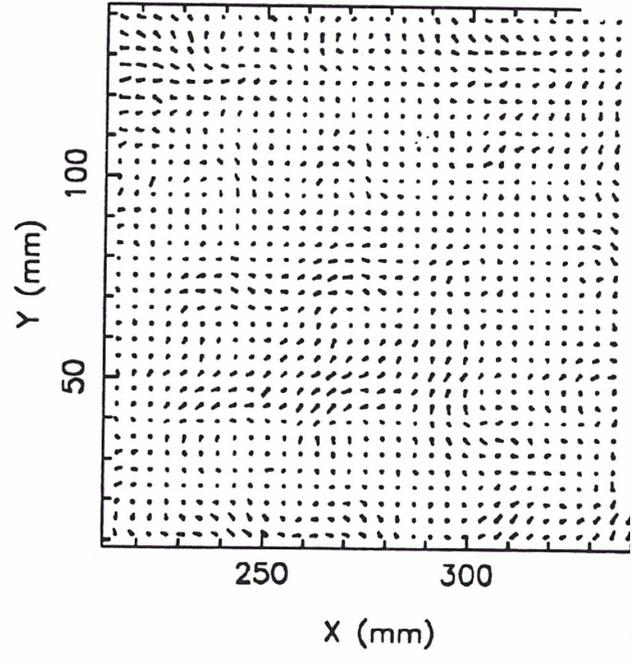
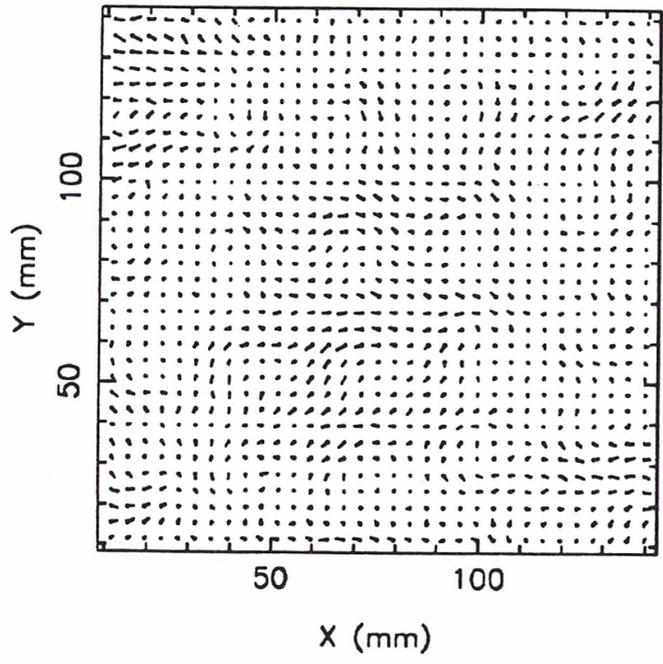
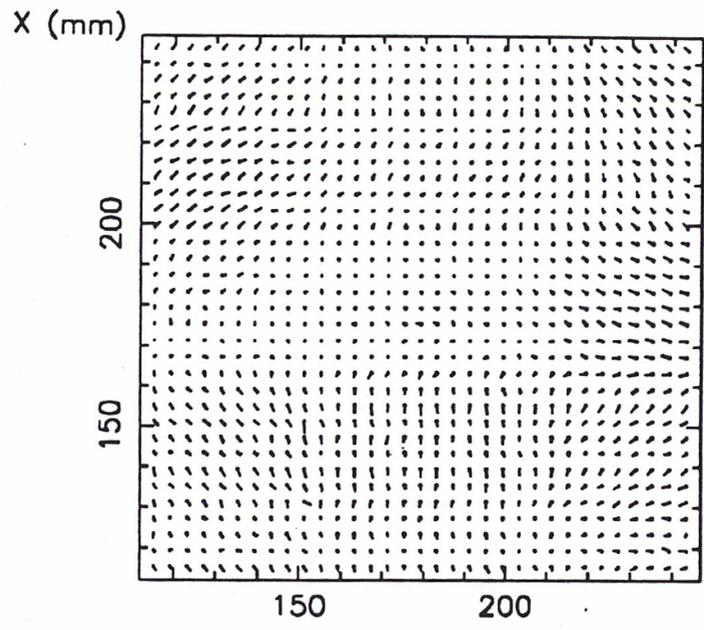
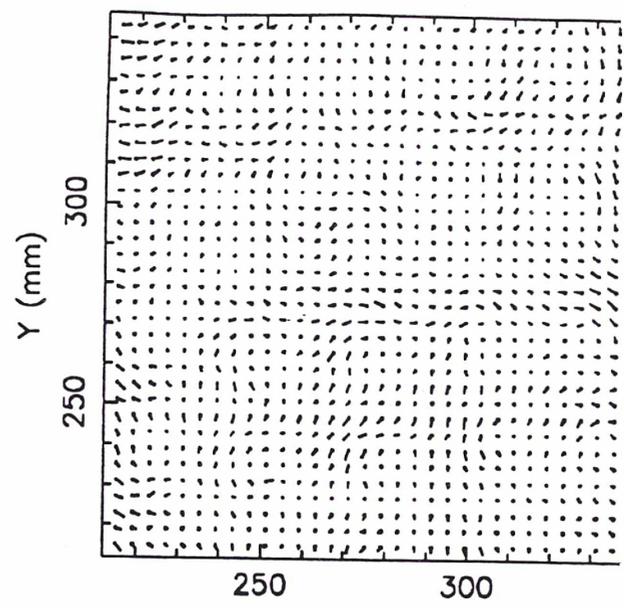
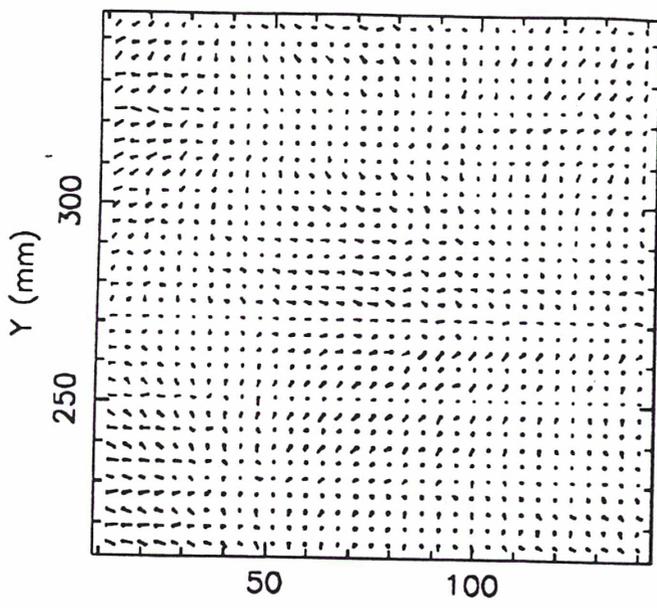


Figure 8 : Comme la figure 7, après corrections des erreurs du réseau et de l'échelle en x .

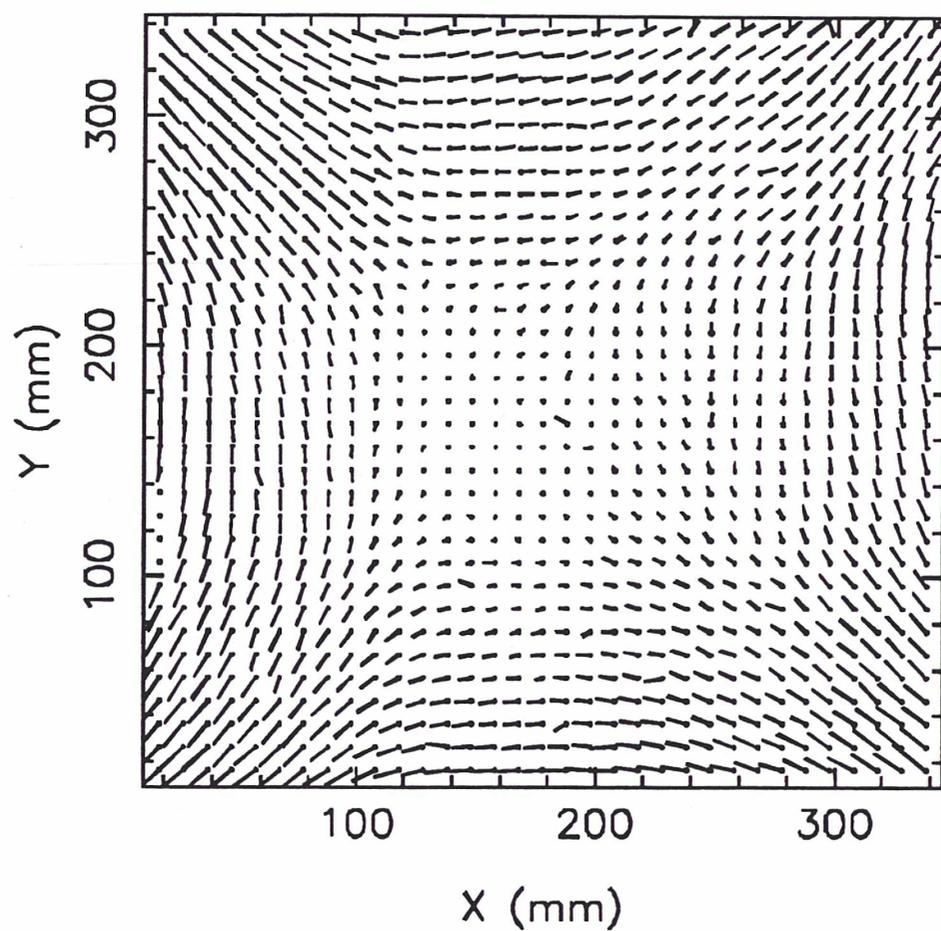


Figure 9 : Représentation des résidus après calcul par moindres carrés de la transformation permettant de faire correspondre les 2 catalogues (x, y) de la plaque SRC. Chaque vecteur représente le résidu moyenné sur 1cm^2 , soit environ 25 objets. L'échelle des vecteurs est de 1 mm pour 2 microns.

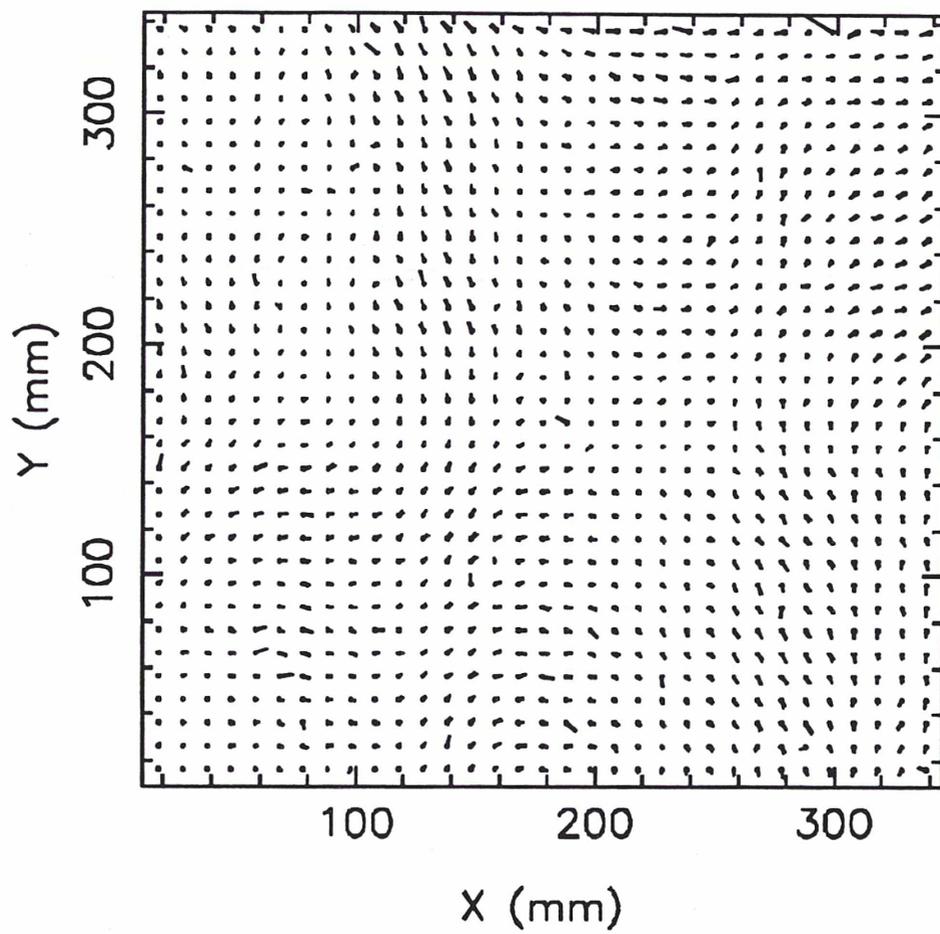


Figure 10 : Comme la figure 9, après corrections des erreurs du réseau et de l'échelle en x .

OCA 2604 - B

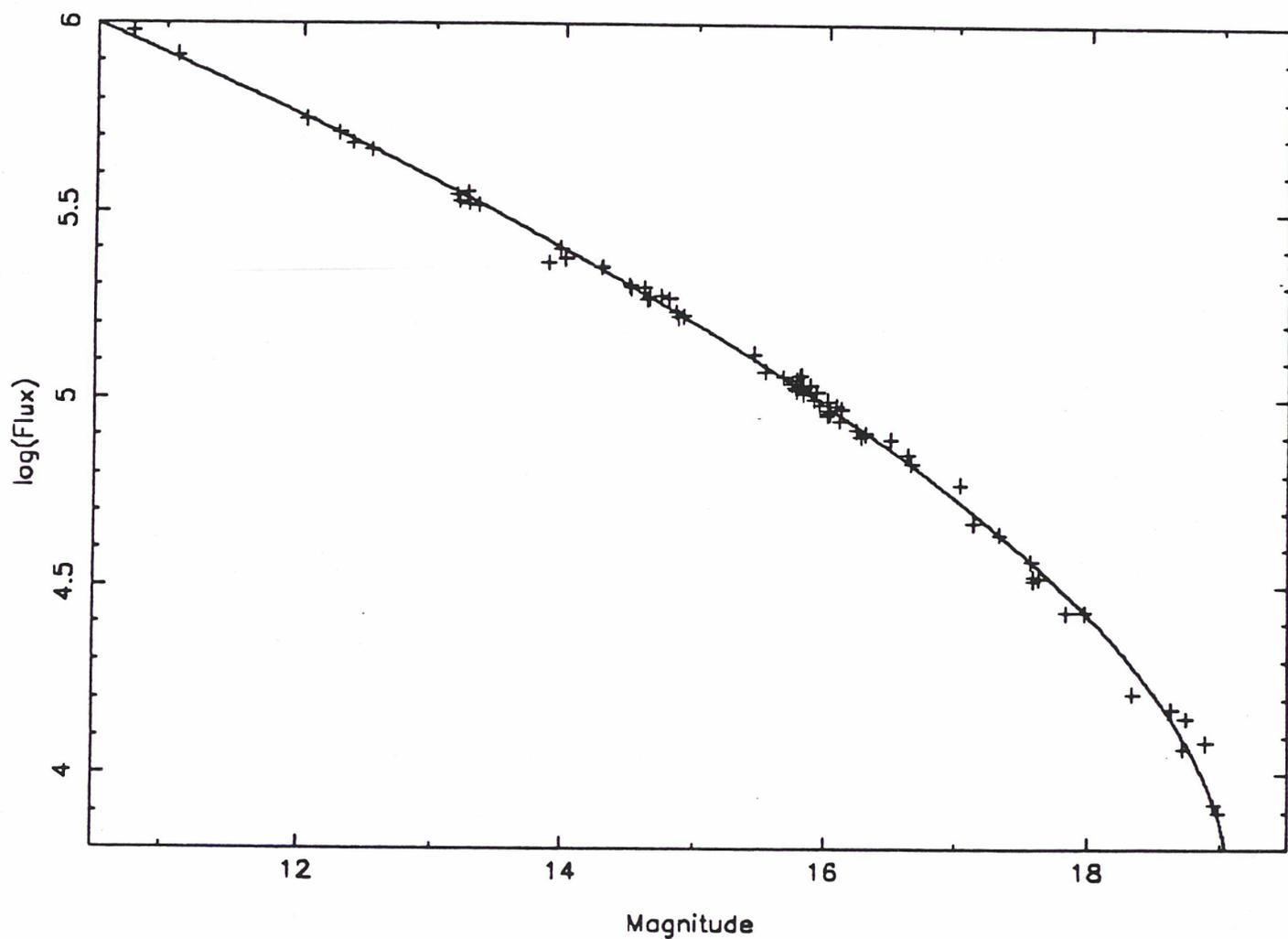


Figure 11 : Exemple de réduction photométrique, pour le cliché 2604. La dispersion moyenne des 75 points autour de la courbe est 0.085 mag.

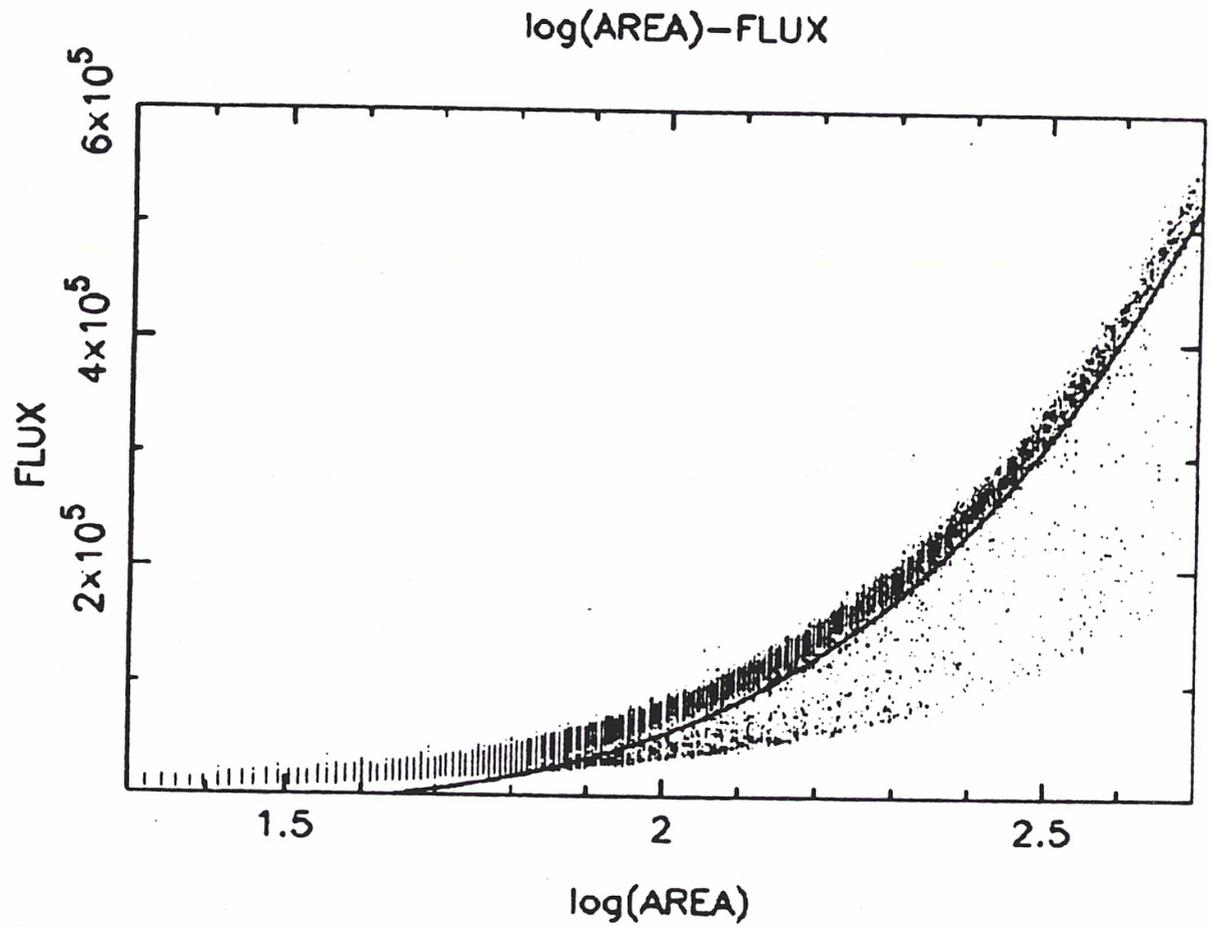


Figure 12 : Séparation étoiles/galaxies. La frontière entre les 2 types d'objets est calculée par un polynôme du 4 degré, ajusté par moindre carrés de manière itérative au milieu de la séquence stellaire, puis translaté à 5σ .

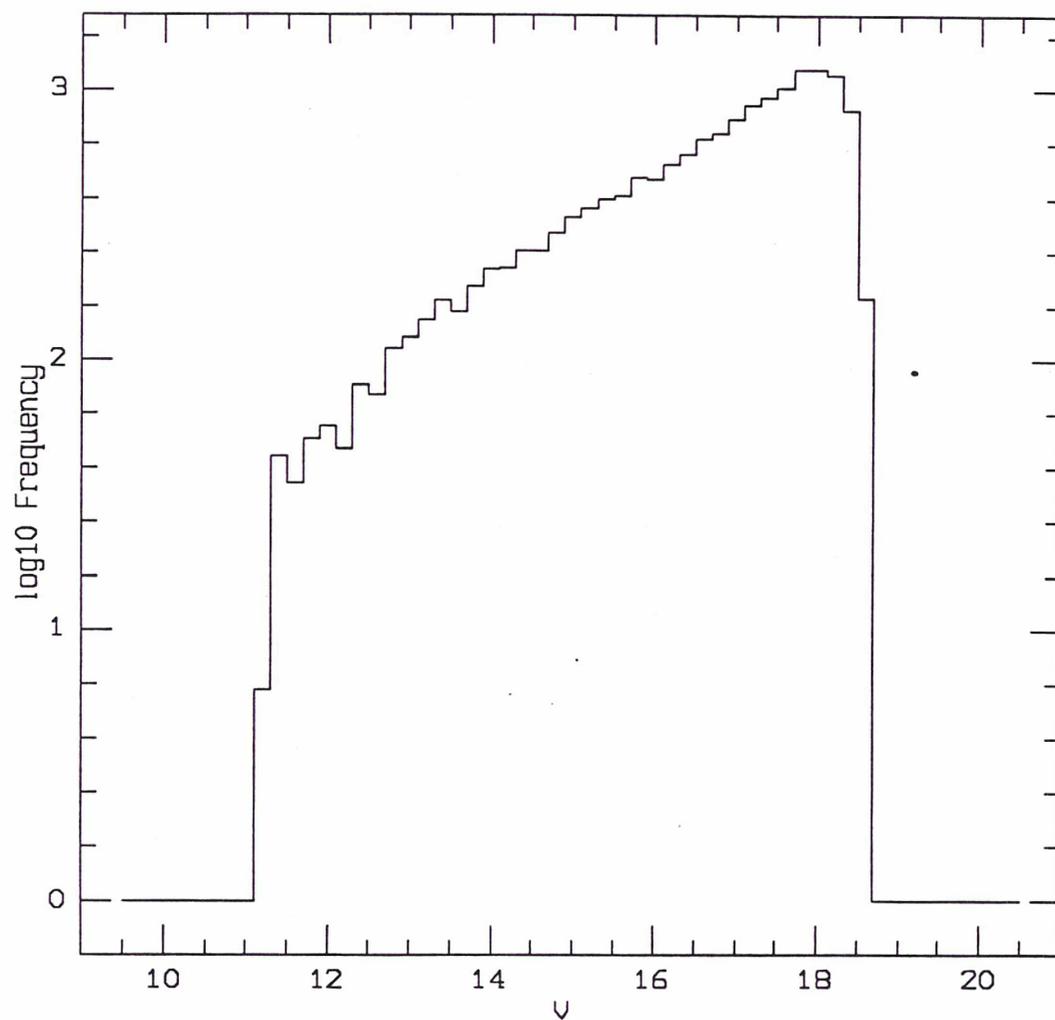


Figure 13 : Histogramme de la magnitude V, pour les 19618 objets de l'échantillon de départ.

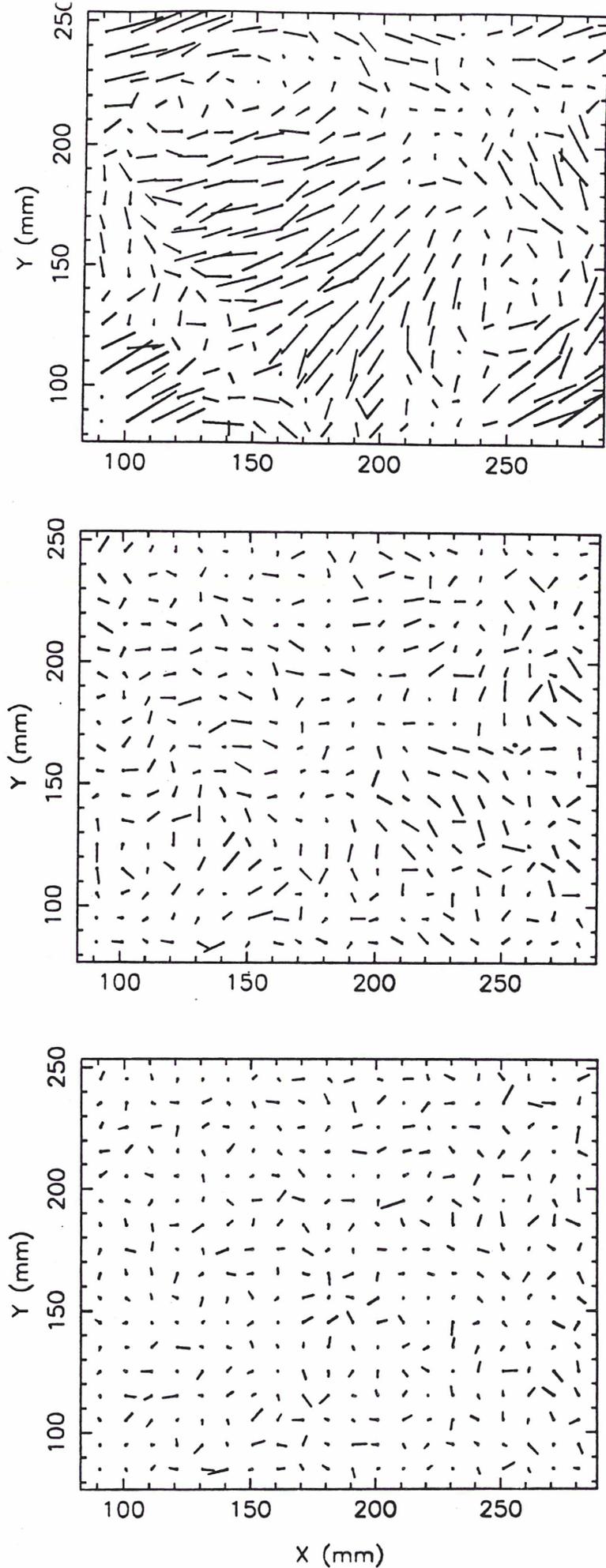


Figure 14 : Distribution des résidus, pour les étoiles conservées comme références, à l'ordre 1, 2 et 6. Chaque vecteur représente le résidu moyenné sur 1cm^2 (~ 11 objets), à l'échelle de 2 mm pour 1 micron.

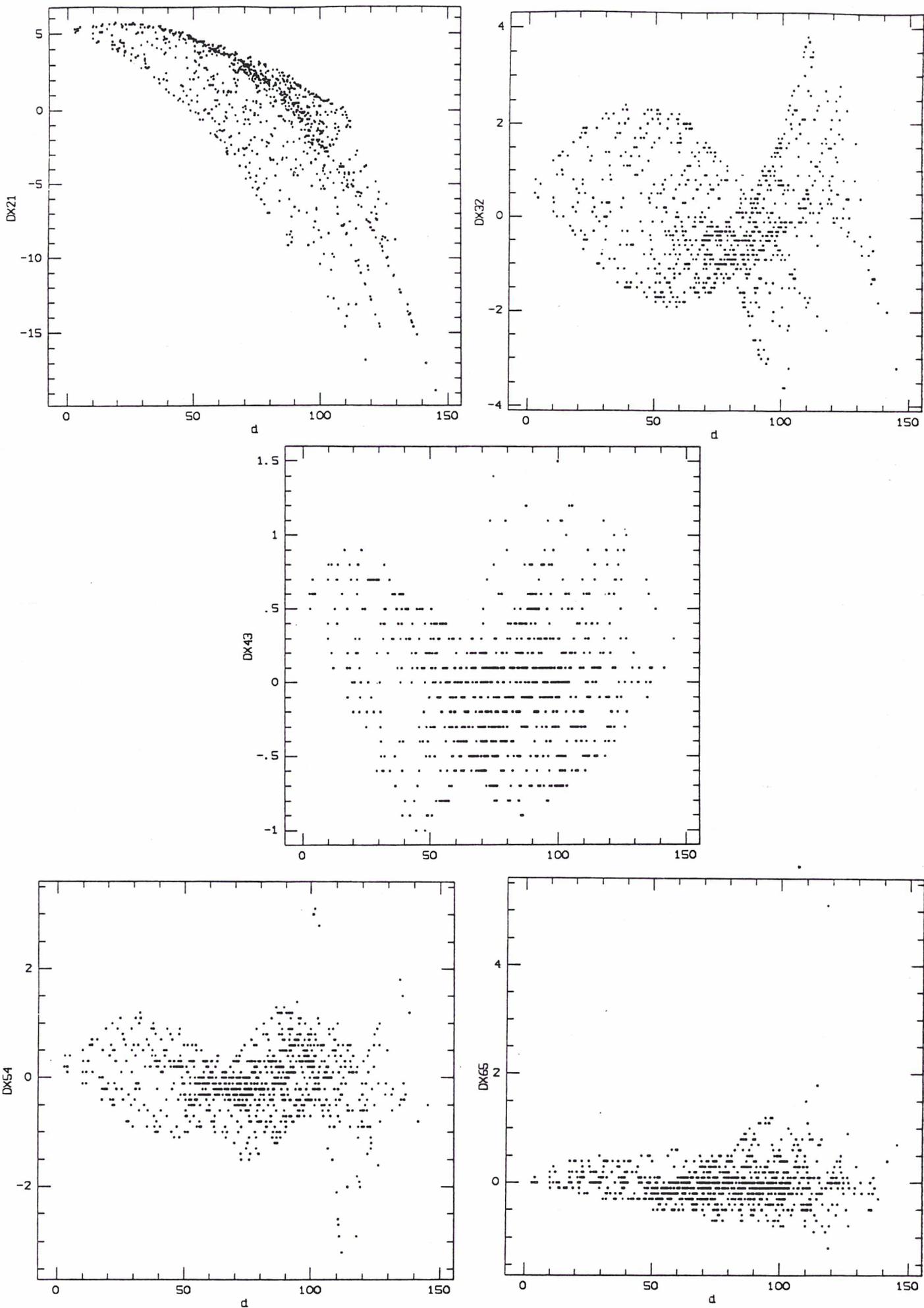


Figure 15 : Représentation de la différence entre le mouvement propre en x (en microns), calculé avec 2 degrés successifs, pour les 930 étoiles les plus brillantes, en fonction de la distance d au centre du champ (en mm).

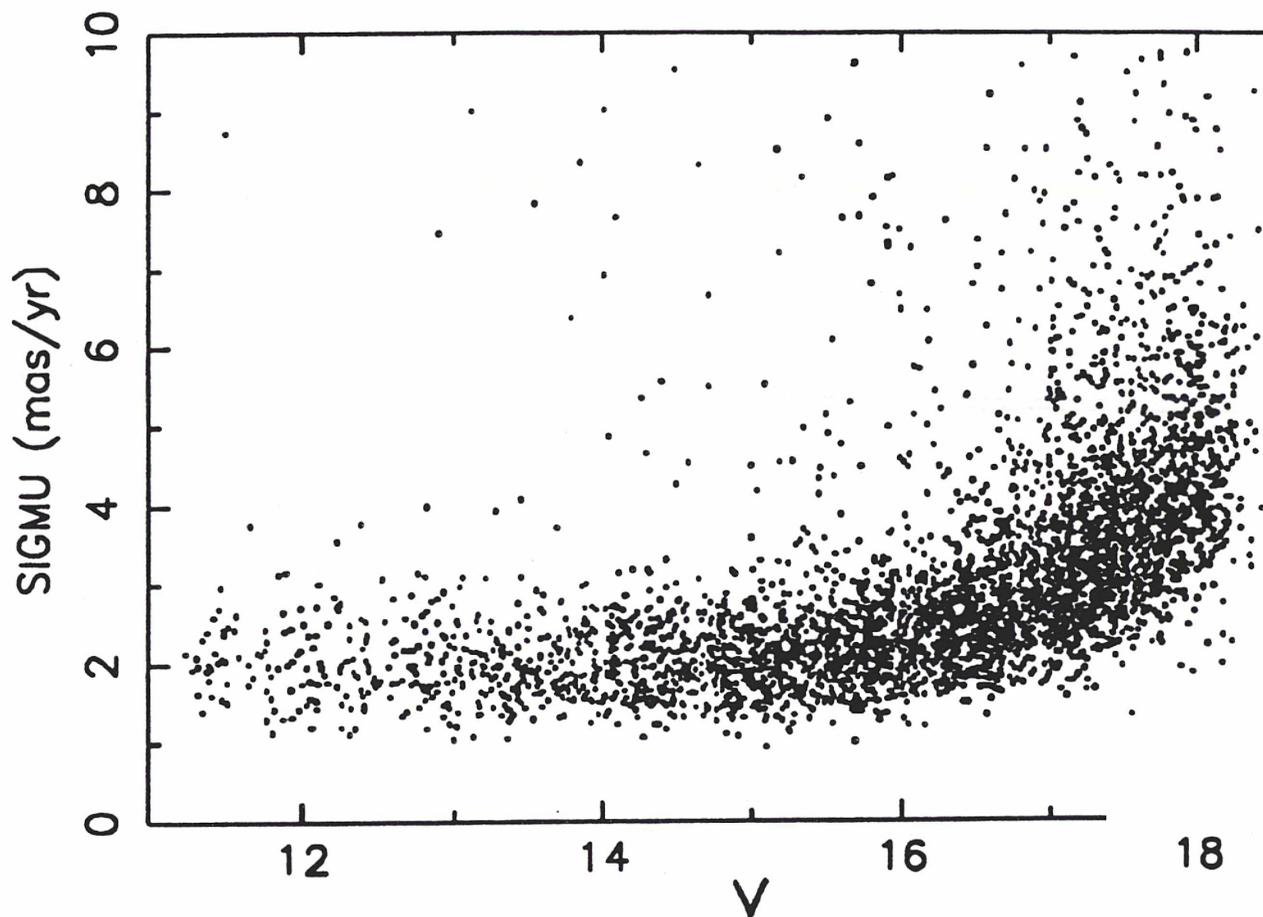


Figure 16 : Distribution des erreurs sur le mouvement propre total en fonction de la magnitude V.

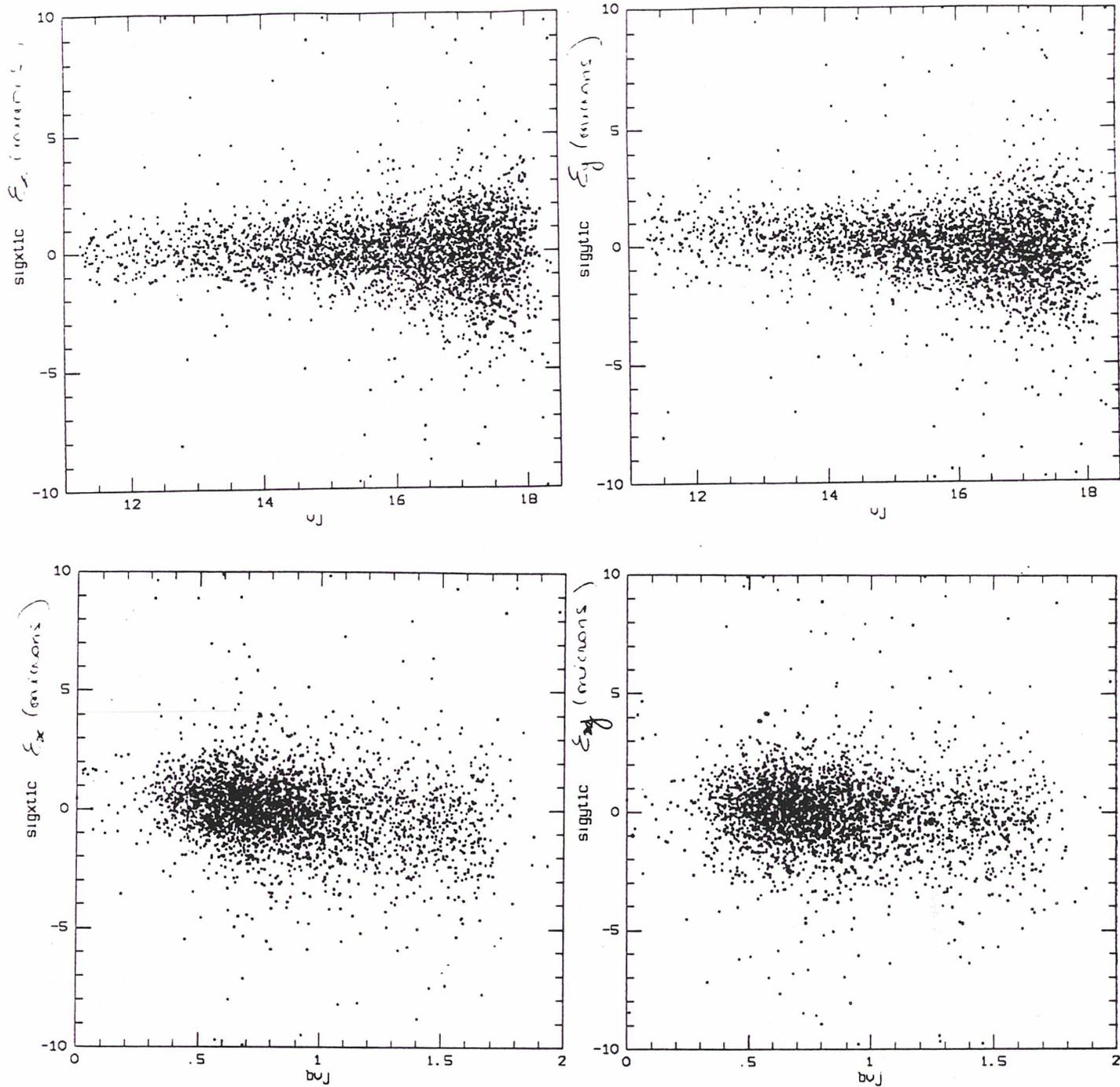


Figure 17 : Distributions des résidus sur la position en x et en y en fonction de la magnitude V et de l'indice de couleur $B - V$, pour le cliché de référence T1604.

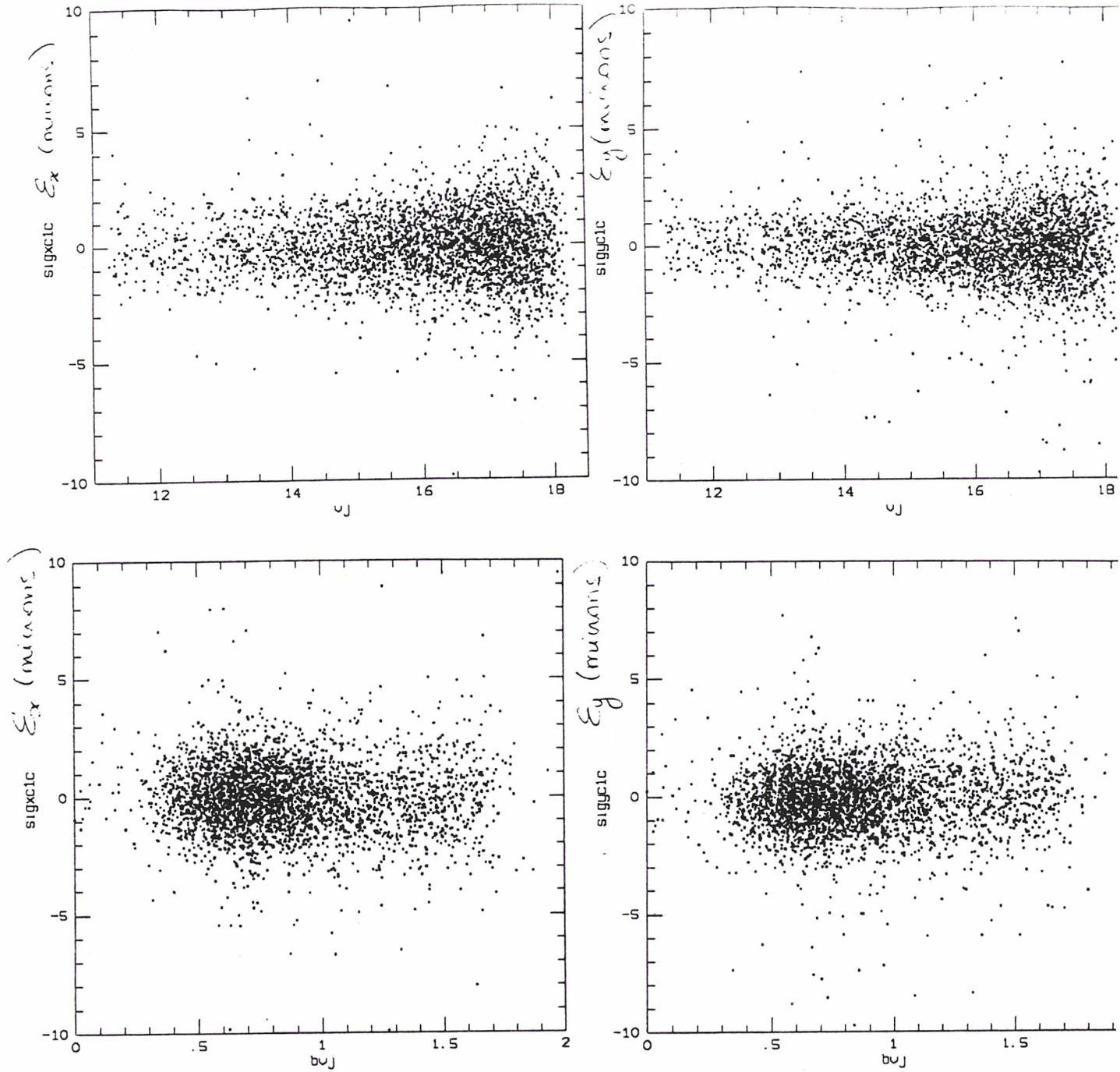


Figure 18 : Distributions des résidus sur la position en x et en y en fonction de la magnitude V et de l'indice de couleur $B - V$, pour le cliché OCA 2257.

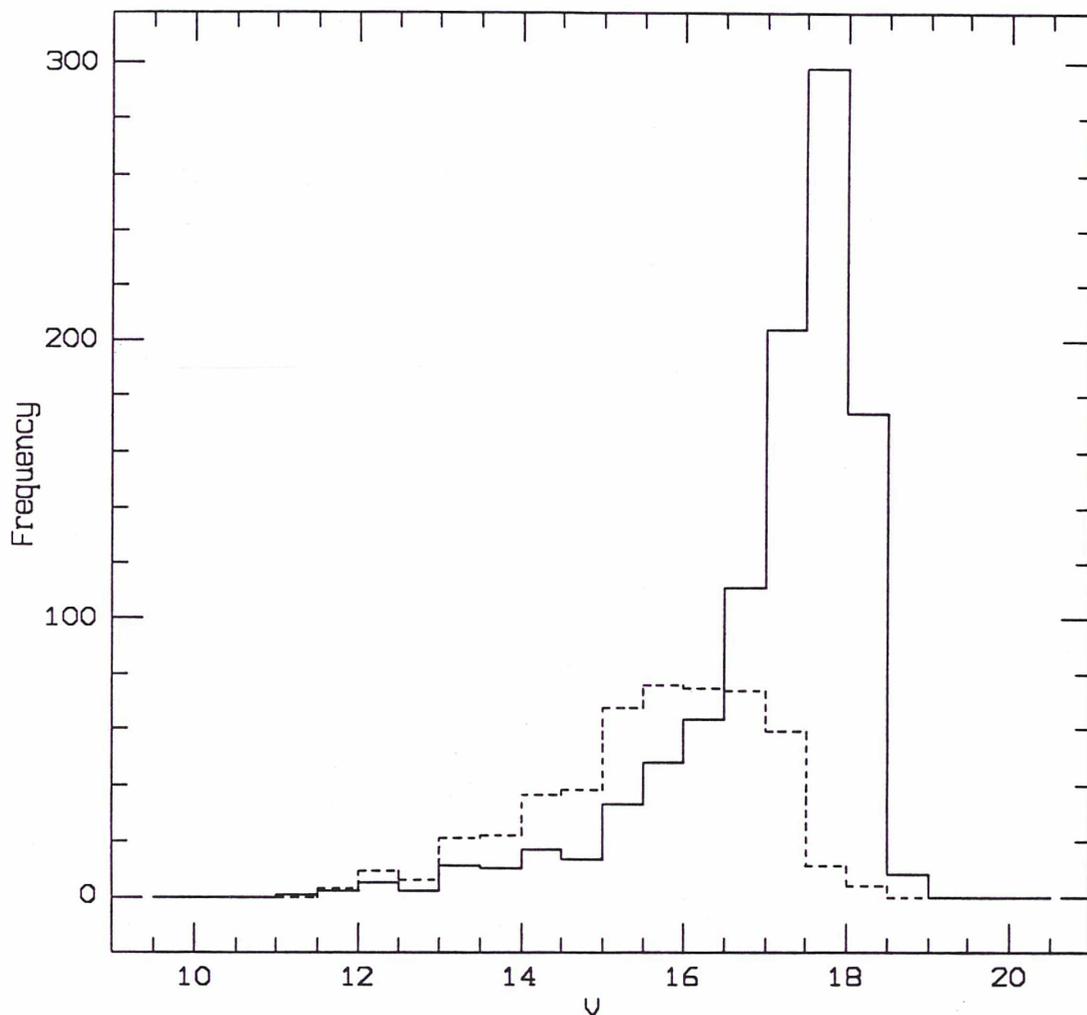


Figure 19 : Histogramme en V des galaxies du catalogue de Slézak identifiées dans le champ photométrique de M3. En pointillé, l'historgramme des galaxies sélectionnées à partir d'un cliché de l'OCA (chapitre 2, sect. 4).

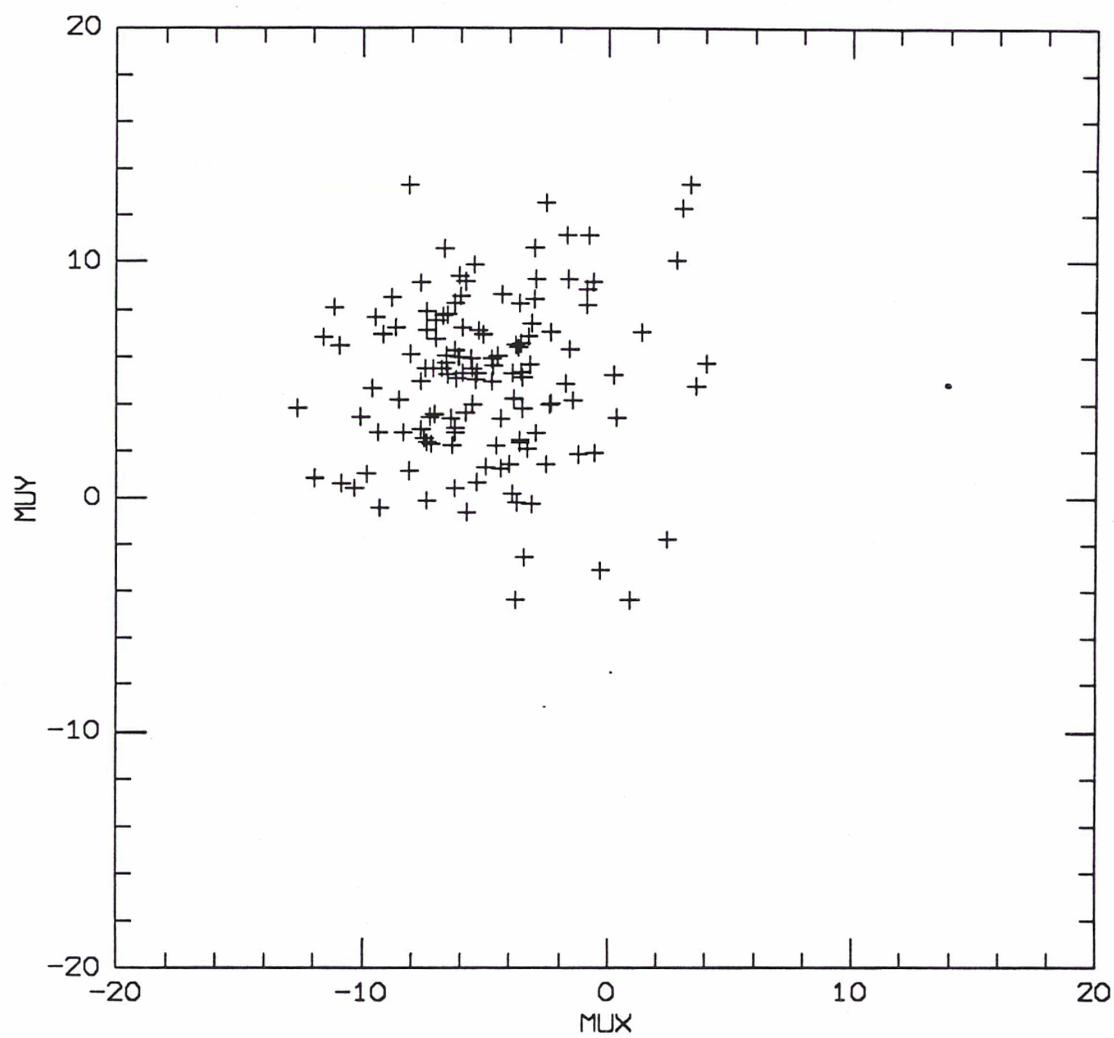


Figure 20 : Mouvements propres différentiels des galaxies utilisées pour définir un référentiel inertiel (en mas/an).

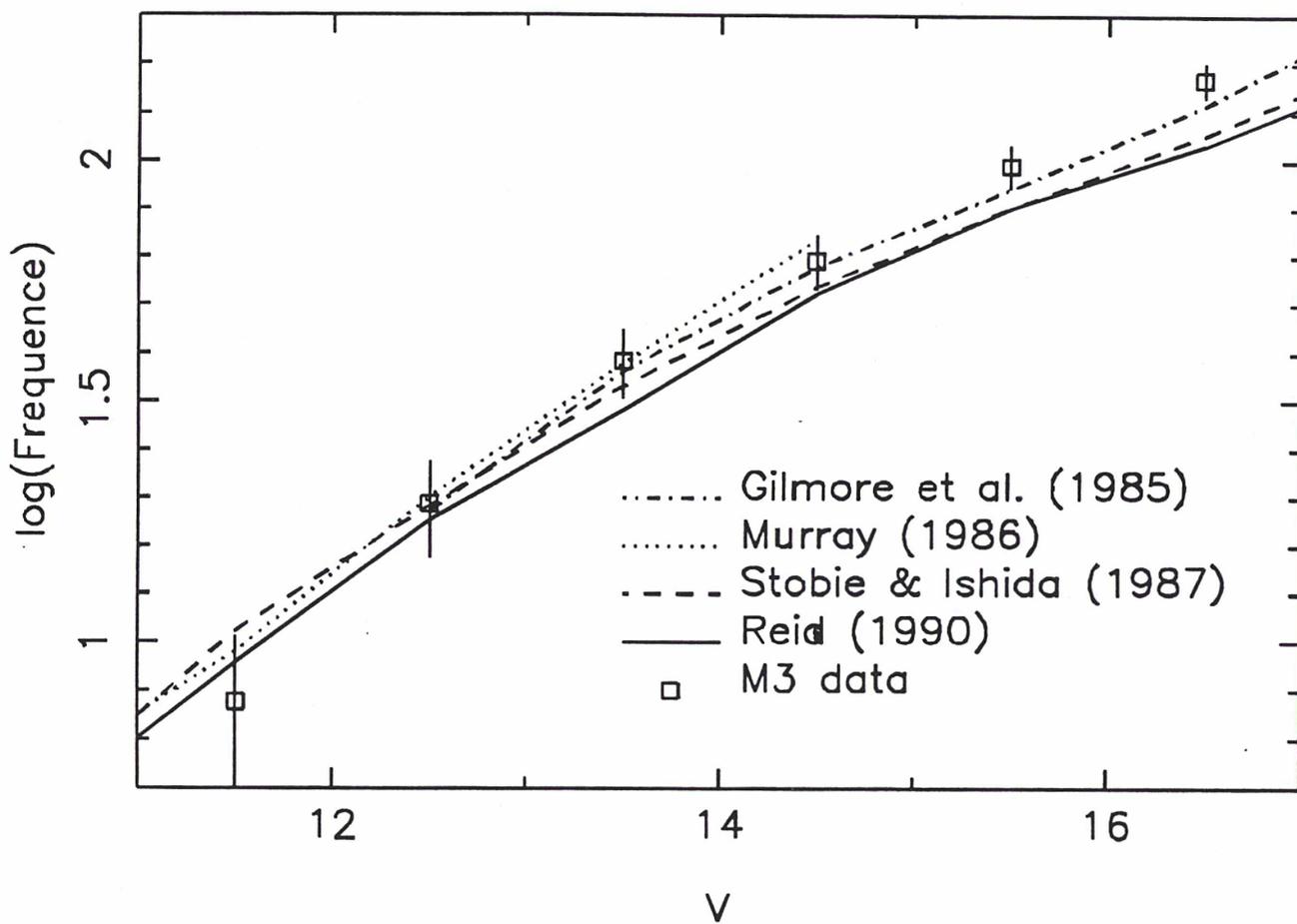


Figure 21 : Comptages d'étoiles en V, vers les pôles galactiques.

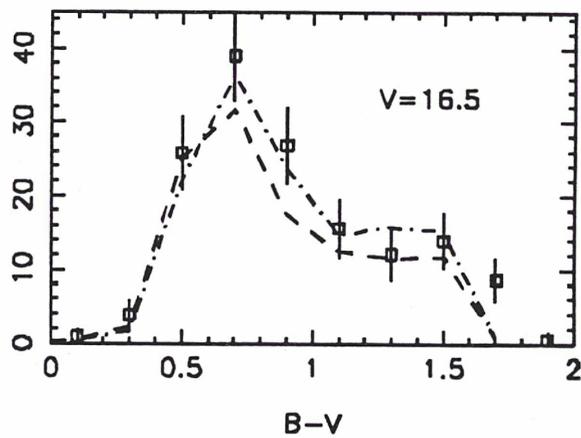
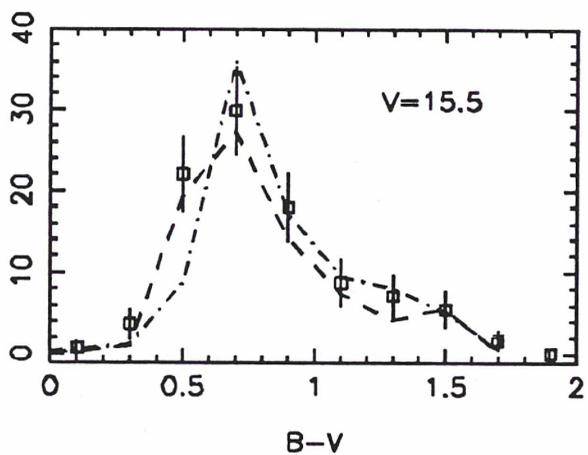
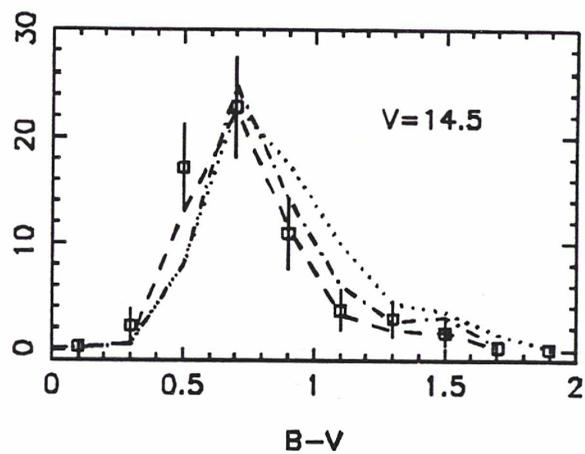
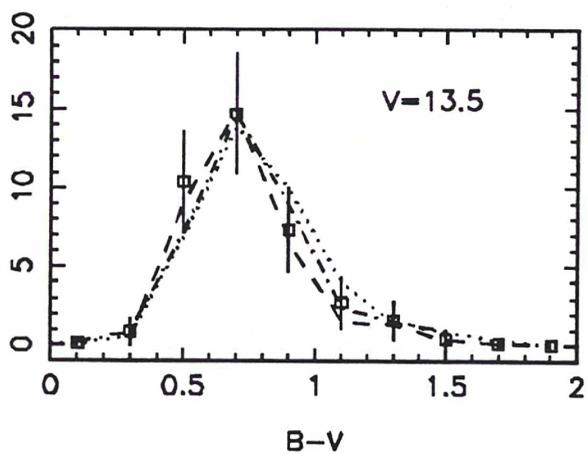


Figure 22 : Comparaison des distributions en $B - V$ pour les données de M3 et les différents surveys vers les pôles galactiques, avec les mêmes symboles que la figure 21.

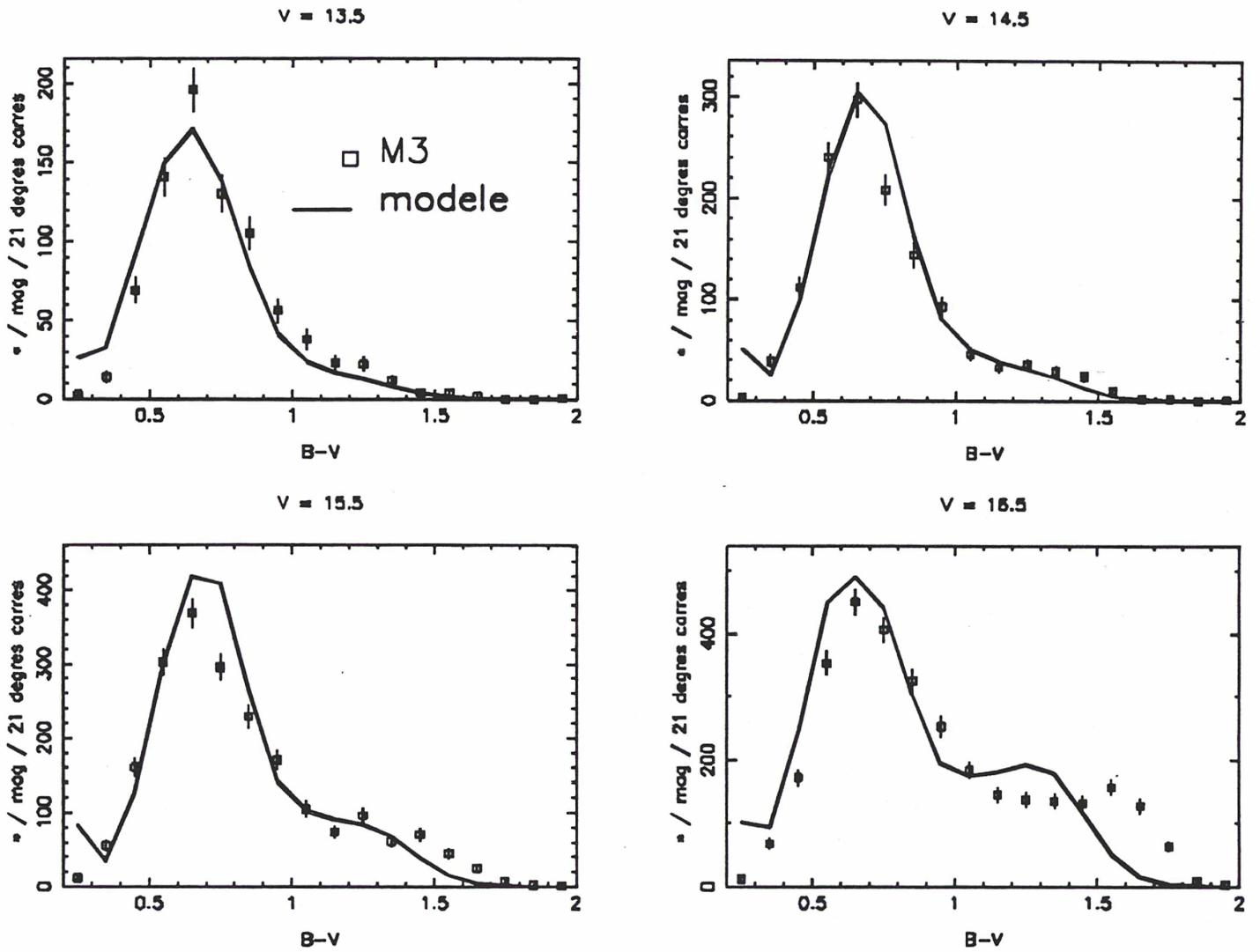


Figure 23 : Comparaison entre les données photométriques de M3 et les prédictions du modèle standard de Gilmore & Reid (1983). Les données sont représentées en supposant une distribution d'erreurs de Poisson sur les comptages.

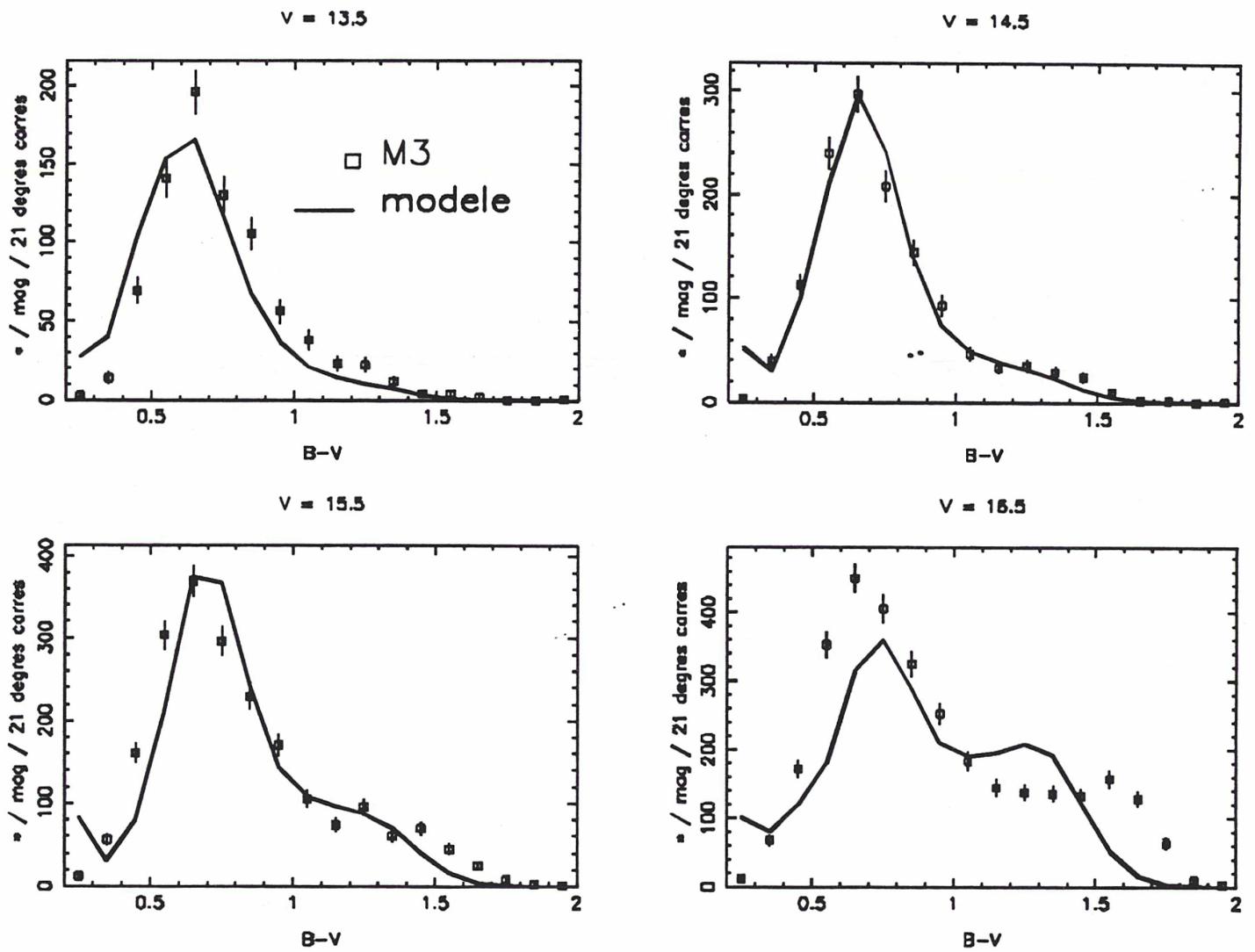


Figure 24 : Comme la figure 23 mais le modèle est modifié en prenant une échelle de hauteur de 350 pc pour les naines de la séquence principale, de 300 pc pour les géantes rouges et de 500 pc pour les naines blanches. Le disque épais est supprimé.

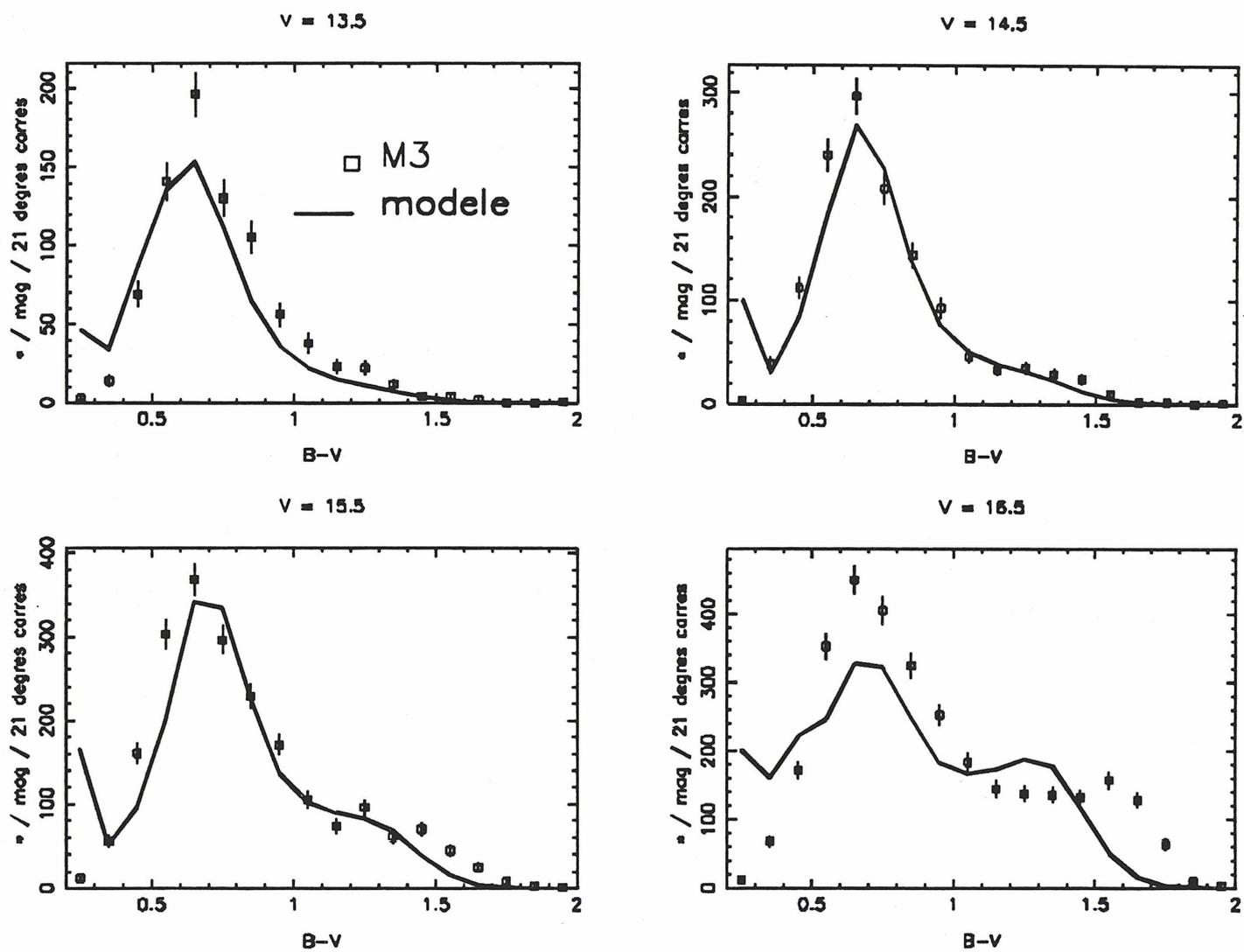


Figure 25 : Comme la figure 23 mais le modèle est modifié en prenant une densité du halo de 1/400 par rapport au disque. Le disque épais est supprimé.

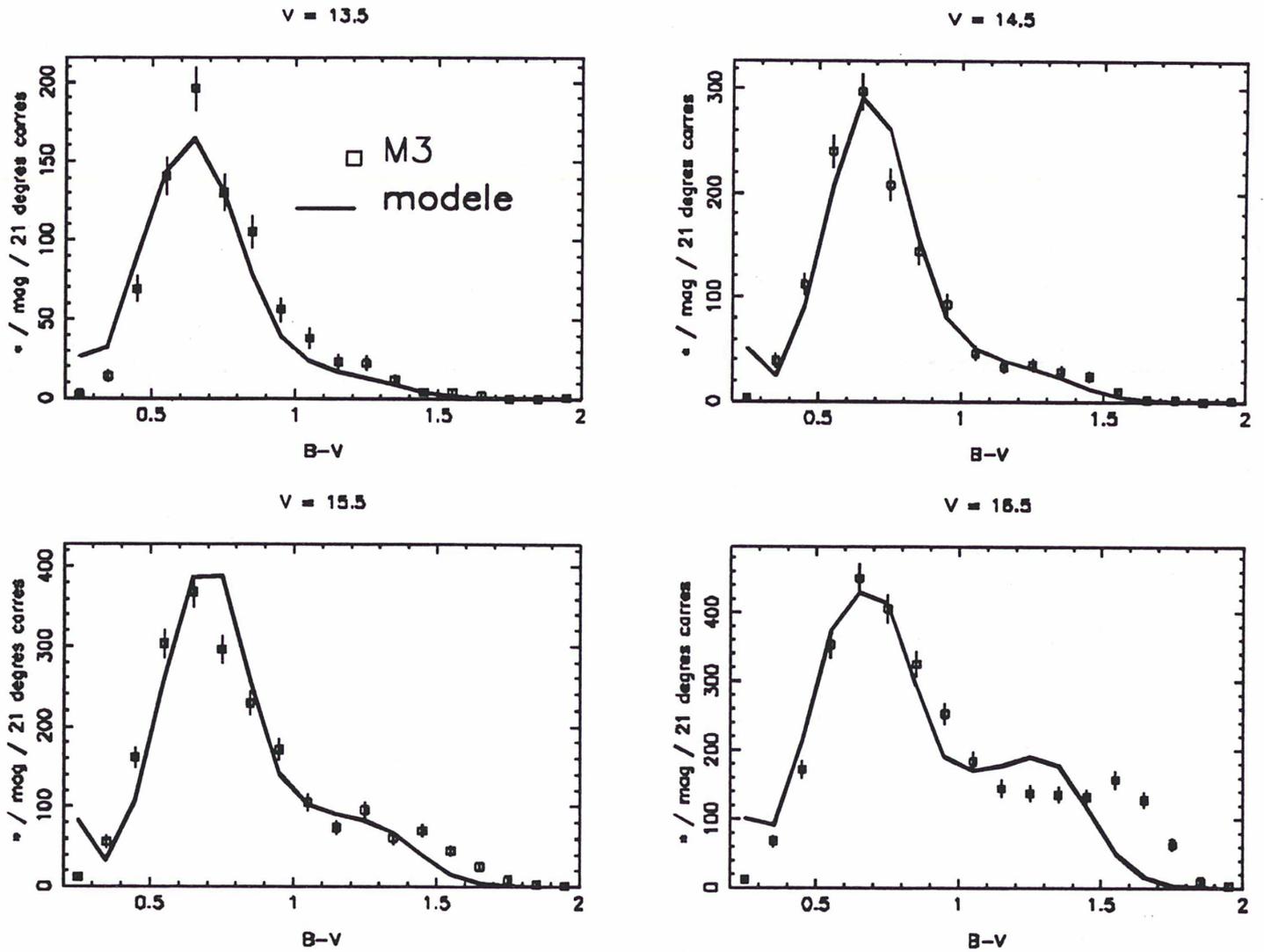


Figure 26 : Comme la figure 23 mais le modèle est modifié en prenant une échelle de hauteur de 1.5 kpc pour le disque épais avec une densité de 1.2% par rapport au disque.

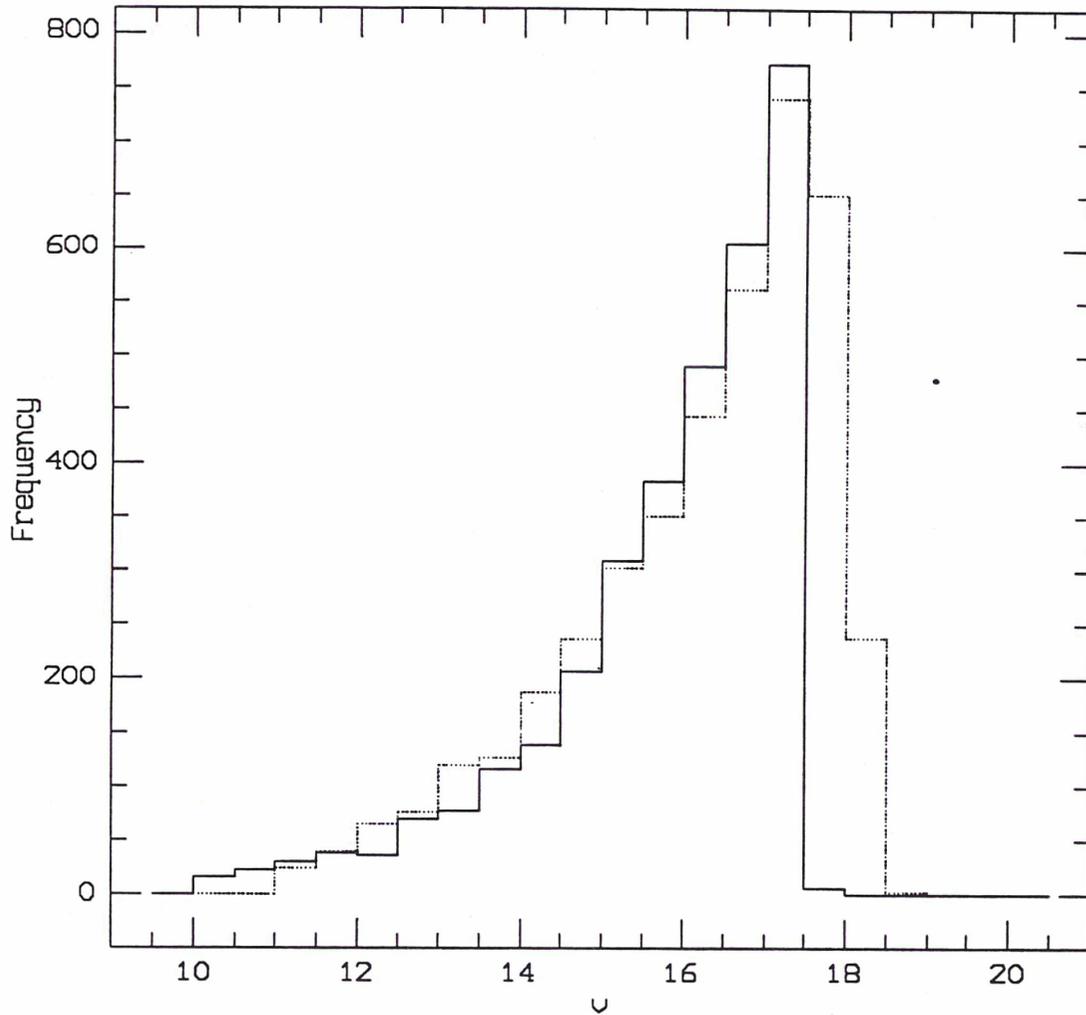


Figure 27 : Histogrammes de la magnitude V pour l'échantillon simulé par le modèle de Besançon (trait plein) et pour le survey de M3 (4373 étoiles après élimination des objets extragalactiques).

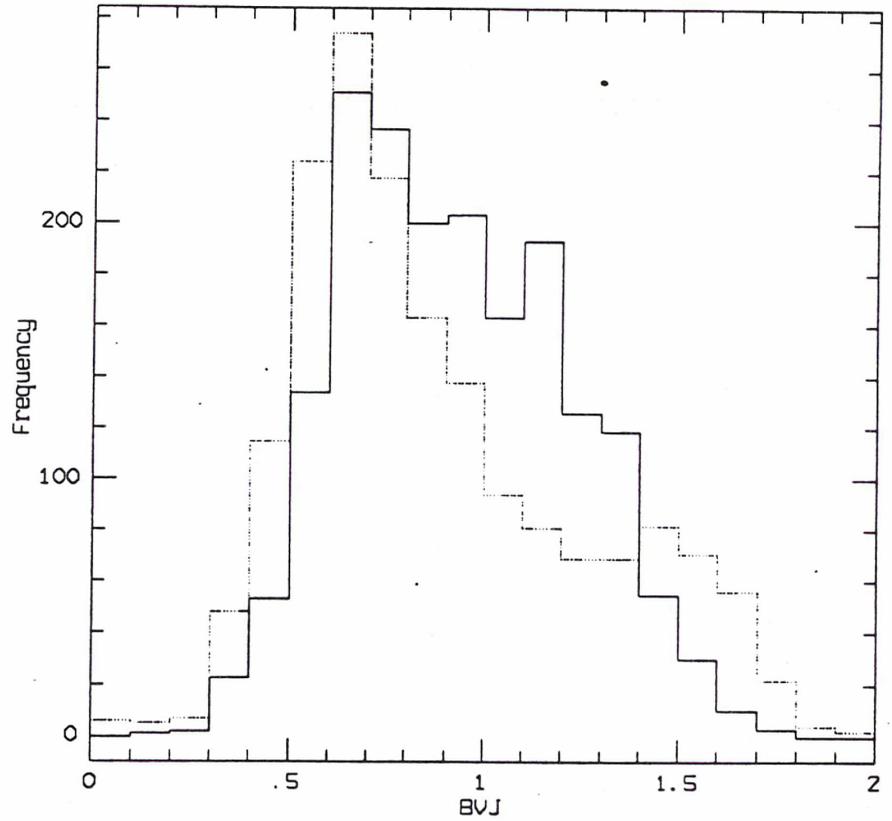
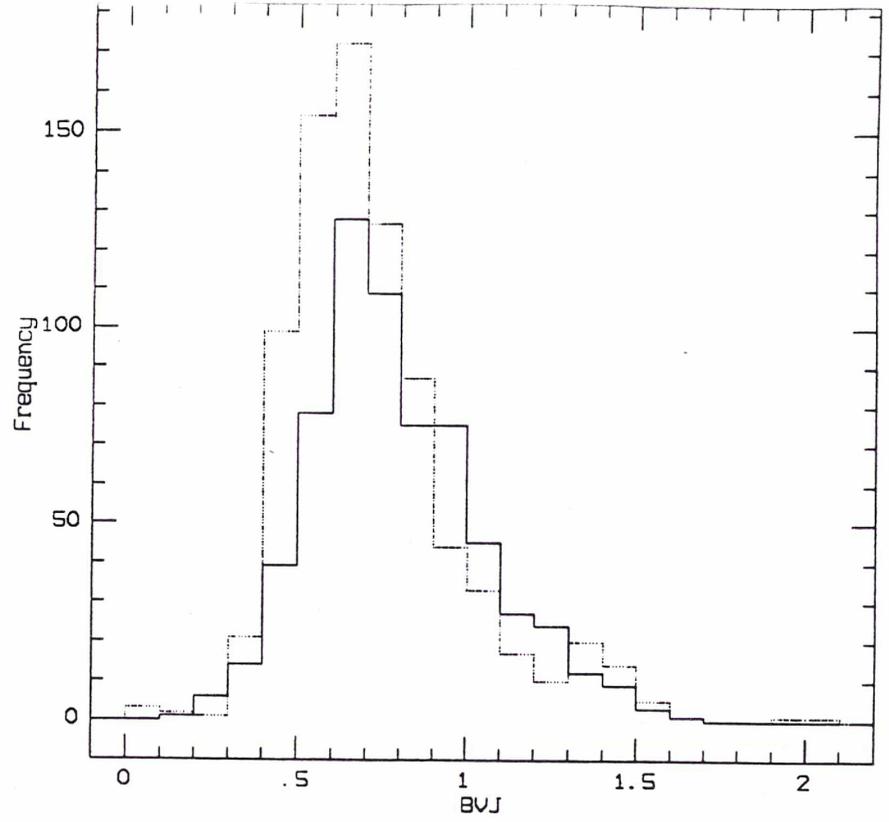


Figure 28 : Distribution des indices de couleur $B - V$ pour les échantillons simulé (trait plein) et observé (pointillé). En haut, les objets brillants ($V < 15$). En bas, les objets faibles ($15 \leq V \leq 17$).

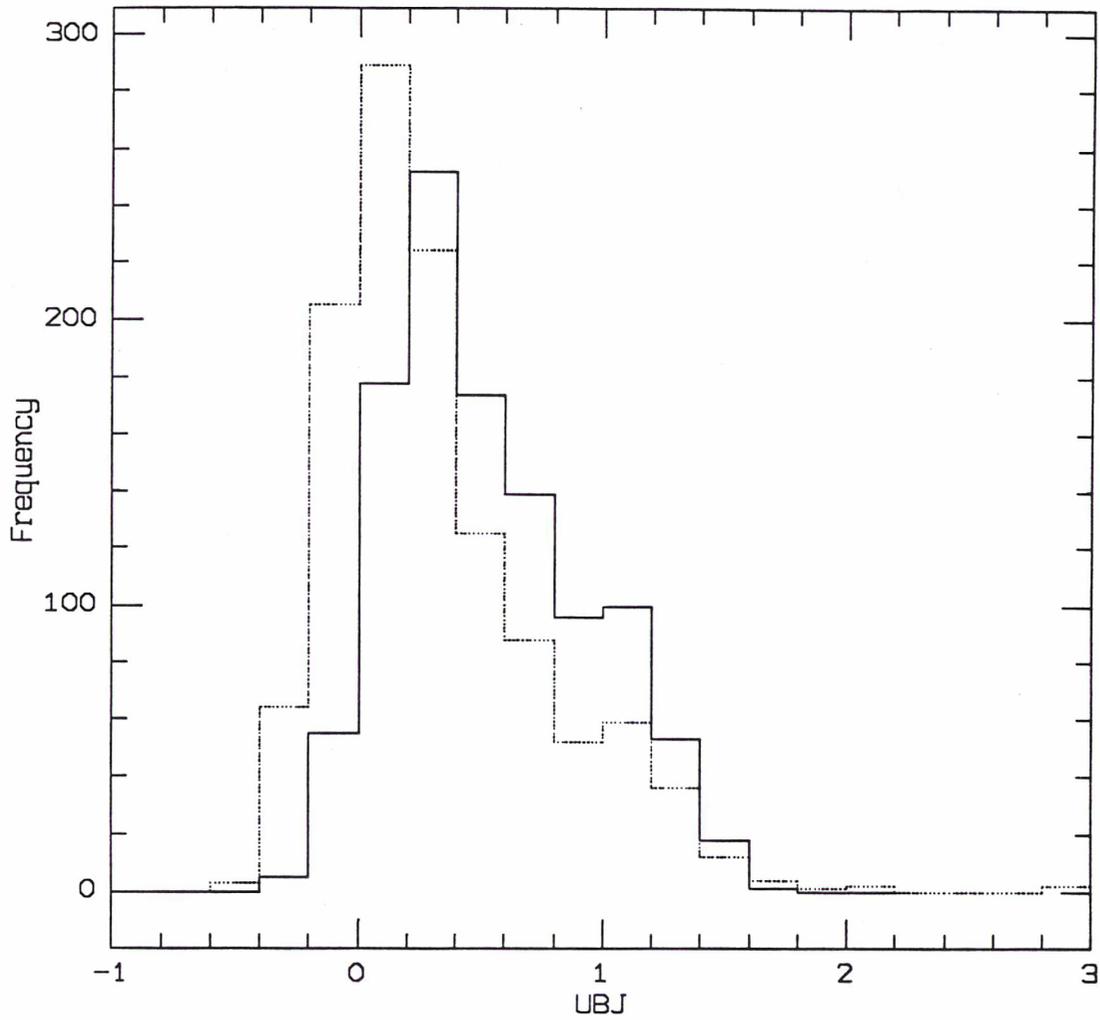


Figure 29 : Distribution des indices de couleur $U - B$ pour les échantillons simulé par le modèle de Besançon (trait plein) et observé (pointillé), jusqu'à la limite de complétude $V = 15.5$.

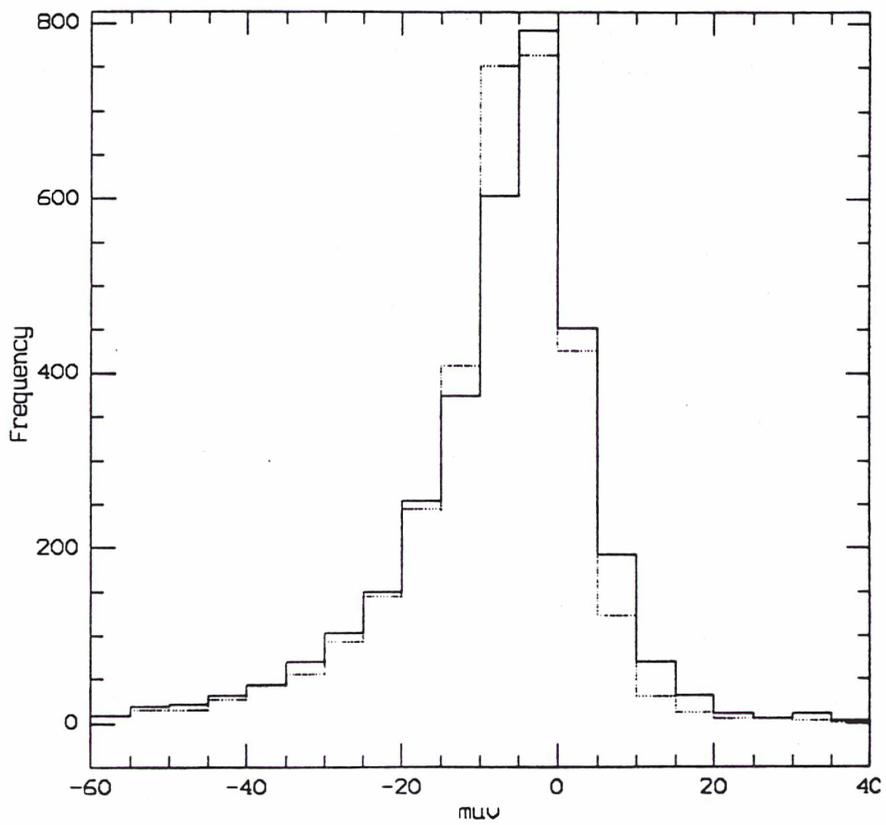
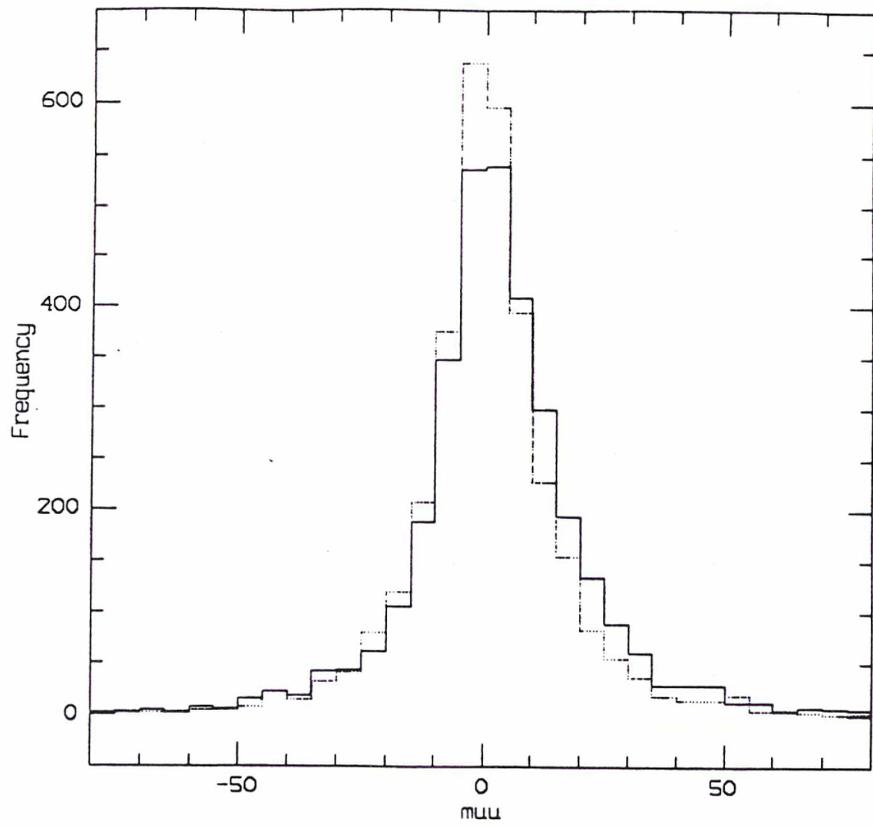


Figure 30 : Distributions des mouvements propres selon les directions U (anticentre) et V (rotation) en mas/an. En trait plein, l'échantillon simulé par le modèle de Besançon, en pointillé l'échantillon observé.

diagramme (M_v,B-V)

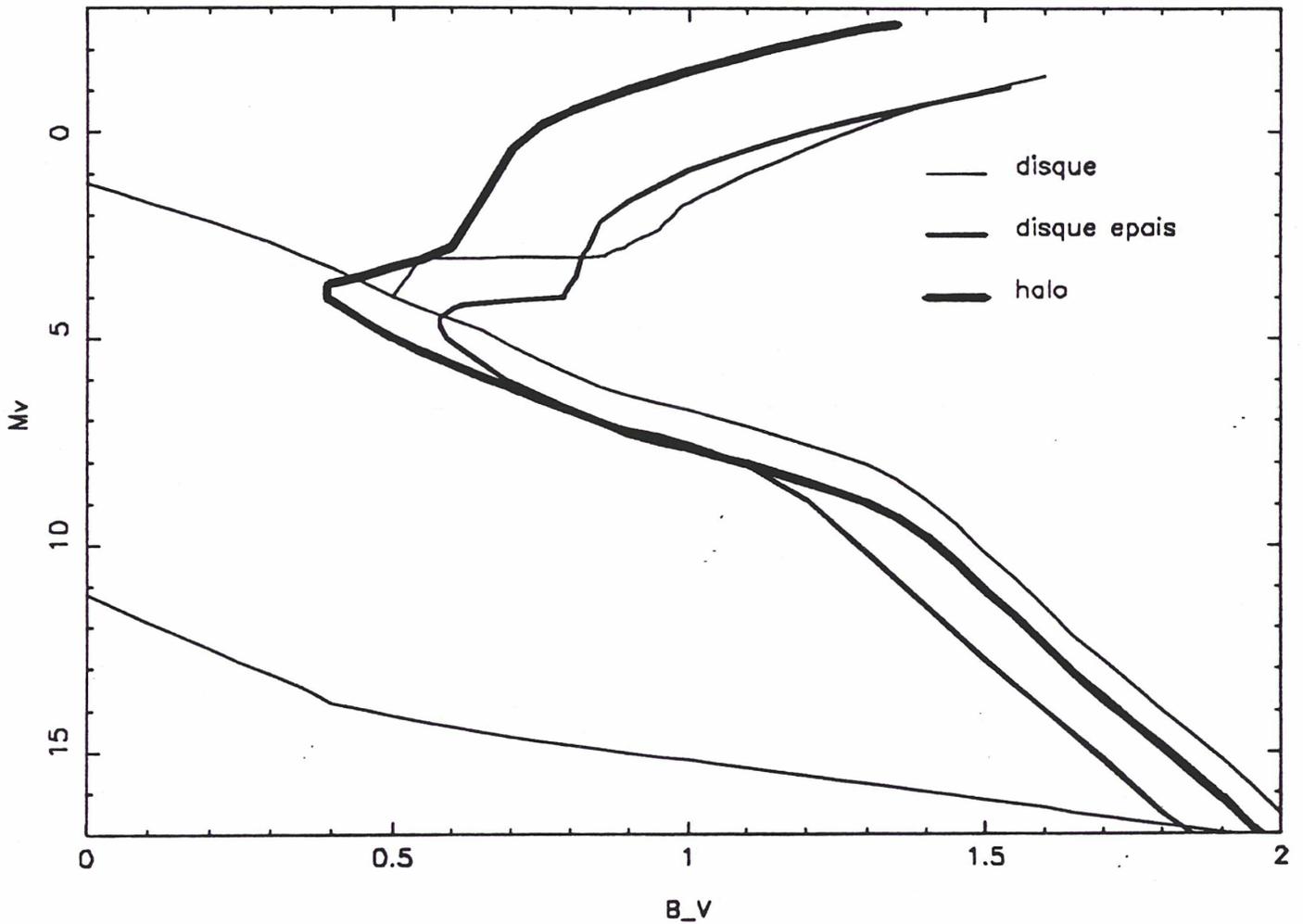


Figure 31 : Relations CM utilisées dans le modèle de Gilmore & Reid (1983) issues des calibrations : Chiu (1980) pour le disque (séquence principale, géantes rouges, naines blanches), 47 Tuc (Cannon (1974), Sandage (1982), Harris & Hesser (1983)) pour le disque épais et M92 (Chiu,1980) pour le halo.

diagramme de MPR

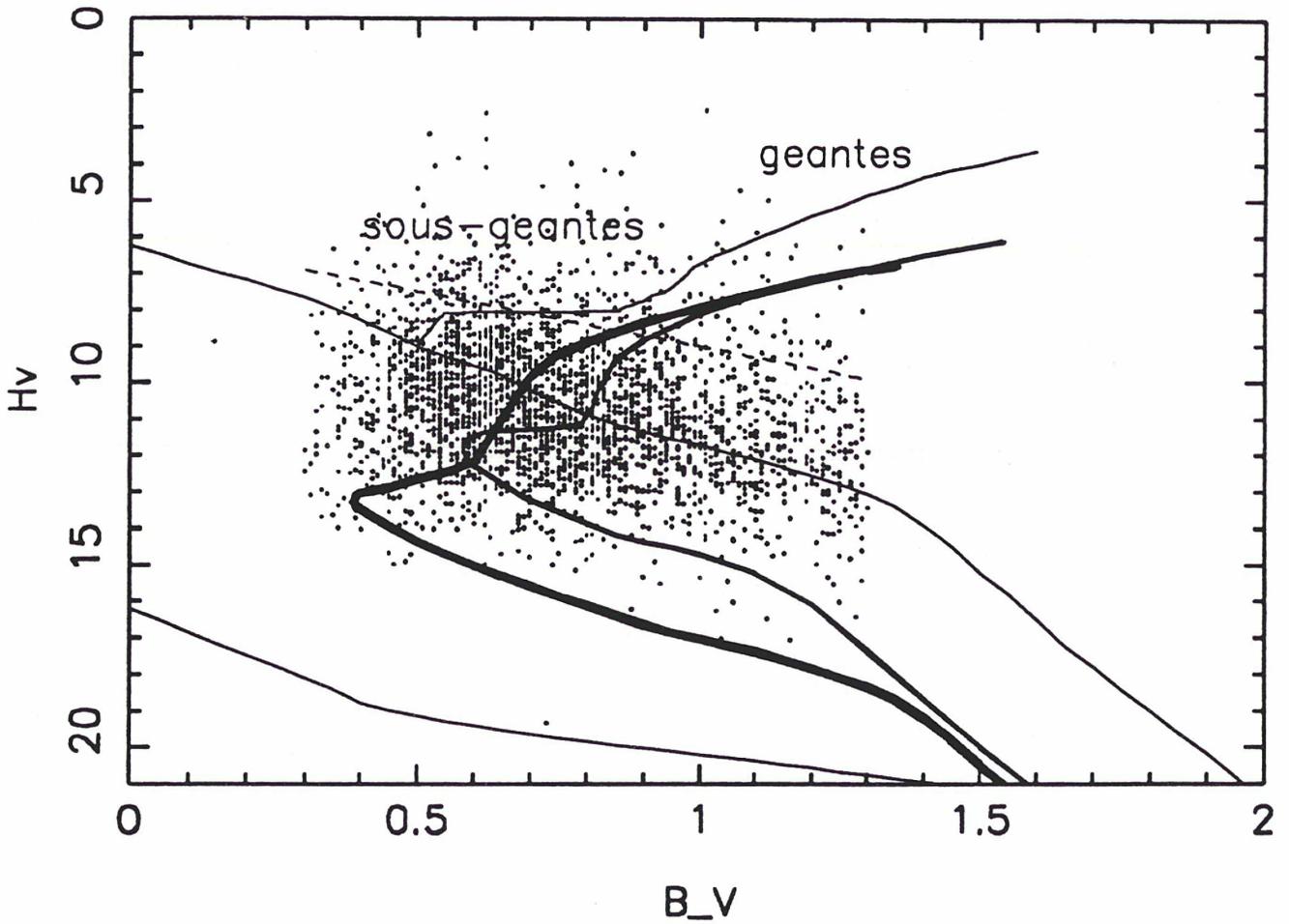


Figure 32 : Diagramme du mouvement propre réduit. En pointillé, une frontière sépare les géantes et sous-géantes des naines de la séquence principale.

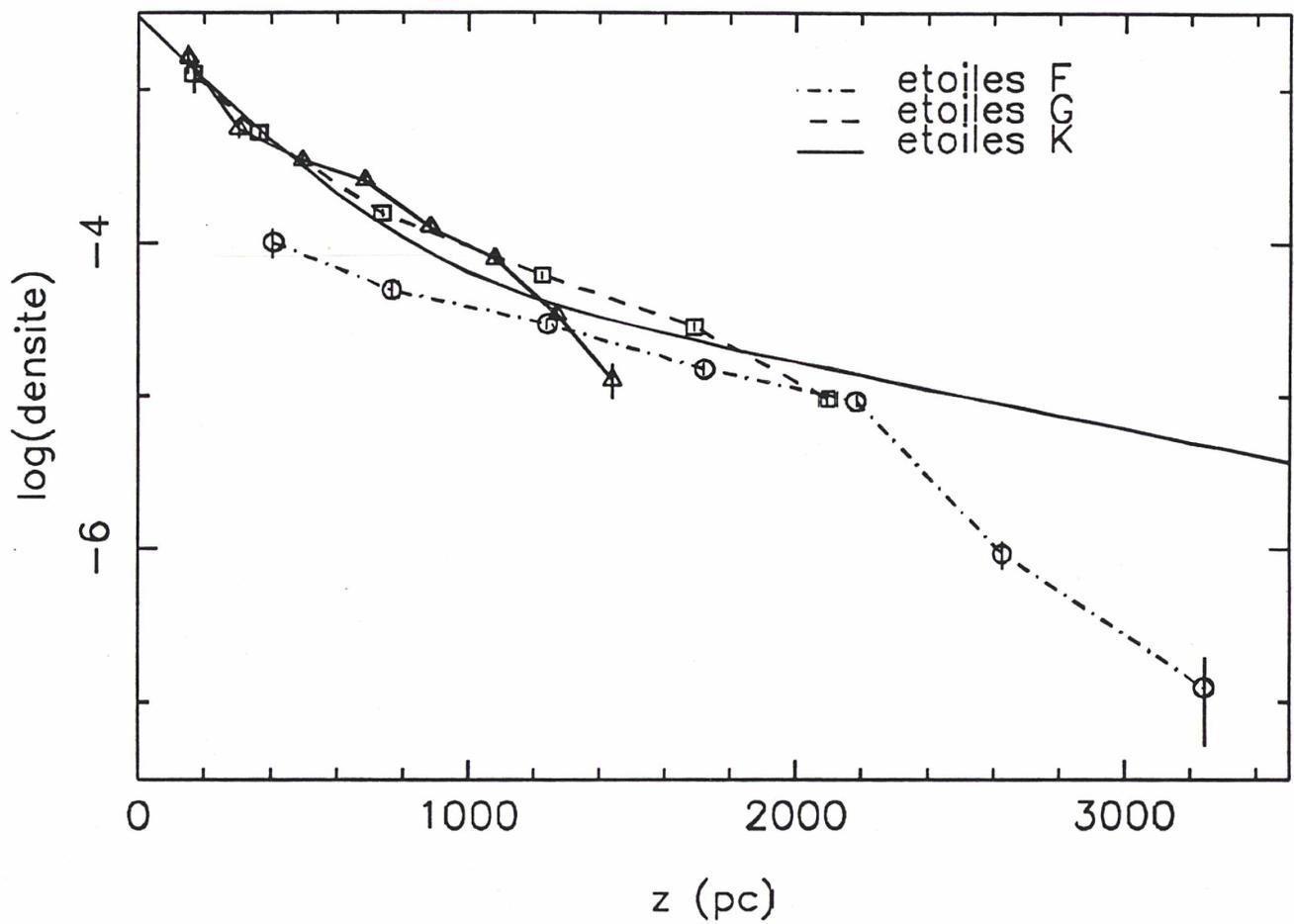


Figure 33 : Lois de densité comparées pour les naines F, G et K dans l'échantillon de M3. Est aussi représentée la loi théorique de densité correspondant à des échelles de hauteur de 200 pc et 1 kpc respectivement pour le disque et le disque épais.

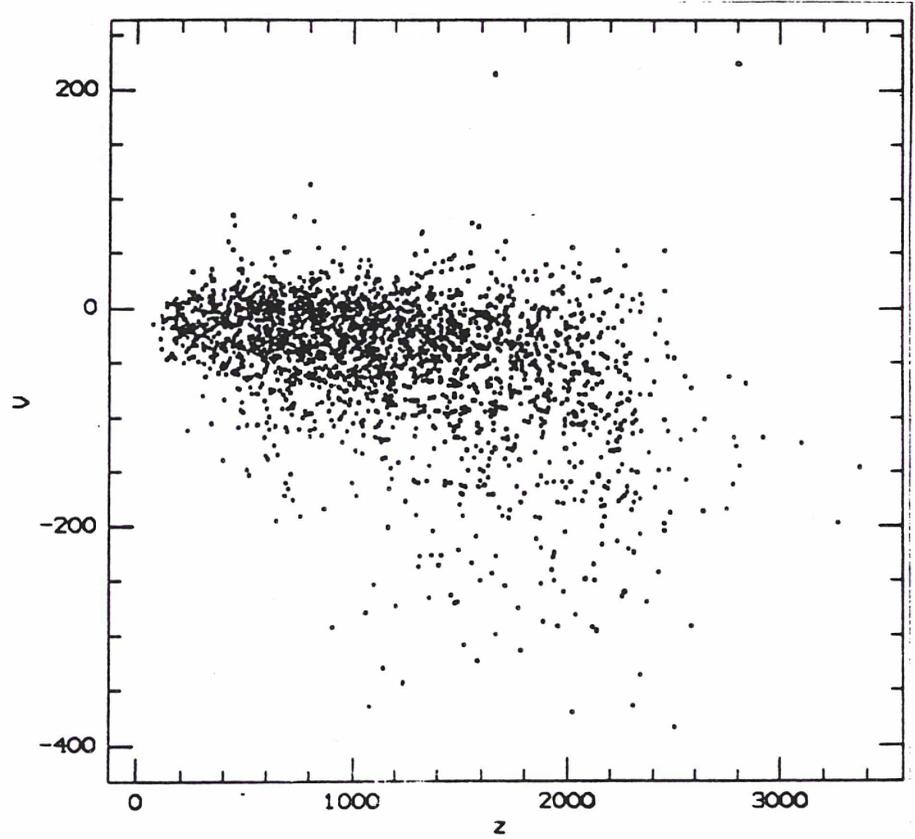
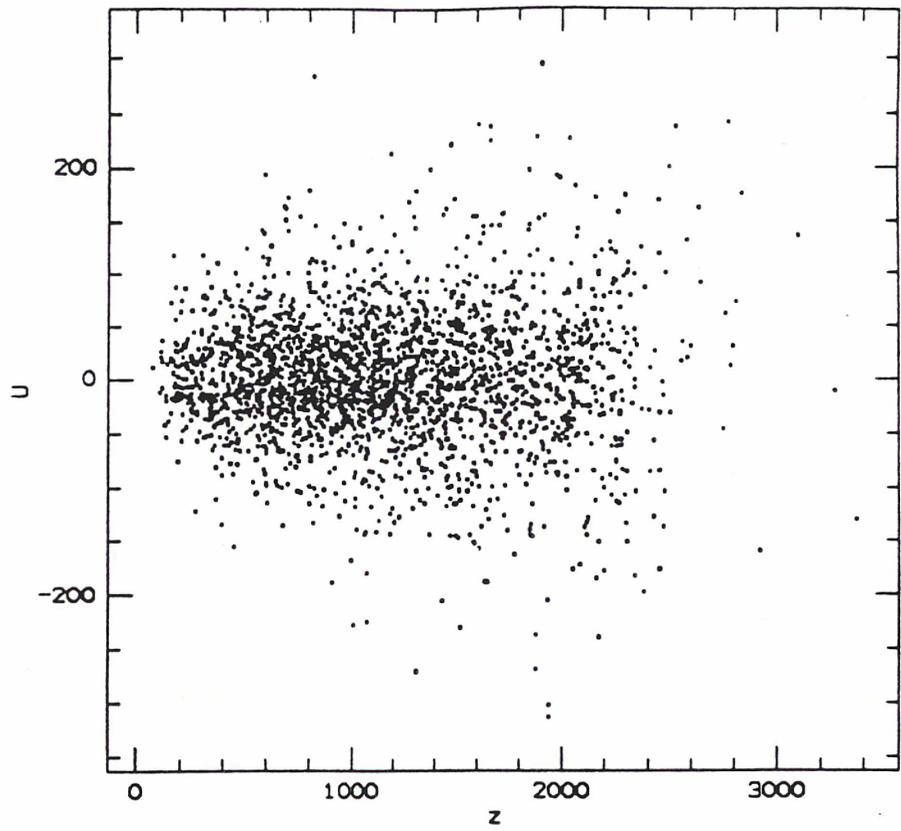


Figure 34 : Distributions des vitesses U et V en km/s (par rapport au soleil) en fonction de la distance z au dessus du plan (en pc).

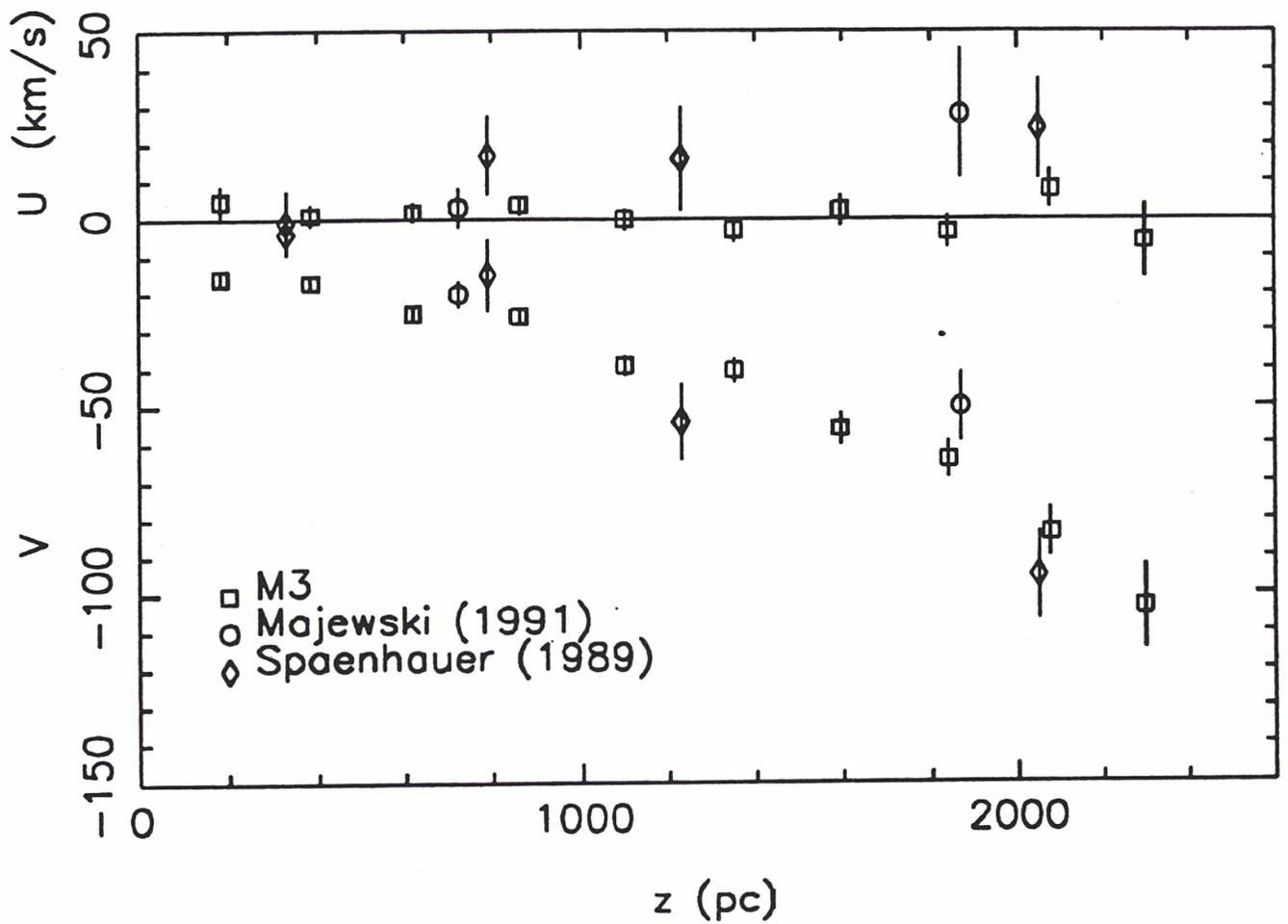


Figure 35 : Moyennes de U et V par intervalles de distances, comparées aux résultats de Spaenhauer (1989) et Majewski (1991) dans la SA 57.

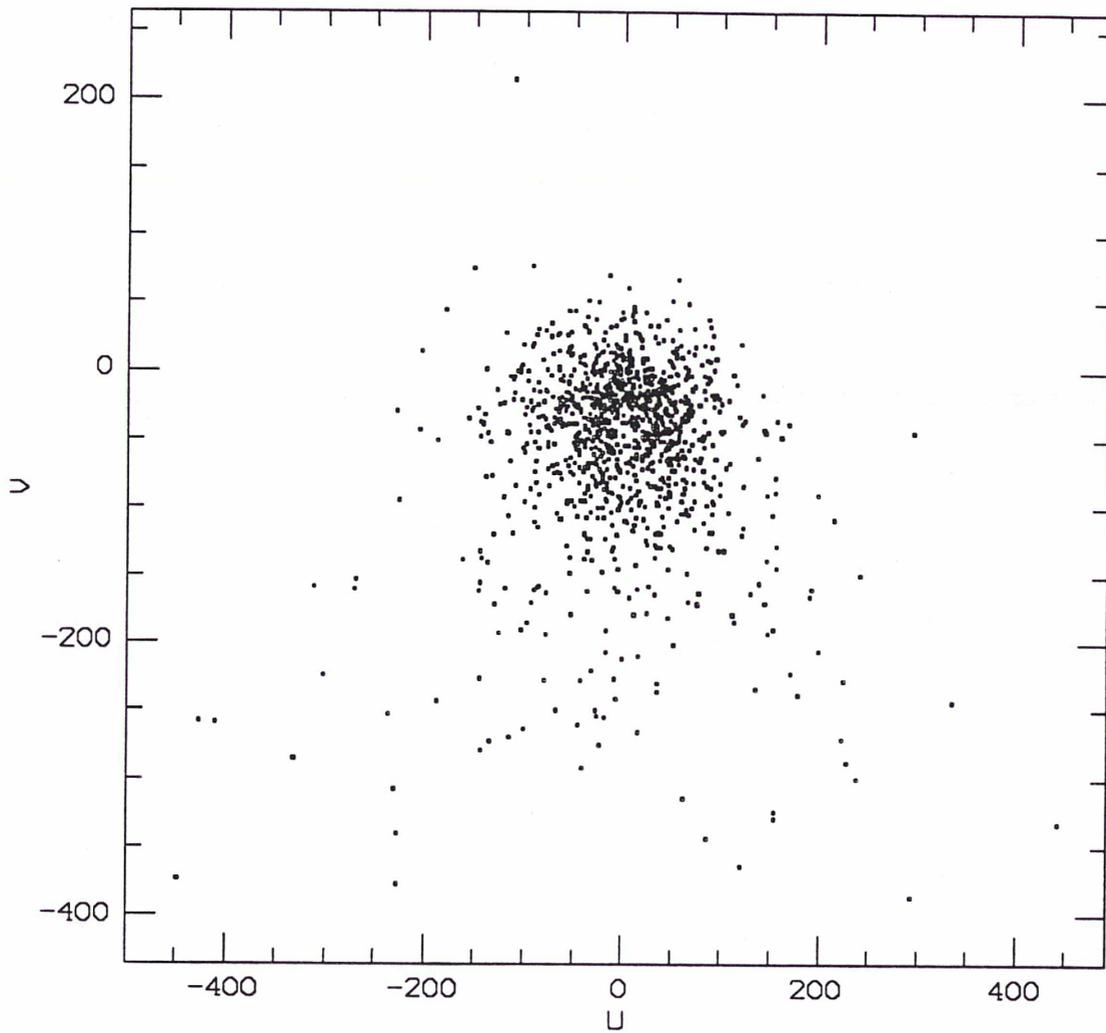


Figure 36 : Distribution de vitesse dans le plan (U, V) pour les étoiles de l'intervalle C ($1000 \leq z < 2000pc$).

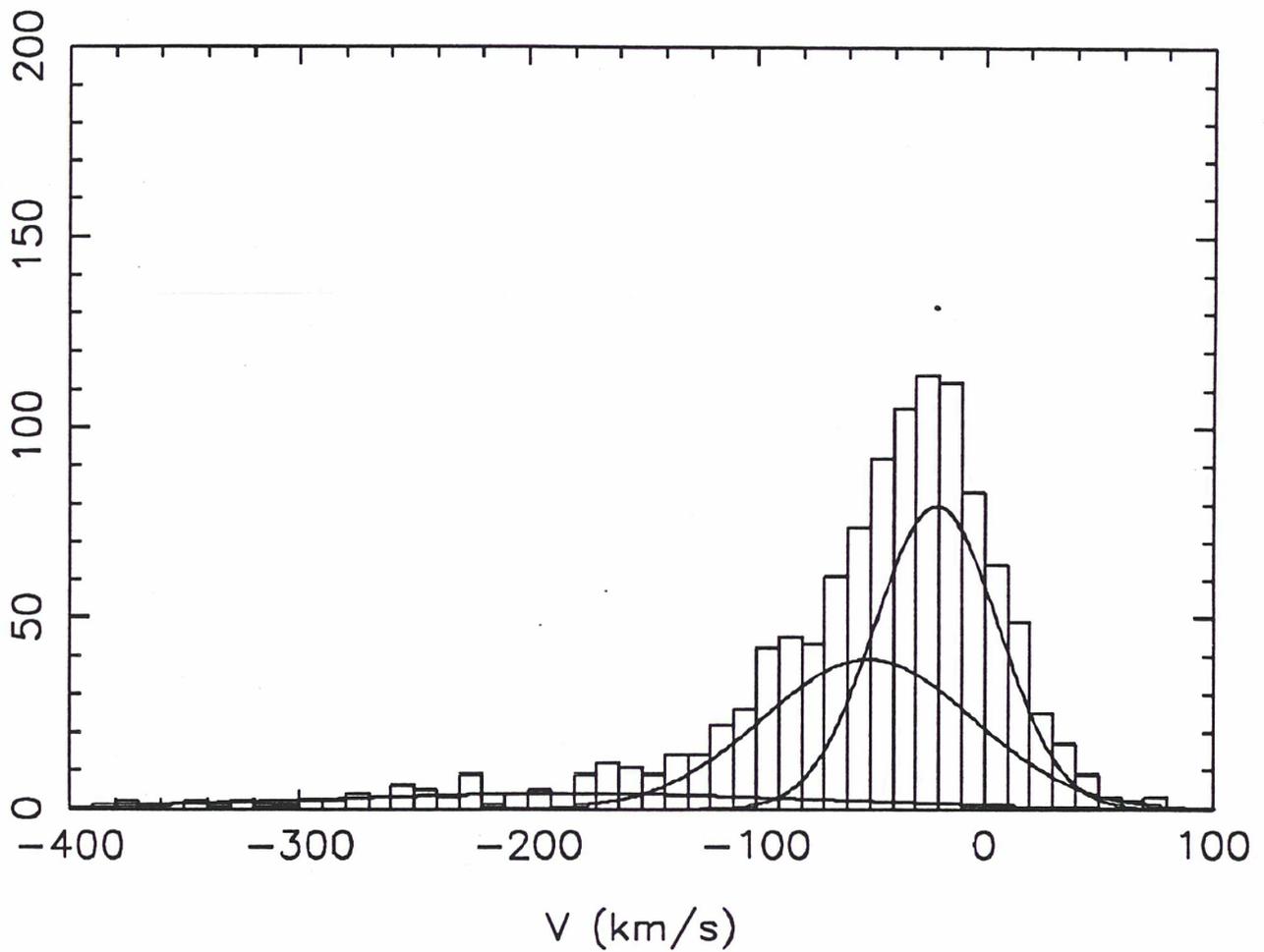


Figure 37 : Histogramme de la vitesse V pour les étoiles du bin C ($1000 \leq z < 2000 pc$). Les 3 composantes gaussiennes, solutions de SEM, correspondant au disque, au disque épais et au halo sont représentées.

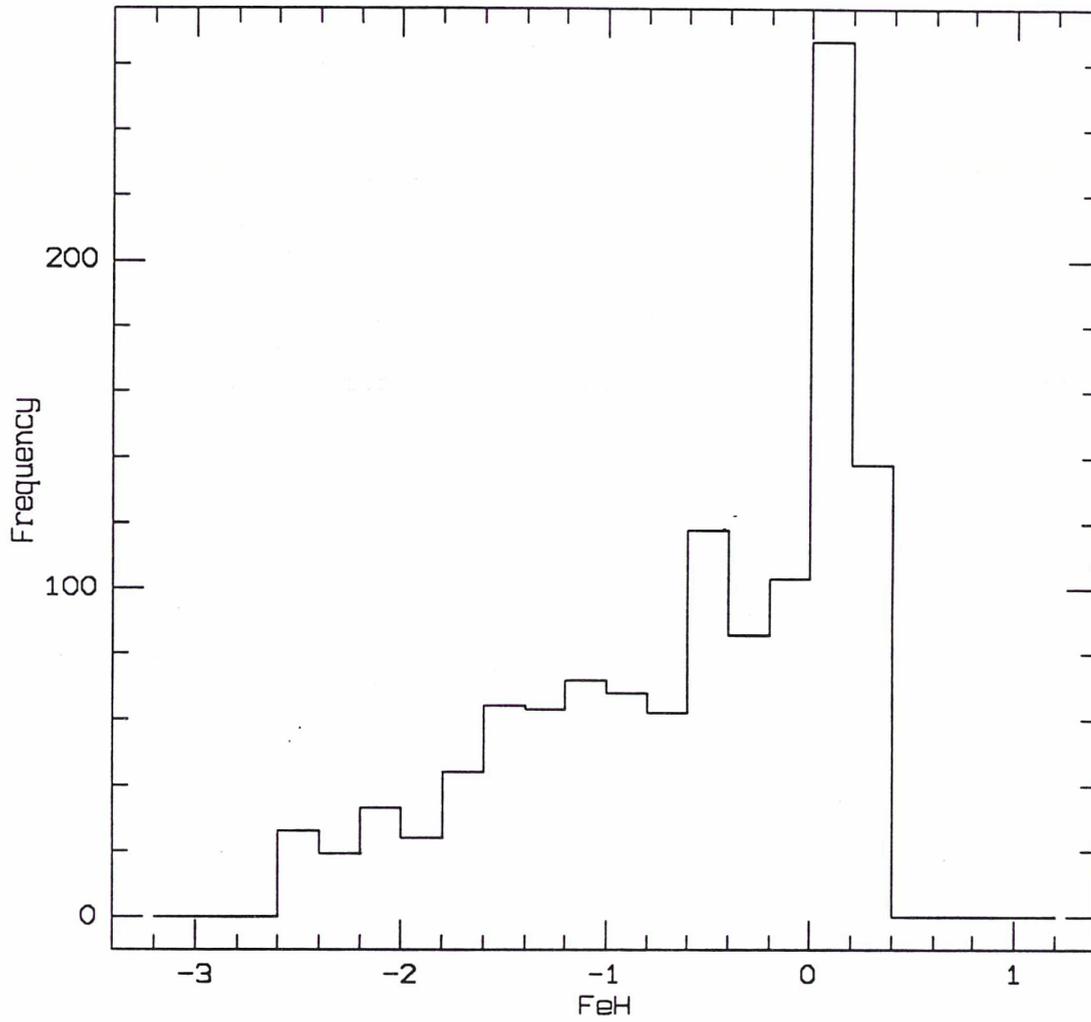


Figure 38 : Histogramme de la métallicité pour l'échantillon II.

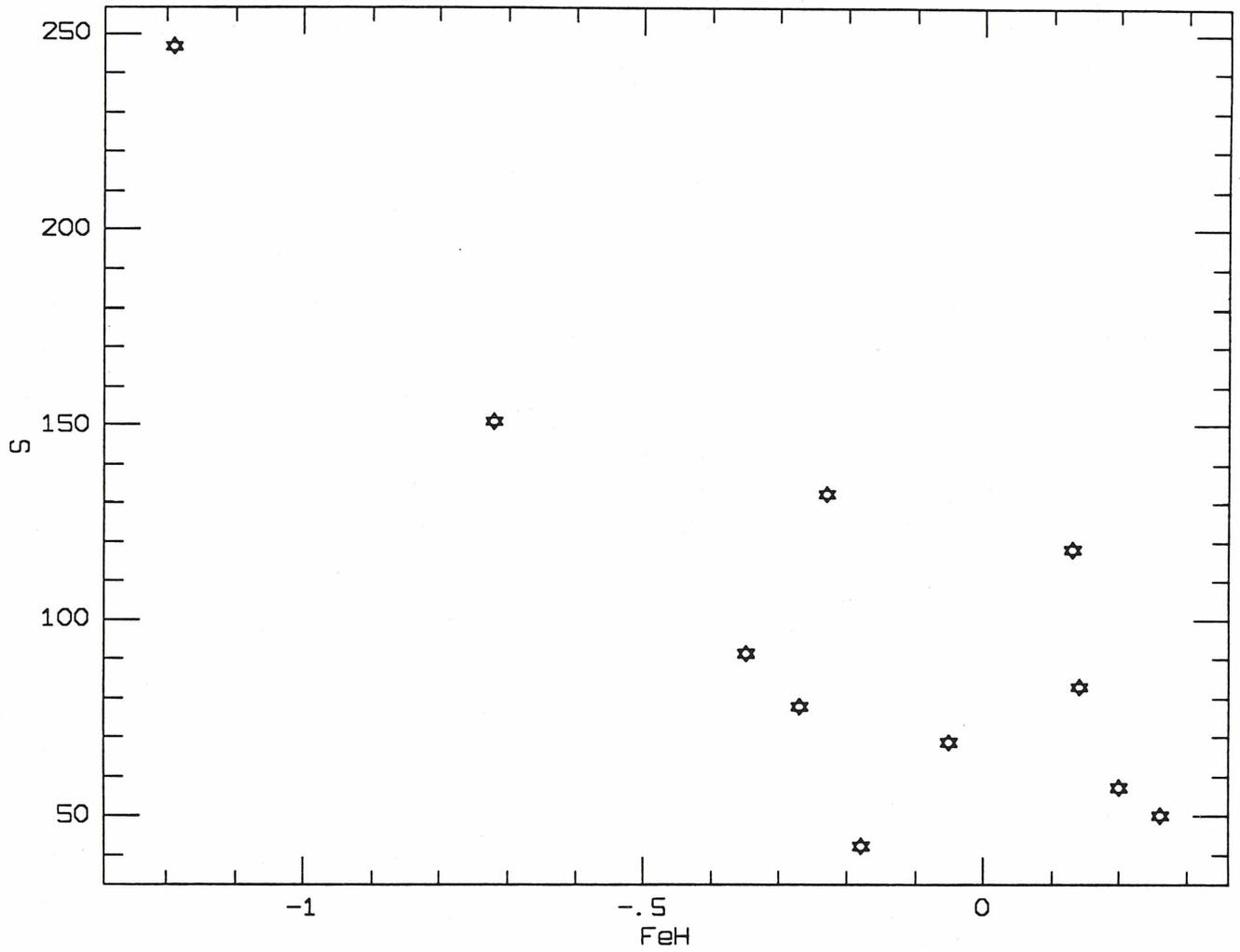


Figure 39 : Module de la vitesse spatiale en fonction de la métallicité pour les 11 étoiles observées en spectroscopie.

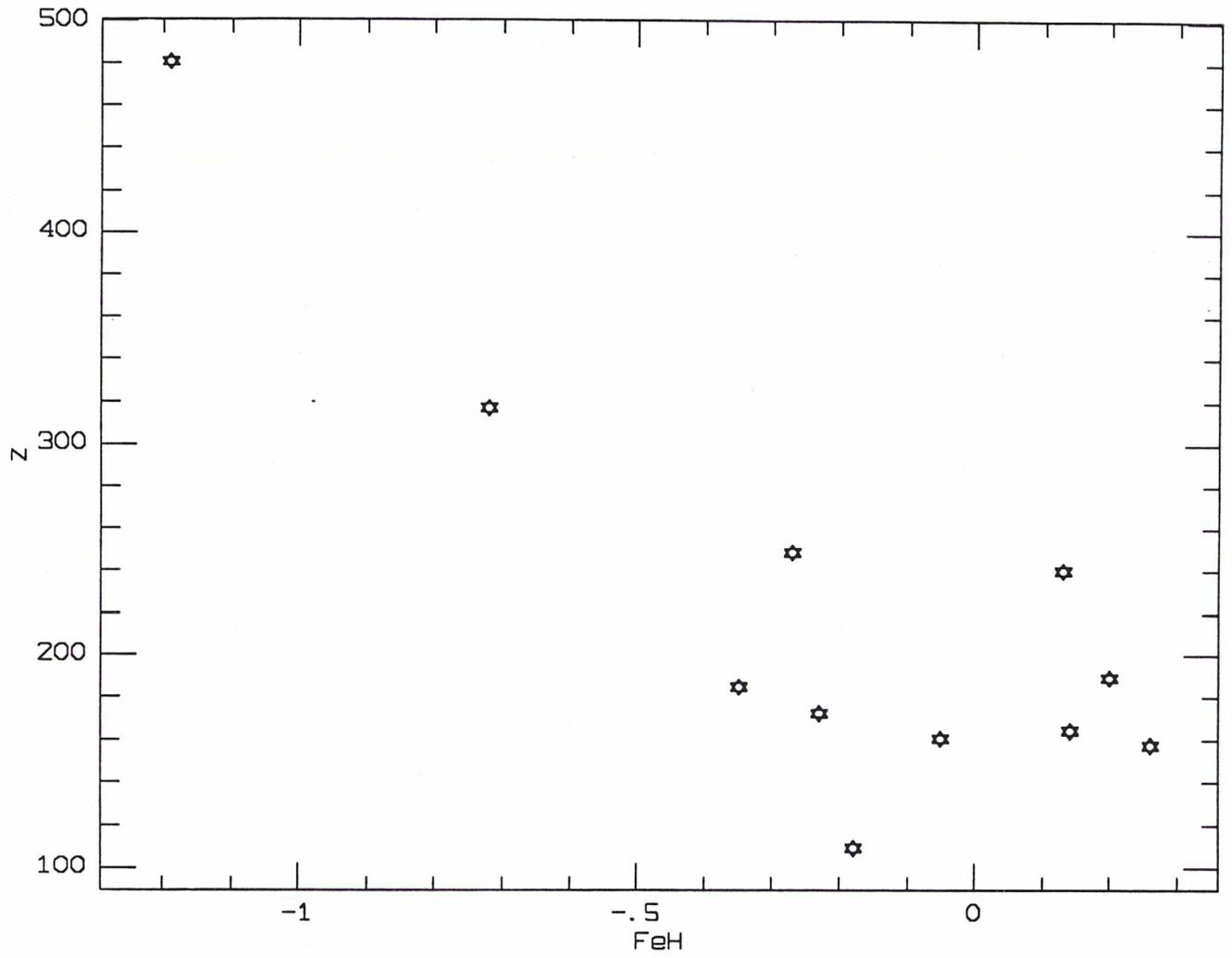


Figure 40 : Distance z au dessus du plan en fonction de la métallicité pour les 11 étoiles observées en spectroscopie.

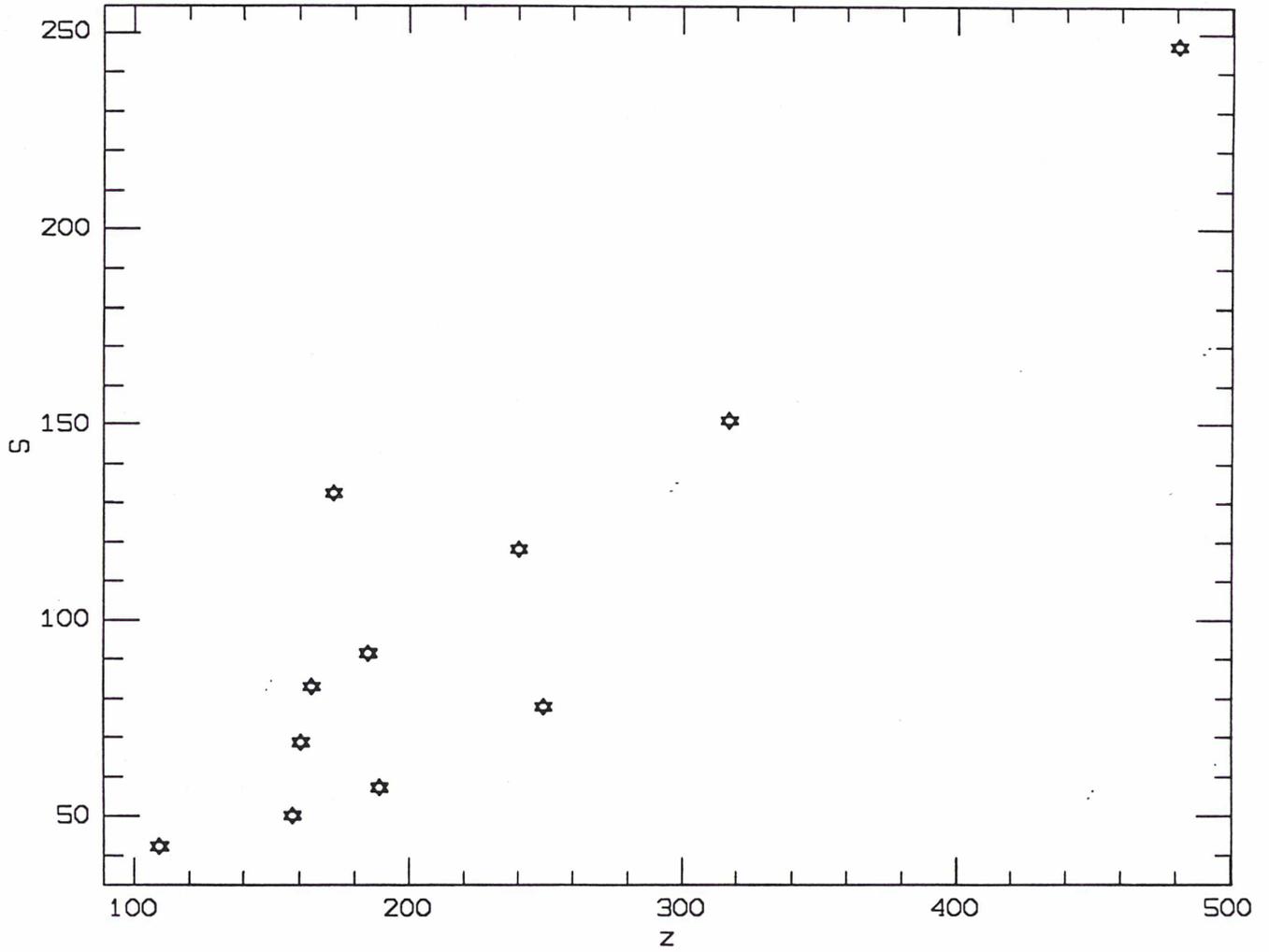


Figure 41 : Module de la vitesse spatiale en fonction de la distance z au-dessus du plan pour les 11 étoiles observées en spectroscopie.

diagramme de MPR

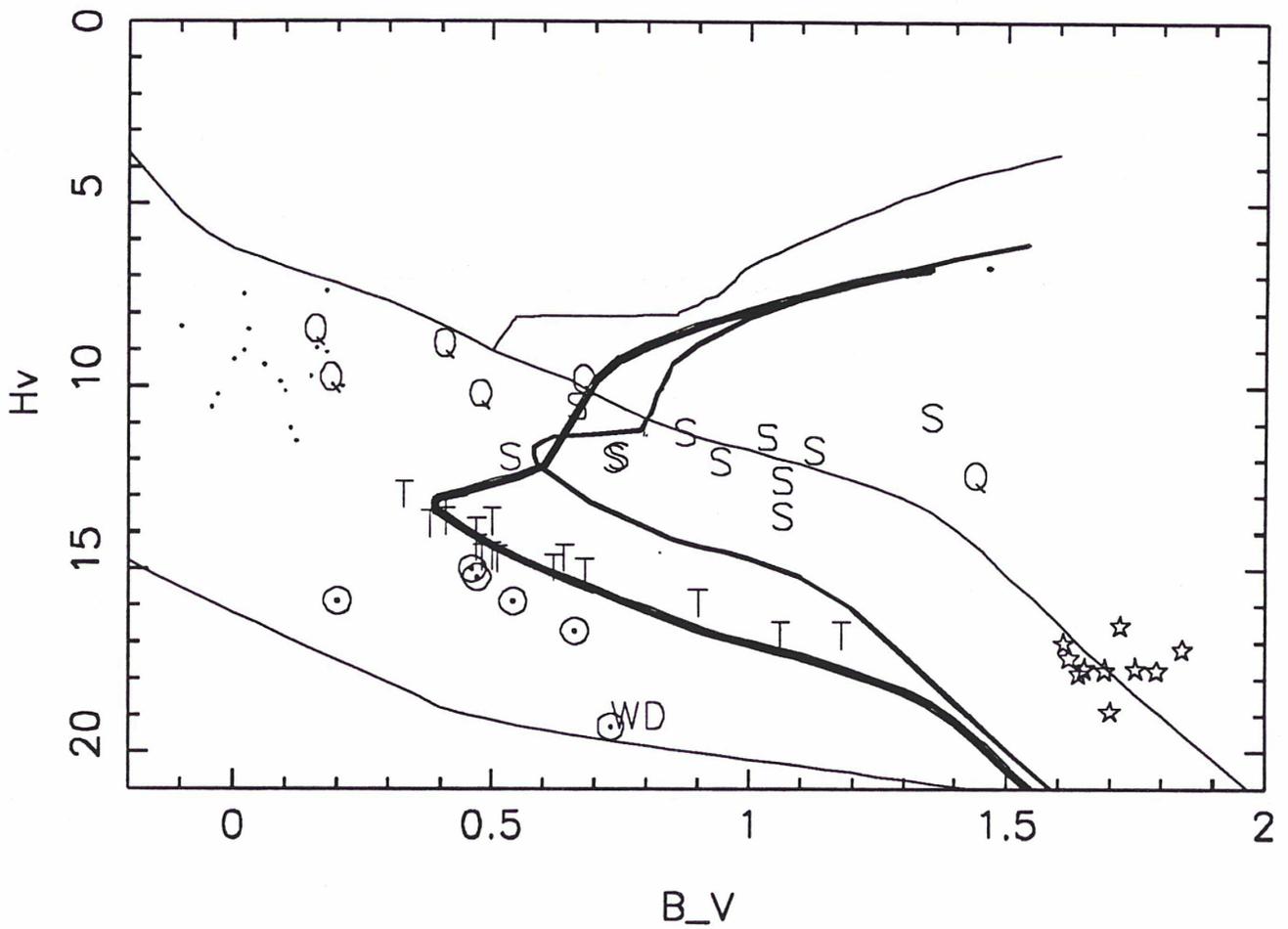


Figure 42 : Diagramme de mouvement propre réduit avec les séquences théoriques représentant les différentes populations et classes de luminosité, et les objets déjà connus: 6 quasars (Q), 11 étoiles observées en spectroscopie (S) et une naine blanche (WD). Ont été rajouté quelques objets à approfondir : candidats quasars ou étoiles de la branche horizontale (.), candidates naines blanches ou sous-naines du halo (\odot), candidates naines brunes \star .

ANNEXE I

Milliarcsecond proper motion measurements with MAMA

C. Soubiran

URA 335 et CAI-MAMA, Observatoire de Paris, F-75014 Paris, France

Received November 19, 1991, accepted January 24, 1992

Abstract. A set of 16 Schmidt plates of a field near the NGP have been digitized using the MAMA measuring machine. The resulting data provide a photometric B,V survey covering 20 square degrees including ~ 18000 objects. Proper motions are also obtained for 4384 of these objects, on a 7 square degree field. The sample is complete down to $V=17$, and the accuracy of the proper motions is better than 2 milliarcsec/yr.

Key words: astrometry – reference systems – photometry – stellar content of the Galaxy

1. Introduction

During the past decade, the knowledge of the Galactic structure has considerably evolved thanks to the statistical analysis of photometric surveys of stars (see for example Gilmore et al. 1985, Stobie & Ishida 1987). Photometric distances provide a useful tool to study the luminosity function and star-count data are also used to constrain the different models of the Galaxy. Some studies also include proper motions which give precious information on stellar populations and their kinematics, Galactic rotation and motions in various directions (Chiu 1980, Murray 1986, Reid 1990, Majewski 1991, Bienaymé et al. 1991). Additional observations are needed to go further in the study of the Milky Way, including complete samples of stars in large fields, reaching faint magnitudes, with precise photometric and astrometric measurements free of systematic errors. This kind of data is typically obtained with the association of Schmidt plates and automated scanning machines. For the present project, a set of 16 plates from the Palomar, Tautenburg and Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) Schmidt telescopes have been scanned with the high-efficiency Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie (MAMA). This microdensitometer is developed and operated by INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) and is located at Observatoire de Paris.

The studied field lies 10 degrees away from the NGP, which is not a crowded region (the problem of crowded fields comes from the overlapping objects which are difficult to separate with an automated process). It is also easier to detect galaxies at high galactic latitude. The third advantage of the poles is that one has access to the (U,V) velocity distribution without knowing the radial velocities of the stars.

This paper is devoted to the description of the adopted reduction methods with a particular emphasis on the proper motion determination, which uses differential measurements from high

degree polynomial plate to plate transforms. This recent technique (see Bienaymé et al. 1991), is here for the first time applied to a large number of plates and a long time baseline. Associated with the very good quality of the MAMA measurements, it provided proper motions to better than 2 milliarcsec/year. This high accuracy has never been reached using Schmidt plates, and on such a large area (7 square degrees, 4384 objects). Usually, the milliarcsec accuracy can be reached using plates from long-focus telescopes (see Chiu 1980, Majewski 1991) but in this case, the survey covers a very small area (a few arcmin).

The proper motions are referred to a precise absolute system using a set of very carefully selected galaxies. The last section of the paper gives a brief comparison of these new photometric data in the M3 field with other star-counts.

2. Observational data

2.1. Plate material and measurements on MAMA

The photographic plates used in this project are listed in Table 1a) and 1b). The first epoch plates are glass copies of 1950 E and O plates of the Palomar Observatory Sky Survey. A set of 6 plates from the Tautenburg Schmidt telescope covers a range of 17 years (1964-1981) while the last epoch plates (1989-1990) come from the OCA Schmidt telescope. These eleven plates, covering a 40 years baseline, were used to obtain differential proper motions. Except 131-E, all these plates are in a blue passband. Their common field is restricted by the size of the Tautenburg plates ($3^\circ \times 3^\circ$). Moreover, only the central part of the plates has been considered in order to avoid the calibration steps on one edge and the M3 globular cluster on the opposite edge. The M3 zone was rejected from the astrometric reduction because of the difficulty of pairing objects from different plates in a crowded region, and also to avoid the bias introduced by the proper motion of the cluster in calculating the plate to plate transforms. The astrometric field results in a 7 square degrees area centered on AGK3 +30° 1289 (1950 coordinates : $\alpha = 13^h 33^m 57.3^s$, $\delta = +30^\circ 01' 46''$).

The five photometric plates, listed in Table 1b), have long exposure time and the combinations filter/emulsion have been chosen to be as close as possible to the Johnson B,V passbands. The center of these plates is slightly shifted, compared with the astrometric field, in order to get the photometric standards near M3 far away from the plates edges where the measurements are less accurate. These plates have been used for the B and V magnitude measurements. They have not been used for the astrometric reduction because of the chosen coarse-grain emulsions which have been proved to be the best for photometric studies

Table 1a. Astrometric plate material

Plate	type	epoch	scale ("/mm)
131-E	POSS copy	1950.430	67.13
131-O	POSS copy	1950.430	67.13
1604	Tautenburg	1964.271	51.40
1988	Tautenburg	1965.334	51.40
4048	Tautenburg	1974.205	51.40
4142	Tautenburg	1974.397	51.40
5477	Tautenburg	1980.285	51.40
5612	Tautenburg	1981.419	51.40
2257	OCA	1989.104	65.25
2269	OCA	1989.192	65.25
2442	OCA	1990.151	65.25

Table 1b. Photometric plate material

Plate	type	epoch	filter - emulsion
2450	OCA	1990.20	GG495 - IIaD (V)
2470	OCA	1990.31	GG495 - IIaD (V)
2477	OCA	1990.31	GG385 - IIaO (B)
2604	OCA	1991.00	GG385 - IIaO (B)
2606	OCA	1991.07	GG385 - IIaO (B)

(Mohan,1987), but which give granulation in the sky background, hence less accurate centroids, especially for faint stars.

Each plate was scanned with MAMA, using a sampling step and pixel size of $10\mu\text{m}$, with two modes of digitization : *pavé*-mode and systematic-mode. In *pavé*-mode, MAMA operates from a search list consisting in different objects useful to the program : astrometric standards for matching the plates, known quasars for absolute proper motion and photometric standards. During the second step, MAMA provides the position, density flux, area and morphological parameters for each image on the plate (including emulsion flaws, dust specks and scratches). The detection is performed by thresholding the images at a fixed level above the sky background, which has been chosen to be 3 times the standard deviation of the sky background about the mean. This adopted value was determined in preliminary studies to perform the photometric calibration as deep as possible with correct images. The center of the images is defined by the centroid of the detected pixels, weighted by their density. The number of pixels which form an image has then to be large enough to provide a good accuracy on position. For this reason, all the objects with an area smaller than 10 pixels have been removed from the output catalogue. This is a compromise between a large number of detected objects and the good quality of their shape and center.

The treatment of plates with MAMA has been extensively described by Berger et al. (1991).

2.2. Cross-identification

The pairing routine uses a set of bright stars measured in *pavé*-mode. These stars have been chosen to be easily identified from one plate to another. They are used to determine a second order polynomial function to transform the (x,y) coordinates in a system defined by one master plate. This calculation is iterative and rejects stars giving large residuals on position (mainly the brightest stars with diffraction spikes and halation rings). The best plate in terms of image quality and depth has to be chosen as the master plate. The POSS copies are the deepest but contain a lot of scratches and merging stars, and bright stars have distorted shapes. Finally the reference plate was set by the 1604 Tautenburg plate (T1604) for the astrometric reduction, while the plate OCA 2606 is the best of the photometric plates. Taking all the objects of the master plate, the pairing program searches within a given radius from the predicted position the counterpart of the image on the compared plate. The search radius has to be large enough to allow the pairing of large proper motion stars when comparing plates separated by a long time baseline, and it has also to take into account the random errors in (x,y) coordinates. A value of 5 arcsec was taken as search radius for matching same epoch plates, while the proper motion limit was set to 1.5 arcsec/yr. As an example, the search radius is $670\mu\text{m}$ when matching T1604 with OCA 2442. With such a large radius, the pairing lists contain a few multiple matches. In such cases, the nearest object with the same magnitude is considered as the good match. Despite this criterion, a few ambiguous pairings remained and were eliminated from the study.

Image detection on a Schmidt plate gives many spurious images, the vast majority of which are eliminated through the pairing process and hopefully the probability that a pair with an ambiguous object remains present in the intersection of the different data sets is very low.

Depending on the compared plate, from 6% to 20% of the images remain unpaired. Most of them are very faint and the largest part of the lost objects is due to less exposed plates whose limiting magnitude is brighter than the master's. The other part of unpaired images is contributed by spurious images (as mentioned above) and by images merged by the detection process into one plate but not on the master plate. The analysis of the surface density of unpaired images did not show any significant field effect. For the astrometric field, the cross-identification results in 10 data-sets that have to be merged to provide for each object of the survey a list of 11 positions in the T1604 system, which will give the proper motion.

3. Photographic photometry

3.1. Calibration

The calibration of B and V plates (Table 1b) was based on photoelectric sequences taken from Penston et al. (1971) and Sandage (1970). The former consists in 3 stars with V around 16 mag, observed near the quasar 3C286. The later consists in 98 stars with $8.42 \leq V \leq 21.12$ in M3. But not all of these stars were used in the calibration. Because of the limiting magnitude of the plates, the faintest standards have not been detected, or have been detected with diffuse or elongated shape. The deformation of the shape is amplified by crowding effects: some close pairs were not resolved by the deep thresholding. Hence the corresponding badly detected standards were eliminated from the sequence. Three

other stars were rejected because of identification errors made during the visual recognition on Sandage charts. The resulting sequence consists in 68 to 75 stars, depending on the plate. B and V standard magnitudes were converted to photographic instrumental colours using Eqs. (1) and (2). These equations have been previously determined for the respective emulsion-filter combinations by calibrating the OCA Schmidt telescope (Mohan & Cr ez e, 1987).

$$V_{inst} = V_{John.} - 0.14(B - V)_{John.} + 0.006(U - B)_{John.} \quad (1)$$

$$B_{inst} = B_{John.} - 0.16(B - V)_{John.} - 0.048(U - B)_{John.} \quad (2)$$

The correspondence between instrumental magnitudes and measurements has been obtained by fitting a third order polynomial between the magnitudes and decimal logarithms of MAMA density fluxes of the standards. An example of polynomial fit, for the plate 2604, is shown in Fig. 1. The characteristics of the calibration curves for the five plates are listed in Table 2, where the last column indicates the number of detected objects in the magnitude interval. The photographic magnitudes of the detected objects have been converted to Johnson B and V by inverting Eqs. (1) and (2). The (U-B) term has not been considered since there is no instrumental U. The value of (U-B) can reach 1.8 for late type main sequence and giant stars (see Allen, 1973) so that the corresponding term in Eqs. (1) or (2) remains smaller than the random errors.

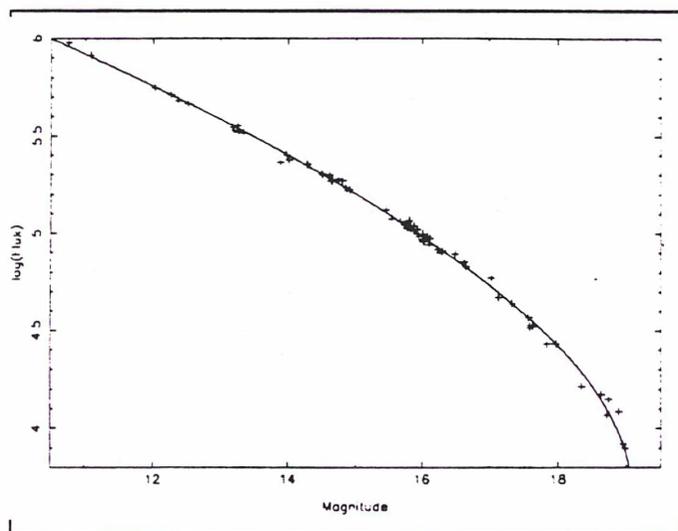


Fig. 1. Third order calibration curve for plate 2604; 75 standards were used and the resulting rms dispersion is 0.085 mag

3.2. The B, V photometric survey

As mentioned above, the photographic B or V magnitudes have been obtained on each photometric plate. After matching the individual data-sets, the three values of B and the two values of V are averaged for each object of the catalogue in order to obtain the final instrumental magnitudes. The rms dispersion of the mean give an idea of the internal errors. High residuals were observed near M3, where crowding effects have probably produced a lot of erroneous pairs. Hence we have rejected all the objects within a 7.3 arcmin radius around M3. The vignettted

part of the plate gives also an important bias in photometry and we have decided to reject all the objects near the edges and the calibration steps. The final photometric survey covers exactly 20.26 square degrees and contains 18112 objects with both B and V magnitudes.

Before making some verifications about the homogeneity of the photometric sample, stars and galaxies have to be classified. The distribution of density flux versus $\log(\text{Area})$ as described in Reid & Gilmore (1982) has been used. Galaxies have a lower surface brightness and hence a lower density flux for a given area. For a large enough area, stars form a distinct sequence with a sharp edge while galaxies have a spread distribution, and automated star-galaxy separation can be performed (see Fig. 2). A fourth order polynomial is fitted by least-squares as the relation between the density flux and the $\log(\text{area})$. This process is done iteratively, and since stars are far more numerous than diffuse objects and with a sharp distribution, the final curve is adjusted through the stellar sequence, along its maximum density. The galaxies are then considered to be all the objects below 6σ of this polynomial. Despite this criterion, it should be noticed that a few non resolved multiple stars might have been misclassified as galaxies. The reliability of the classification decreases rapidly for stars close to the limiting magnitude of the plate. Here the deepest plate (2606) has been used, and the separation was possible down to $B = 18.5$, but was reliable down to $B = 17.5$. The set of selected galaxies represent 10% of the sample down to $B = 17.5$. Most of them come from a cluster at 1.5° north of M3. For the faintest part of the sample, it is difficult to evaluate the proportion of extragalactic objects, as their number is growing sharply with the increasing magnitude.

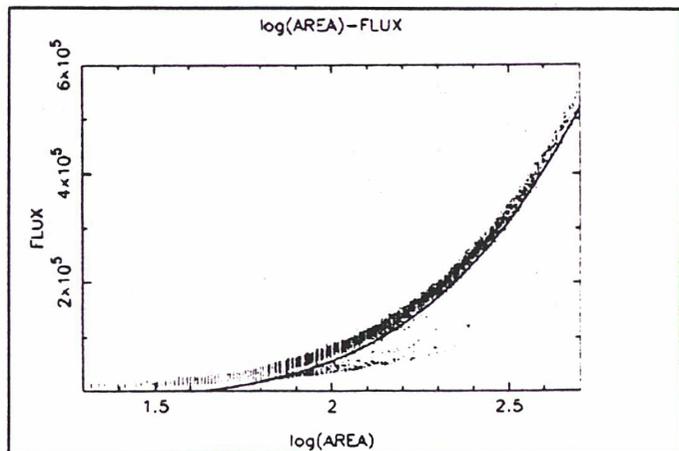


Fig. 2. Star-galaxy separation : the discrimination curve is drawn 6σ below the fourth order polynomial fitted on the maximum density of the stellar sequence

After removing the galaxies from the sample, the surface density of the stellar sample has been tested on a grid of 5×5 areas. The number of objects does not vary significantly from one square to another, neither the mean B and V magnitudes. This indicates that there should not be any star cluster in this field. We also searched for color effects. None is evident : the mean of B-V varies from 0.76 to 0.86.

From the analysis of the V histogram (Fig. 3), the sample has been estimated to be complete down to $V=17$. This estimation is given by the beginning of the turnover in the histogram which

Table 2. Photometric reduction :

Plate	magnitude interval	Number of standards	rms dispersion	Number of objects
2450	$11.35 \leq V_{int} \leq 18.40$	68	0.11	23096
2470	$11.15 \leq V_{int} \leq 18.58$	70	0.12	27385
2477	$10.59 \leq B_{int} \leq 19.17$	73	0.09	22609
2604	$10.63 \leq B_{int} \leq 18.97$	75	0.085	21986
2606	$10.63 \leq B_{int} \leq 19.39$	79	0.11	30683

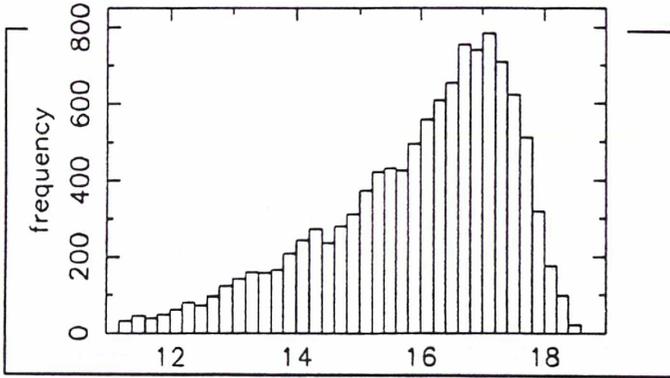


Fig. 3. Histogram of the V magnitude for the 18112 objects of the photometric survey

reflects the growing incompleteness as the red stars become fainter than the limiting magnitude of the plates.

4. Astrometry

4.1. The reference system

An usual way to determine proper motions is to define a reference frame with astrometric standards of known celestial coordinates and proper motion. But the link of proper motions to an astrometric catalogue gives errors principally due to the errors that remain in astrometric catalogues and also to the paucity of reference stars in a Schmidt field which does not allow a good modelisation of the transform between the (x, y) measurements and the standard coordinates. It is well known that the global low-order polynomial expansions are poor representations of the relation between standard and measured coordinates, which is dominated by systematic effects principally due to the constraints the plates are submitted to when placed at the focus of the telescope. Another problem with astrometric standards is to link stars in a large range of magnitude ($12 \leq B \leq 19$) with bright stars, the center of which is not well defined on long exposure plates, because of deformations and saturation.

As a matter of fact, the transform of (x, y) to (α, δ) is not necessary in our case since we are only interested in proper motions, not in accurate positions on the celestial sphere. The absolute reference frame will then be set with cartesian coordinates, and in a second step, since the proper motions are very small angles and (x, y) axis are very close to the (α, δ) axis on a Schmidt plate, we will make the approximation : $\mu_\alpha \simeq \mu_x$, $\mu_\delta \simeq \mu_y$.

An alternative way is to define a reference frame with the majority of stars detected in the field, which are distant enough to have a quasi-null projected motion, and then to compute proper motions in a differential way. The set of these "background" stars is constituted by different groups having their own kinematic properties as a consequence of the Galactic rotation and evolution. However, if we assume that these different groups are uniformly spread all over the plate, which means that there is no stream or cluster in any part of the plate, then the mean proper motion of the background stars is constant all over the considered field. Then the background stars can define the reference system, and be used to modelise the plate-to-plate transforms. Any clustering or streaming effect would provide a local distortion of the reference frame. This method was suggested by Cr ez e & Bienaym e (1991).

4.2. Plate-to-plate transforms

The simple plate-to-plate transform, as described in the cross-identification section, while adequate for the matching of measurements of different plates, is not of sufficient precision to allow the proper motion determination. In order to get the best possible accuracy on proper motion, we have to find the best transform between the measured coordinate mapping on a given plate and the chosen reference system, which is materialized on the master plate.

Using the classical polynomial expansions, the transform in (x, y) between a given plate and the master plate can be written as :

$$x'_0 = f_x(x, y) = \sum_{m,n} \alpha_{n,m} P_{n,m}(x, y)$$

$$y'_0 = f_y(x, y) = \sum_{m,n} \beta_{n,m} P_{n,m}(x, y)$$

where (x, y) are the observed coordinates of a star on the compared plate, (x'_0, y'_0) are its transformed coordinates referred to the system of the master plate, $P_{n,m}(x, y) = L_n(x)L_m(y)$ where L_n is the Legendre polynomial of order n , and N is the chosen order of the transform.

The principle of this computation is close to the one used by Chiu (1977). But here the approach is not to include only terms suggested by a *a priori* physical arguments. As a matter of fact, the various distortions which are present on a Schmidt plate can be more complicated than those which are usually explained by quadratic terms or $\alpha(x^2 + y^2)$ and $\alpha(x^2 + y^2)^2$ terms, and it is

impossible to foresee the best polynomial function for each kind

of distortion. The use of high degree polynomials, that are chosen to be orthogonal, will permit to modelise the distortions at different scales, principally due to the geometric surface of the Schmidt plates. This method has already been used successfully by Bienaymé et al. (1991). The theoretical advantage of orthogonal polynomials is to give a better estimate of the accuracy on the coefficients of the transform, which are not correlated if the distribution of (x, y) coordinates follows approximately the weight-function of the chosen kind of polynomials (Dahlquist & Björk, 1974). Assuming that the stars are equally distributed all over the field, which is true if we do not consider the neighbourhood of M3, the weight-function is constant and the corresponding orthogonal polynomials are Legendre polynomials. The choice of orthogonal polynomials, instead of ordinary polynomials, is just a convenient writing and does not change anything to the modelisation of the plate-to-plate relations. The problem is to compute the set of coefficients α_{nm}, β_{nm} for $n = 0, \dots, N; m = 0, \dots, N$ which minimize

$$\sigma_x^2 = \sum_{N_b}^{i=1} (x_{0i}^2 - x_0^2)^2$$

$$\sigma_y^2 = \sum_{N_b}^{i=1} (y_{0i}^2 - y_0^2)^2$$

where N_b is the number of stars involved in the transform, and (x_{0i}, y_{0i}) are the observed coordinates of star number i on the master plate. A least-square estimation consists in solving

$$\frac{\partial \sigma_x^2}{\partial \alpha_{nm}} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_y^2}{\partial \beta_{nm}} = 0 \quad \forall n, m$$

This leads to 2 linear systems of order $(N+1)^2$:

$$A\alpha = Bx, \quad A\beta = By$$

where

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_{00} \\ \alpha_{10} \\ \vdots \\ \alpha_{NN} \end{pmatrix}, \quad B_x = \begin{pmatrix} \sum_{N_b}^{i=1} x_i P_{00}(x_i, y_i) \\ \vdots \\ \sum_{N_b}^{i=1} x_i P_{NN}(x_i, y_i) \end{pmatrix}$$

$$\beta = \begin{pmatrix} \beta_{00} \\ \beta_{10} \\ \vdots \\ \beta_{NN} \end{pmatrix}, \quad B_y = \begin{pmatrix} \sum_{N_b}^{i=1} y_i P_{00}(x_i, y_i) \\ \vdots \\ \sum_{N_b}^{i=1} y_i P_{NN}(x_i, y_i) \end{pmatrix}$$

and

$$A = \begin{pmatrix} P_{00}P_{00} & P_{00}P_{01} & \dots & P_{00}P_{NN} \\ P_{01}P_{00} & P_{01}P_{01} & \dots & P_{01}P_{NN} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{NN}P_{00} & P_{NN}P_{01} & \dots & P_{NN}P_{NN} \end{pmatrix}$$

$P_{jk}P_{rs}$ is an abbreviation for $\sum_{N_b}^{i=1} P_j^k(x_i, y_i) P_s^r(x_i, y_i)$.

For each couple of plates, the calculation of α and β is iterative. At the first iteration, all the stars paired with the cross-identification routine are used, but the large residuals, corresponding to large proper motion stars, are rejected from an iteration to another, using a 3σ criterion. Hence, only background stars remain in the plate-to-plate transform. This takes typically 8 to 12 iterations. The advantage of the differential method as used here is that the relation between the measured coordinates of stars on one plate and those on the master plate is very well constrained by the large number of reference objects. Table 3 indicates for each plate compared with T1604, the time baseline, the number of associated objects after the cross-identification, the number of objects used in the transform, and the least-square residual in both coordinates. The order of the transform has been chosen to be 3 for T1988, because of the same telescope, same center and almost the same epoch than the master plate T1604, while for the other plates, the order of the transform is 4, which means a total of 50 coefficients. The choice of the order of the transform, and its consequences on the accuracy of the results has been described in Bienaymé et al. (1991).

To get the best possible accuracy, the elongated objects with an ellipticity larger than 0.5 have not been considered in the calculation of the coefficients. The rms residuals reflect the scatter of the reference system. It is increasing with the time baseline, because the transform involves stars with a non-zero proper motion.

4.3. Proper-motion determination

For each plate no k ($k = 1, \dots, K$), and for each star n^i ($i = 1, \dots, N_b$), we have a theoretical position (x_{0k}^i, y_{0k}^i) in the reference system defined by the master plate no 0, and a value of the displacement:

$$\Delta x_k^i = x_{0k}^i - x_0^i$$

$$\Delta y_k^i = y_{0k}^i - y_0^i$$

Introducing the proper motion, this can be written:

$$x_{0k}^i = x_0^i + \Delta x_k^i = X_{0i} + L_k^x t_k + c_{0k}^i$$

$$y_{0k}^i = y_0^i + \Delta y_k^i = Y_{0i} + L_k^y t_k + c_{0k}^i$$

For a given star, it may happen that the corresponding images do not have the same quality on each plate. A weighting matrix is assigned to each coordinate and explained in the next section. It is again a classical least-square problem, consisting in determining the position of star i at the initial epoch (X_{0i}, Y_{0i}) and its proper motion (L_k^x, L_k^y) which minimize $\begin{pmatrix} c_{0k}^i \\ c_{0k}^i \end{pmatrix}$.

For each star n^i , the normal equations are:

$$\begin{pmatrix} \sum_{K=1}^K w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k^2 w_{0k}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_k^x \\ L_k^y \\ c_{0k}^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{K=1}^K w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k^2 w_{0k}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{0i} \\ Y_{0i} \\ c_{0k}^i \end{pmatrix}$$

and

$$\begin{pmatrix} \sum_{K=1}^K w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k^2 w_{0k}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_k^x \\ L_k^y \\ c_{0k}^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{K=1}^K w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k w_{0k}^i \\ \sum_{K=1}^K t_k^2 w_{0k}^i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{0i} \\ Y_{0i} \\ c_{0k}^i \end{pmatrix}$$

The solution is simply performed by inverting the 2×2 matrix of the normal equations. From the rms residuals on both

Table 3. Plate-to-T1604 transforms :

Plate no	t_k (years)	total number of pairs	number of reference stars	σ_x (μm)	σ_y (μm)
P131-E	-13.841	5957	3616	2.9	2.6
P131-0	-13.841	5999	3518	3.0	2.8
T1988	1.063	5354	4603	1.9	2.0
T4048	9.934	4330	3568	4.2	3.6
T4142	10.126	5451	4105	3.4	3.3
T5477	16.014	5561	3700	4.4	4.0
T5612	17.148	5334	3266	4.7	4.2
OCA2257	24.833	5441	3060	4.5	3.7
OCA2269	24.921	5559	3152	4.4	3.8
OCA2442	25.880	5419	3129	4.7	4.8

coordinates, s_i^x and s_i^y , the least square errors $\sigma_{x_{0i}}$, $\sigma_{y_{0i}}$, $\sigma_{\mu_x^2}$, $\sigma_{\mu_y^2}$ are derived.

The solution has been computed with $K=10$, and for a few stars with $K=9$. The final proper motion survey contains 4384 objects and covers exactly 7.1 square degrees.

4.4. Weighting system

As noted above, it happens that the measurements are degraded because of blended images on one of the 11 plates. The corresponding value of (x_{ki}, y_{ki}) has then to have a lower weight in the proper motion calculation. The weighting system is set as follows : for each star a first solution is obtained with a unit weight on each measurement. The internal error of each measurement is then compared to the rms residuals s_i^x and s_i^y . If the internal error is 2.5 times greater than the rms residual then a half weight is assigned to the corresponding coordinate, a zero weight is assigned for 4 times the rms residual. The worst plate is T 4048 for which 29% of the objects have a half weight or a zero weight. The best plate after the master one is OCA 2257 for which only 2% of the measurements have a half weight.

4.5. Accuracy of the proper motion survey

The inaccuracies in proper motions may arise from different sources : the plate-to-plate model, the MAMA measurements and the quality of the images. The former errors include astrometric errors that are dependent on the position of the images on the plate and those dependent on the physical properties of the images in question. The errors dependent on position are compensated by the use of high degree polynomials, which are supposed to modelise a large kind of surface distortions. On the other hand these distortions, which are well known for Schmidt fields, should not be that important in our case since the small studied area only includes the central part of the plates. Another error in this category could come from the differential atmospheric refraction, which is dependent on the zenith distance. But we did not noticed any dependence of the residuals on x , y or on the distance to the center of the plate.

The photometrically dependent errors have to be analysed carefully since no magnitude and color terms are included in the plate-to-plate transforms. These errors are averaged by the fact that the reference stars are in a large interval of magnitude and color, and with a high surface density. The random errors of the differential proper motions versus the apparent V magnitude are shown in Fig. 4. As can be noticed, the errors are very low except for a few objects and remain approximatively constant down to $V=17$, but increase rapidly at faint magnitudes which is a consequence of the inaccurate centering of faint objects. The mean error gives an idea of the internal accuracy of the survey. For $V \leq 17$ a value of 1.8 milliarcsec/yr is obtained for σ_{μ_x} and 1.7 for σ_{μ_y} . A slight improvement should be obtained on the position of faint objects by using a gaussian fitting or a 2-dimensional correlation method as the centering algorithm (Chiu 1977, Bienaymé et al. 1988). But this distribution of errors shows that no magnitude term is necessary in the plate-to-plate model.

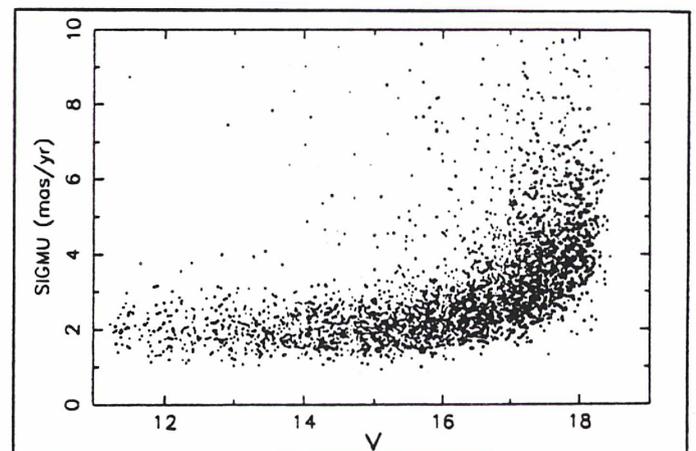


Fig. 4. Distribution of the total least-square errors ($\sqrt{\sigma_{\mu_x^2} + \sigma_{\mu_y^2}}$ in milliarcsec/yr) versus V magnitude

The dependence of the residuals on colour has been checked. Its principal cause could be the shift due to the variation of atmospheric refractivity with image colour. Since our measurements come from blue plates, there should not be any systematic effects in relation with passband, when comparing two plates. Figure 5 shows the averaged errors on proper motion per colour bins in both coordinates. This check has been done separately for stars with $B \leq 16$ and $16 < B \leq 18$. It seems that a colour effect remains present, which reaches 0.7 milliarcsec/yr for the faintest stars, between blue stars ($B - V = 0.5$) and the reddest stars ($B - V = 1.5$).

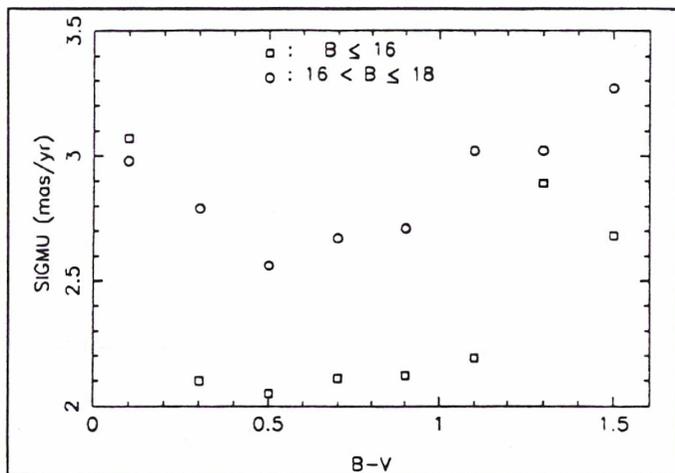


Fig. 5. Least-squares errors per color bins : the squares concern the stars with $B \leq 16$ while the circles concern the stars with $16 < B \leq 18$

Tests done on the MAMA machine prove that its repeatability is $0.2\mu\text{m}$ (Guibert et al., 1990). A systematic $x - y$ table error has been checked by analysing the same plate (2606) measured in two orientations. This test has been realized on a surface of $13.5\text{cm} \times 13.5\text{cm}$, which corresponds to the size of the studied field. The relation between the (x, y) mapping of the same objects in the two orientations has been chosen to be simply of order 1, not to modelise any effect due to the geometry of MAMA. The resulting residuals are shown on Fig. 6. No pattern can be noticed. The rms dispersion is $0.8\mu\text{m}$, when removing all the objects with an area smaller than 50 pixels, in order to eliminate the effects of the centering algorithm as mentioned above. When all the objects are considered, the errors have still a random distribution, but the typical dispersion is then about $1.3\mu\text{m}$ in both coordinates.

The comparison of two similar plates (same telescope, same epoch, same passband, etc) gives an idea of the errors due to the photographic images. The rms dispersion of the comparison is typically 1 to $1.2\mu\text{m}$ for the Tautenburg and OCA plates, and $2\mu\text{m}$ for the glass copies of the POSS. But these tests could not be done in optimal conditions since the POSS plates do not have the same passband, and the Tautenburg plates have not been taken at the same epoch. The values given above have been obtained by selecting stars brighter than $B \leq 18$ in order to remove the effects of the centering algorithm.

The last source of error on the determined proper motion of a star comes from the possibility of the deterioration of its image on one of the plates (dust, scratch, artificial satellite trails, blended image, etc), but this effect should be removed by the weighting system as described in Sect. 4.4.

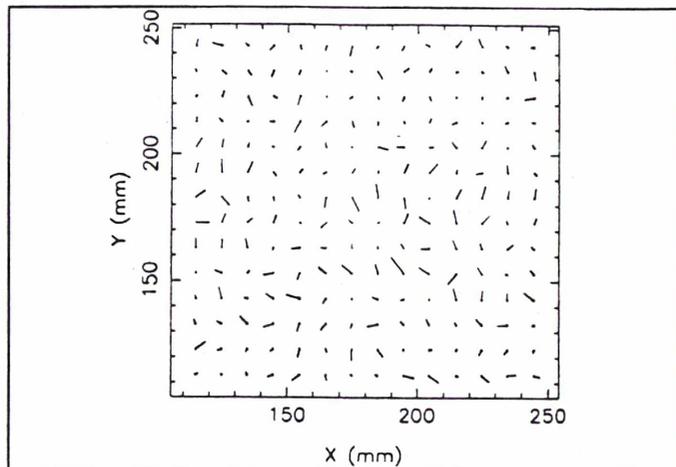


Fig. 6. Chart of the positional residuals on plate 2606 on $13.5\text{cm} \times 13.5\text{cm}$ area, after rotating of 90° . All the objects (7072) are used to compute the residuals. Each vector corresponds to the average error on a square of $1\text{cm} \times 1\text{cm}$. The largest vector corresponds to an error of $2.1\mu\text{m}$ ($0.13''$)

A parallactic effect should be present in the proper motion of close stars, since the plates used here have not been taken during the same month. It was not taken into account.

4.6. High proper motion stars

All high proper motion stars with $\mu \geq 180$ milliarcsec/yr in the survey have already been measured by Luyten in the NLTT catalogue (Luyten, 1981). Table 4 indicates the differences in the two components of the relative proper motions. There is a very good agreement for the brightest stars ($B \leq 16.5$), considering the error bars on the Luyten measurements (15 to 25 milliarcsec/yr).

A sample of 157 proper motion stars with $60 \leq \mu < 180$ milliarcsec/yr has been selected for complementary observations, in order to obtain their spectral types and radial velocities. The results will be presented in a forthcoming paper.

4.7. Reduction to absolute proper motions

Since our reduction uses reference stars which have a mean motion that is non-zero, the mean displacement of galaxies in this reference frame is used to offset the relative proper motions to absolute. The zero point of the proper motions is of great importance for further kinematical studies, so one has to be very careful in selecting the galaxies.

Contrary to the photometric case, the criterion of automatic classification has been deliberately defined in such way that only undoubted galaxies are selected, and the discrimination curve has been set at 8σ away from the stellar sequence (see Sect. 3.2). A sample of 60 galaxies is obtained for the master astrometric plate (T1604), which remains in the final 7 square degree proper motion survey. This set of objects has been visually verified in order to ensure that no unresolved multiple star or spurious image was misclassified as a galaxy. All of them were real galaxies but a few of them present a very large residual on the proper motion. They were identified as oversize galaxies with extended structures, inadequate for astrometric measurements. For this kind of very large galaxies with patterns, the centre of the image strongly depends on the exposure time and detection process, so that

Table 4. Comparisons with Luyten catalogue

LP	μ_{α}	μ_{γ}	$\sigma_{\mu_{\alpha}}$	$\sigma_{\mu_{\gamma}}$	B	$\mu_{\alpha} - \mu_{\alpha}(L)$	$\mu_{\gamma} - \mu_{\delta}(L)$
323-158	-222.2	-138.8	1.6	1.7	13.52	5.5	20.6
+29:2433	171.3	-22.2	0.8	1.3	< 11	-29.2	2.4
323-193	-530.4	-558.6	2.9	3.0	16.49	7.7	18.4
323-202	-219.4	101.7	1.1	1.6	16.73	17.9	5.8
323-218	-112.6	172.6	2.4	1.5	17.30	-41.1	-4.5
323-235	-214.6	17.7	1.8	1.3	14.43	8.1	6.0
323-151	-469.8	-94.8	1.9	3.1	16.68	62.2	28.0
323-190	-191.9	79.7	3.3	2.8	15.71	20.	-14.7
323-198	-187.0	3.1	1.8	1.5	16.03	2.5	16.3
323-199	-328.2	24.3	3.3	2.8	17.99	32.7	-13.6
323-244	-76.9	-163.0	1.8	1.2	14.15	2.4	15.1

the barycentre was not found at the same position on the 11 plates. Such objects were eliminated and 35 galaxies were finally retained.

All the retained galaxies have a proper motion determined to better than 5 milliarcsec/yr, that is with the same accuracy than a stellar object. Their B magnitude ranges from 13.5 to 17.5, their (B-V) colour from 0.04 to 1.66 and they are uniformly distributed over the field (the cluster identified in the photometric field is out of this area). A known quasar (3C286) was also identified in the proper motion survey. The rms dispersion of the galaxies and quasar's motions is 3.46 milliarcsec/yr in μ_{α} and 4.06 milliarcsec/yr in μ_{γ} . This very low dispersion for an extragalactic sample is provided by the very careful selection of galaxies. Assuming only random errors, this leads to the conversion :

$$\mu_{\alpha}(abs) = \mu_{\alpha} - 5.13 \pm 0.6 \text{ (milliarcsec/yr)} \quad (\mu_{\alpha} \approx \mu_{\alpha})$$

$$\mu_{\gamma}(abs) = \mu_{\gamma} - 6.49 \pm 0.7 \text{ (milliarcsec/yr)} \quad (\mu_{\gamma} \approx \mu_{\delta})$$

5. Star-counts

The M3 survey is composed of two catalogues : one covering a 20.26 square degree field with V and B-V measurements down to $V = 18.7$, including the second one which covers 7 square degrees and gives in addition an accurate proper motion for each object. The former provides a determination of the high latitude number counts, which can be compared to other photometric studies in the direction of the Galactic poles. In the following discussion, the M3 photometric survey has been cut at $V=17$, which is the limit of completeness of the sample. The fainter part of the sample is not statistically significant for stellar distribution studies because of the contamination by misclassified galaxies and the incompleteness of faint red stars.

Figure 7 plots the V-band star counts from the M3 photometric catalogue together with the results from the following surveys : Stobie & Ishida (1987) and Reid (1990) for the NGP, Gilmore et al. (1985) and Murray (1986) for the SGP. The error bars are $\pm\sqrt{N}$, where N is the size of the bin. For $12 \leq V \leq 15$

the various surveys are in good agreement. After $V = 15$, the Gilmore et al.'s star-counts lie clearly above the NGP data. This feature has already been discussed by Stobie & Ishida who suggested that this discrepancy could come from the fact that the sun lies about 40 pc north to the galactic plane so that there are more disc stars as one looks towards the south. But this is not confirmed by the M3 star-counts which lie above the SGP data. The latitude of the M3 field is 80° , and should have a higher star density than the NGP. But this difference in latitude should only give a variation of 10 to 15 % in the stellar content, from what is usually assumed for the distribution of stars. Here the discrepancy reaches 24 % in the faintest bin between Reid's and M3 data. But to our knowledge, no star-count has been published for this latitude which could allow a direct comparison.

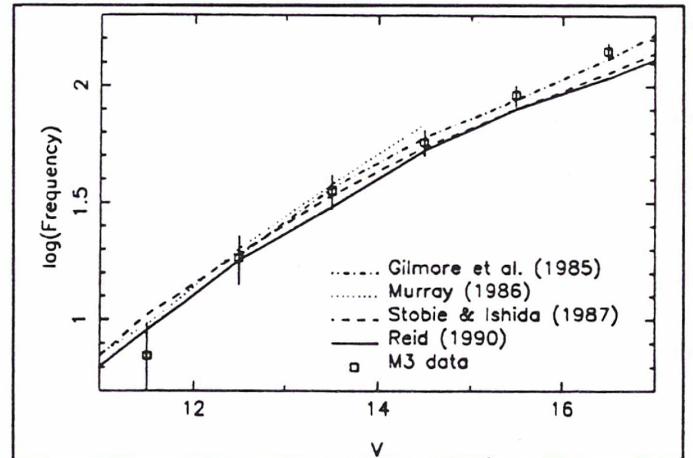
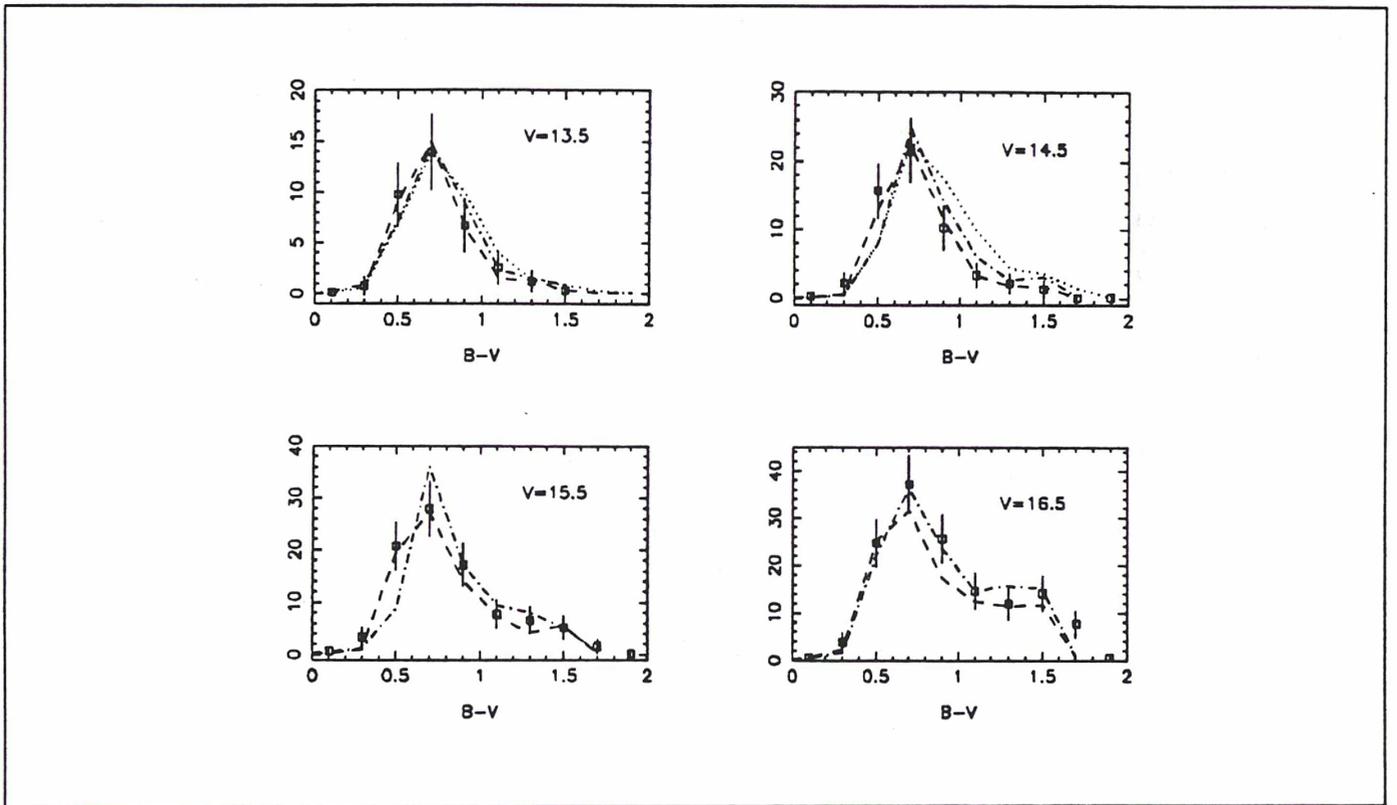


Fig. 7. V star-counts towards the Galactic poles

The (B-V) distributions of the various surveys have also been compared, when available (Fig. 8). Down to $V = 16$, the M3 data are in perfect agreement with Stobie & Ishida's. For $V < 16$, the M3 data lie above the Stobie & Ishida distribution as was already mentioned with the V star-counts and our distribution presents

Table 5. V/B-V star-counts per square degree in the M3 field.

V/B-V	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9	1.1	1.3	1.5	1.7	1.9	total
11.25	0.0	0.0	0.5	0.9	0.2	0.4	0.3	0.0	0.0	0.0	2.6
11.75	0.0	0.1	0.7	1.8	1.9	0.9	0.1	0.1	0.0	0.0	5.7
12.25	0.0	0.0	2.2	3.1	2.0	0.9	0.2	0.2	0.1	0.0	8.7
12.75	0.0	0.3	3.7	4.5	2.7	0.8	0.2	0.1	0.0	0.0	12.6
13.25	0.0	0.3	4.7	6.9	4.4	1.7	0.5	0.2	0.0	0.0	19.0
13.75	0.0	0.5	6.2	9.2	3.6	1.5	0.9	0.1	0.0	0.0	22.1
14.25	0.2	1.2	8.5	11.5	5.3	1.8	1.1	0.8	0.0	0.0	30.4
14.75	0.1	1.2	9.1	13.7	6.8	2.2	1.6	0.8	0.0	0.0	35.7
15.25	0.3	1.7	12.1	16.0	8.9	3.1	3.7	2.2	0.4	0.0	48.6
15.75	0.4	1.8	11.6	16.2	11.5	5.8	4.5	3.8	1.3	0.2	57.2
16.25	0.1	1.9	13.9	19.8	12.5	7.9	5.4	6.5	3.7	0.3	72.3
16.75	0.6	2.5	13.6	23.5	17.2	9.3	8.9	9.8	6.0	0.3	91.7

Fig. 8. Comparisons of the $B - V$ distribution from M3 with other surveys. The symbols are as in Fig. 7

a better agreement with Gilmore et al.'s. This feature concerns mainly the colour range $0.5 \leq B - V \leq 1$.

The bump of red stars ($1 \leq B - V \leq 1.5$) which is evident for the faintest stars corresponds mainly to late type main sequence disc dwarfs. Considering the error bars, this part of the distribution is comparable for the 3 surveys. The M3 data present an extended tail. This discrepancy compared with the 2 other data sets might correspond to a residual colour effect. But the overall appearance of the $B-V$ distribution in the M3 field which is similar to the compared surveys, indicates that there is no major magnitude error.

Table 5 presents the stellar number-magnitude colour counts from the M3 photometric survey.

6. Conclusion

We have presented a survey including B and V measurements for ~ 18000 objects and in addition a proper motion determination for 4384 objects. The astrometric reduction has been extensively described, as well as the different sources of errors. The random and systematic errors on proper motions are lower than 2 mas/y. This result proves that there is a great advantage in using a large number of plates, even from different kind of Schmidt telescopes, distributed in time between the first and last epochs. The M3 data have also taken advantage of the large baseline of 40 years, the precision of MAMA measuring machine, the differential method combined with high degree polynomial transforms. The proper

motions have been set in an absolute scale using a sample of extragalactic objects which have been carefully selected in order to get an accurate zero point.

Finally our star-counts have been briefly compared with those obtained in other studies. In forthcoming papers, the proper motion survey will be used to investigate the kinematics of the solar neighbourhood.

Acknowledgements. Many thanks are due to the MAMA team for its contribution to this project, and I am specially grateful to Jean Guibert for various suggestions and stimulating discussions and to Olivier Moreau for providing the photometric reduction procedures. I also would like to thank Olivier Bienaymé for his high contribution to the astrometric reduction and Annie Robin for her participation to the star count analysis. I also thank Catherine Turon and Michel Crézé for their valuable comments. Finally I thank the Leiden, Tautenburg and OCA Observatories for providing the plates.

References

- Allen C.W., 1973, *Astrophysical quantities*, The Athlone Press, University of London.
 Berger J., Cordoni J.P., Fringant A.M., Guibert J., Moreau O., Reboul H., Vanderriest C., 1991, *A&AS* 87, 389.

- Bienaymé O., Mohan V., Crézé M., Considère S., Robin A.C., 1991, *A&A* (in press).
 Bienaymé O., Motch C., Crézé M., 1988, in: *IAU symposium 133 Mapping the sky*, eds. S. Débarbat, J.A. Eddy and H.K. Eichorn, Kluwer, Dordrecht, p. 389.
 Chiu L.-T.G., 1977, *AJ* 82, 842.
 Chiu L.-T.G., 1980, *ApJS* 44, 31.
 Crézé M., Bienaymé O., 1991, private communication.
 Dahlquist G., Björk A., 1974, *Numerical methods*, Prentice Hall.
 Gilmore G., Reid N., Hewett P., 1985, *MNRAS* 213, 257.
 Guibert J., Soubiran C., Geffert M., 1990, in: *Colloque André Danjon*, eds N. Capitaine and S. Débarbat, Paris, p. 211.
 Luyten W.J., 1981, *The NLTT Catalogue*, University of Minnesota, Minneapolis.
 Majewski S.R., 1991, PhD thesis, University of Chicago.
 Mohan V., 1987, Thesis, University of Nice.
 Mohan V., Crézé M., 1987, *A&AS* 68, 529.
 Murray C.A., 1986, *MNRAS* 223, 649.
 Penston M.J., 1971, *PASP* 83, 783.
 Reid N., Gilmore G., 1982, *MNRAS* 201, 73.
 Sandage A., 1970, *ApJ* 162, 841.
 Stobie R.S., Ishida K., 1987, *AJ* 93, 624.

This article was processed by the author using Springer-Verlag TeX A&A macro package 1991.

ANNEXE II

Errors, bias and uncertainties in astronomy

EDITORS

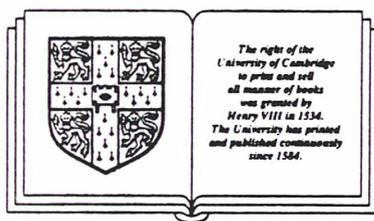
C. Jaschek

Strasbourg Observatory, Strasbourg, France

and

F. Murtagh

European Southern Observatory, Garching, West Germany



CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS

Cambridge

New York Port Chester

Melbourne Sydney

Analysis of the Mixture of Normal Distributions in Stellar Kinematics : Maximum Likelihood, Bootstrap and Wilks test

Soubiran *C.*⁽¹⁾, Gómez *A.E.*⁽¹⁾, Arenou *F.*⁽¹⁾, Bougeard *M.L.*⁽²⁾⁽³⁾

(1) URA DO335 CNRS, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon

(2) Univ. Paris X, IUT, 1 Chemin Desvallieres, F-92410 Ville d'Avray

(3) URA 1125 CNRS, Observatoire de Paris, F-75014 Paris.

ABSTRACT

In this paper, we present two Maximum Likelihood algorithms (EM and SEM) in order to separate gaussian mixtures and estimate the corresponding parameters. An evaluation of the accuracy of the EM estimates is provided by a Bootstrap procedure and the Wilks test is used to verify the number of components of the normal mixture.

These methods have been applied to study the U velocity distribution ($\ell_{II}=0$, $b_{II}=0$) of two samples of A-type Population I stars.

1. INTRODUCTION

Stellar velocity distributions are usually assumed to be gaussian in each component (U, V and W) for population I stars (Mihalas and Binney,1981). In this paper, we analyze the mixture of normal distributions using the maximum likelihood method. The mixture of K normal components is defined by the density function, written in the univariate case:

$$f(x) = \sum_{k=1}^K p_k f_k(x) = \sum_{k=1}^K p_k \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_k} \exp\left[-\frac{(x - m_k)^2}{2\sigma_k^2}\right]$$

K is the number of components; p_k , m_k , σ_k and f_k are respectively the proportion, the mean, the standard deviation and the density of the kth normal distribution. The values which maximize LnL (L being the likelihood function of the sample x_1, \dots, x_N) are :

$$p_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P(k/x_i), m_k = \frac{\sum_{i=1}^N x_i P(k/x_i)}{\sum_{i=1}^N P(k/x_i)}, \sigma_k^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - m_k)^2 P(k/x_i)}{\sum_{i=1}^N P(k/x_i)}$$

where $P(k/x_i)$ is the probability for the i th element to belong to the k th component. The probabilities P being unknown, the latter equations have to be solved iteratively. For this purpose, we present the EM (Dempter et al, 1977) and SEM (Celeux and Diebolt, 1985; Celeux, 1987) algorithms. An evaluation of the accuracy of the EM estimates is provided by a Bootstrap procedure and the Wilks test is used to verify the number of components. These methods are shown to separate the mixture of normal distributions in the U velocity component ($\ell_{II} = 0, b_{II} = 0$) of two samples of A-type dwarf stars (Gómez et al, 1989). One of these samples has also been analysed using graphical methods (Bougéard et al, this issue).

2. THE EM AND SEM ALGORITHMS

2.1 EM

Assuming an initial position $\Phi^0 = (p_k^0, m_k^0, \sigma_k^0, k = 1, \dots, K)$ of the parameters, the EM iteration uses two steps. The Expectation step which computes the conditional density

$$P^n(k/x_i) = p_k^n f_k^n(x_i) / f^n(x_i)$$

and the Maximization step which chooses as Φ^{n+1} any value of Φ which maximizes $\text{LnL}(\Phi^n)$. EM needs to assume in advance the number of components of the mixture. It works well and rapidly whenever the components are well separated, the proportions are not too extreme and Φ^0 is not too far from the solution.

2.2. EM with Bootstrap

The accuracy of the EM estimates can be evaluated using a Bootstrap procedure (Efron, 1981). EM estimates are computed for R subsamples, drawn at random from the original sample. The mean and the empirical standard deviation (SD) provide for each parameter a confidence interval $[-SD + \text{MEAN}; \text{MEAN} + SD]$, which measures the degree of overlap of the mixture components and the stability of the results.

2.3. The Wilks test

When the true number of components K is unknown, it is possible to test the hypothesis H_0 (mixture of K components) against the hypothesis H_1 (mixture of K' components, $K' > K$):

H_0 : K components, i.e. $3K-1$ unknown parameters

H_1 : $K'=(K+\ell)$ components, i.e. $3(K+\ell)-1$ unknown parameters

The sample likelihood ratio λ is computed with the two hypothesis. If H_0 is true, $-2\text{Ln}\lambda$ follows asymptotically a $\chi_{3\ell}^2$ law. For example, if $K'=K+1$, $-2\text{Ln}\lambda$ follows a χ_3^2 law and at a 5% level of significance, H_0 is rejected if $\lambda \geq 7.81$.

2.4. SEM

The SEM algorithm incorporates a Stochastic step between the E-step and the M-step. Due to the S-step, the sequence (Φ^n) generated by SEM is a Markov chain which converges in law to a unique stationary distribution. The empirical mean and standard deviation of this distribution provide a point estimate and a confidence indication of Φ . This algorithm provides the following performances for samples having at least twenty points per component : it always finds K (if the initial K value is greater than the solution value), the results do not depend on starting point which can be drawn at random, it works even when the components are poorly separated and the proportions extreme. But for small samples ($N_k < 20$), the random perturbations of the S-step are too large and it is advisable to run SEM several times and to choose the value of Φ which occurs most often.

3. RESULTS

Figure 1 shows the histograms of two samples of A-type stars (A1V and A2V) located in the close solar neighborhood (distance up to 200 pc). The EM algorithm has been run for both samples assuming one, two and three components. The Wilks test, given in Table 1, found two components in each case, with a 5% level of significance.

Tables 2 and 3 give the EM estimators of the mixture of two components and the corresponding Bootstrap confidence intervals. The EM estimators were obtained after 500 iterations and 100 Bootstrap runs were used for each sample.

The EM estimators were used as initial values for the SEM algorithm application. The SEM estimators obtained after 100 iterations, are given in Table 4. These results show a great stability and confirm the EM estimators.

As a conclusion, under a Gaussian assumption, the existence of two components of different kinematic properties is confirmed for the two samples of A dwarf stars.

We thank Dr. Celeux (INRIA) for supplying the SEM software.

4. REFERENCES

- Celeux G., 1987, These d'Etat - Université de Paris IX Dauphine.
- Celeux G., Diebolt J., 1985, *Computational Statistics Quarterly*, **2**, 73.
- Dempster A.P., Laird N.M., Rubin D.B., 1977, *J.R. Statist. soc.*, **B39**, 1.
- Efron B., 1981, *Biometrika*, **68**,
- Gómez A.E., Delhaye J., Grenier S., Jaschek C., Jaschek M., 1989, *Astron. Astrophys.* (submitted).
- Mihalas D., Binney J., 1981, *Galactic Astronomy* - W.H. Freeman and Company.
- Wilks S., 1963, *Mathematical Statistics* - Wiley.

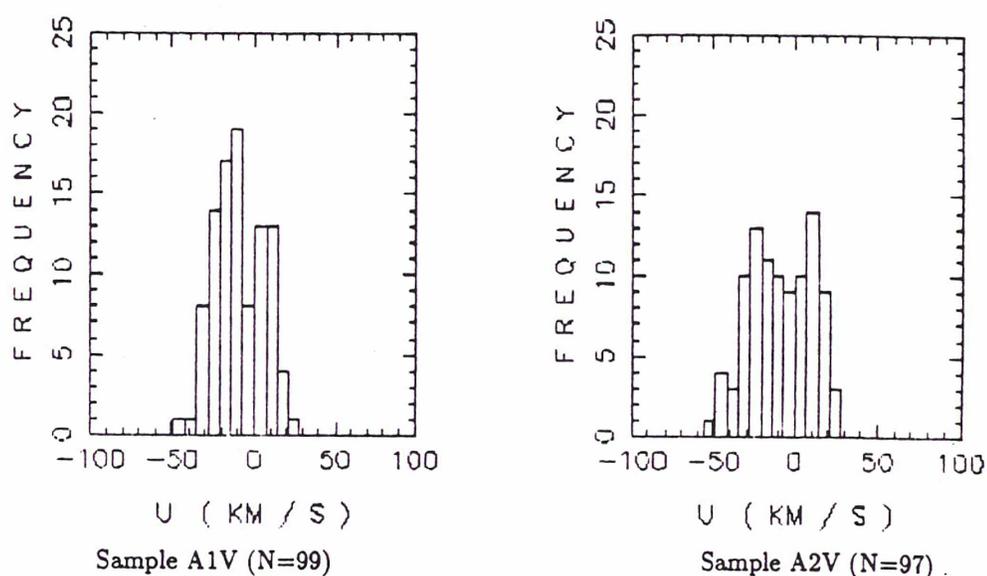


Figure 1 : Histograms

H_0 / H_1	A1V	A2V
K=1 / K'=2	9.04	16.11
K=2 / K'=3	6.97	0.06

Table 1 : WILKS TEST values

A1V (N=99)	$p_1(\%)$	$m_1(\text{km/s})$	$\sigma_1(\text{km/s})$	$p_2(\%)$	$m_2(\text{km/s})$	$\sigma_2(\text{km/s})$
EM	69	-17	10	31	8	6
[;]	[61;77]	[-19;-15]	[4;16]	[23;39]	[6;10]	[2;10]

Table 2 : EM estimates and their BOOTSTRAP confidence interval for the sample A1V

A2V (N=97)	$p_1(\%)$	$m_1(\text{km/s})$	$\sigma_1(\text{km/s})$	$p_2(\%)$	$m_2(\text{km/s})$	$\sigma_2(\text{km/s})$
EM	70	-19	15	30	13	6
[;]	[59;75]	[-22;-16]	[6;22]	[25;41]	[10;14]	[2;11]

Table 3 : EM estimates and their BOOTSTRAP confidence interval for the sample A2V

SEM	p_1	m_1	σ_1	p_2	m_2	σ_2
A1V (N=99)	70	-17	10	30	8	6
A2V (N=97)	70	-19	15	30	13	6

Table 4 : SEM estimates of both samples A1V and A2V

