Université de Strasbourg

Ecole Doctorale de physique
Observatoire astronomique de Strasbourg

Discipline : **astrophysique**

Thèse de doctorat

Soutenue le 29 septembre 2015 par

Jean-Baptiste SALOMON

Morphologie intrinsèque et cinématique globale des galaxies satellites d'Andromède.

Composition du jury :

Directeur de thèse :	Rodrigo IBATA	Directeur de recherche (Observatoire Astronomique de Strasbourg)
Rapporteurs :	Pierre-Alain DUC	Directeur de recherche (Commissariat à l'Énergie Atomique)
	Paola Di Matteo	Astronome adjointe (Observatoire de Paris)
Examinateur :	Christian Boily	Professeur des universités (Observatoire Astronomique de Strasbourg)

Thèse préparée à l'
Observatoire astronomique de Strasbourg
Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550
11, rue de l'Université
67 000 Strasbourg, France

Résumé

Le modèle cosmologique ΛCDM s'est imposé comme le cadre privilégié dans la compréhension de la formation et l'évolution de l'Univers. Ce paradigme actuel permet en effet de décrire avec une précision élevée les grandes structures de notre environnement. Cependant, il subsiste de nombreuses lacunes et interrogations dans l'explication de certaines caractéristiques observationnelles, particulièrement à l'échelle galactique. Dans le dessein d'approfondir nos connaissances de la dynamique et la cinétique dans cette gamme de taille, le Groupe Local est le laboratoire idéal pour étudier et tester nos différentes hypothèses.

Les galaxies naines sphéroïdales (dSphs) sont les systèmes stellaires extragalactiques les plus ténus du Groupe Local. Ce sont par conséquent les objets les plus sensibles au champ gravitationnel dans lequel ils évoluent. En supposant que la composante visible des dSphs possède une forme prolate, nous avons développé une méthode permettant d'obtenir leur ellipticité intrinsèque en fonction de leur orientation préférentielle. Cette technique a été appliquée sur un échantillon de 25 dSphs satellites de la galaxie Andromède (M31). Les résultats montrent que le rapport d'axes s'établit en moyenne à ~ 0.5. La technique de déprojection révèle également qu'une fraction non négligeable, ~ 10 % des dSphs est fortement perturbé par des effets de marée. La répartition spatiale des galaxies naines autour d'Andromède est particulière dans le sens où la moitié des satellites est contenue dans un grand plan fin en co-rotation. Nous avons constaté qu'il n'existait pas de différence morphologique flagrante entre les galaxies naines appartenant à ce grand plan fin et celles situées en dehors.

Les halos de matière noire hébergeant les galaxies géantes, comme Andromède, accrètent au cours de leur existence des sous-halos. La dynamique de ces derniers se trouve alors contrainte par le champ gravitationnel du halo hôte. La cinétique des satellites abrités par les sous-halos révèle donc une partie de celle de la composante obscure dominante. Motivés par cette assertion, nous avons mis en place une méthode permettant de retrouver la composante transverse de la vitesse du complexe M31. La robustesse des hypothèses considérées a été mise à l'épreuve sur une simulation cosmologique à haute résolution. L'application aux 40 galaxies du complexe Andromède a montré une vitesse tangentielle d'environ 150 km/s, significativement plus élevée que les précédentes estimations de la vitesse transverse de M31. Cette valeur mène à de fortes implications sur le Groupe Local, notamment quant à la détermination de sa masse mais également de son évolution passée et future.

Mots-clefs : Groupe Local, galaxies naines, halos de matière noire, morphologie, cinématique et dynamique, formation des galaxies.

Remerciements

Je tiens à remercier amplement Rodrigo Ibata pour l'extraordinaire aventure qu'il m'a permis de vivre durant ces trois années. Sa vaste expérience, autant scientifique qu'humaine, a été partagée sans réserve grâce à sa grande disponibilité et bienveillance à mon égard. Merci à Jean-Louis Halbwachs qui, par sa confiance et son expertise, m'a notamment permis de découvrir le domaine observationnel. Je veux également remercier Caroline Bot qui a attisé ma passion pour l'astrophysique lors de mes premiers pas à l'observatoire. Pour terminer avec mes "guides" scientifiques, je n'oublierai pas Benoit Famaey et nos nombreuses discussions qui m'ont beaucoup enrichi.

Un grand merci à mes deux rapporteurs, Paola Di Matteo et Pierre-Alain Duc, pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de mes travaux et leur intérêt scientifique. Une mention spéciale à Christian Boily, d'abord pour son rôle d'examinateur mais aussi pour le plaisir de nos discussions quasi-quotidiennes. Merci à Ariane Lançon pour son énergie et son investissement avec les étudiants depuis le master. Merci à Hervé Wozniak pour m'avoir permis de faire ma thèse à l'observatoire.

Un épanouissement scientifique ne peut se faire sans un environnement adéquat. Je crois que l'observatoire astronomique de Strasbourg en est le cadre parfait par l'atmosphère qu'il y règne. Celle-ci est l'oeuvre des personnes y travaillant. Il m'est impossible de toutes les citer. Je veux toutefois remercier l'ensemble des doctorants et l'équipe du CDS, piliers d'une ambiance chaleureuse.

Enfin, rien n'aurait été sans le soutien indéfectible de mes parents, Henri (qui s'est trouvé une passion à l'écoute des émissions scientifiques) et Véronique (qui a passé quelques soirées en corrections orthographiques). Merci également à ma soeur Matou et à mes frères, Pierre-Lou et CorseCot. Un merci à mes compagnons de route et amis, Francois et Piwi. Je terminerai par une liste non exhaustive des personnes qui m'ont aidé par leur amitié : Janis, Arnaud, Lala, Lorène, JJ, Mi, Lili, Célia, Piero, Ana, Jean-Kriss...

Les jours commencent et finissent dans une heure trouble de la nuit. Ils n'ont pas la forme longue, cette forme des choses qui vont vers des buts : la flèche, la route, la course de l'homme. Ils ont la forme ronde, cette forme des choses éternelles et statiques : le soleil, le monde, Dieu.
La civilisation a voulu nous persuader que nous allons vers quelque chose, un but lointain. Nous avons oublié que notre seul but, c'est vivre et que vivre nous le faisons chaque jour et tous les jours et qu'à toutes les heures de la journée nous atteignons notre but véritable si nous vivons.
Tous les gens civilisés se représentent le jour comme commençant à l'aube ou un peu après, ou longtemps après, enfin à une heure fixée par le début de leur travail ; qu'il s'allonge à travers leur travail, pendant ce qu'ils appellent "toute la journée" ; puis qu'il finit quand ils ferment les paupières. Ce sont ceux-là qui disent : "les jours sont longs". Non, les jours sont ronds.
Nous n'allons vers rien, justement parce que nous allons vers tout, et tout est atteint du moment que nous avons tous nos sens prêts à sentir. Les jours sont des fruits et notre rôle est de les manger, de les goûter doucement ou voracement selon notre nature propre, de profiter de tout ce qu'ils contiennent, d'en faire notre chère spirituelle et notre âme, de vivre. Vivre n'a pas d'autre sens que ça.

La rondeur des jours, **Jean Giono**

À mes parents. . .

Table des matières

I Panorama **11**

1 Le paradigme actuel **12**

1.1 Evolution des conceptions 12

1.2 Construction du modèle standard cosmologique 13

1.3 Le fond diffus cosmologique 14

1.4 Conséquences pour les galaxies 15

2 Le Groupe Local **18**

2.1 La place du Groupe Local dans la toile cosmique 19

2.2 La masse et la dynamique du Groupe Local 21

2.3 Environnement du Groupe Local 23

3 Les galaxies naines **24**

3.1 Morphologie 24

3.2 Formation stellaire 25

3.3 Galaxies naines de marée 30

3.4 Le problème des satellites manquants 33

3.5 Le problème du "too big to fail" 35

3.6 Le dilemme de "cusp et core" 37

3.7 L'interrogation sur la formation de plans 38

II L'ellipticité intrinsèque des galaxies naines **44**

4 Présentation **45**

4.1 L'enjeu des galaxies naines sphéroïdales 45

4.2 Morphologie intrinsèque des galaxies naines sphéroïdales 47

5 Méthode **48**

5.1 Hypothèses 48

5.2 Données 49

6 Extraction des caractéristiques morphologiques à partir des observations **51**

6.1 Caractéristiques morphologiques observationnelles 51

6.2 Positions dans l'espace 53

6.3 Construction d'un modèle 54

6.4 Limitation de l'axe majeur 56

6.5 Test élémentaire 57

7 Déprojection **57**

7.1 Déprojection tangentielle 59

7.2 Déprojection radiale 62

7.3 Déprojection γ (angle de déprojection aléatoire dans le plan $\mathcal{P}$) 66

8 Tests de re-projection **69**

9 Cas individuels et discussion **73**

9.1 Particularités géométriques 76

9.2 Echantillon total 77

10 Conclusions **78**

10.1 Annexe A 80

III Le mouvement propre du système Andromède **93**

11 Présentation **94**

12 Méthode **97**

12.1 Principe 97

12.2 Validation de la méthode sur la simulation cosmologique ELVIS 102

13 Applications aux observations **105**

13.1 Echantillon complet de satellites 105

13.2 Tester l'influence des incertitudes observationnelles sur la méthode. . . 107

14 Sélections et discussions **109**

14.1 Relaxation de la contrainte de vitesse radiale de M31 109
14.2 M31 considérée comme un “satellite” supplémentaire du système 110
14.3 Influence du plan de satellites 112
14.4 Sélection de van der Marel & Guhathakurta (2008) 112
14.5 Influence des satellites possédant une vitesse observationnelle élevée . . 113

15 Conclusions **114**
15.1 Enseignements 114
15.2 Applications 115
15.3 Annexe B 117

IV Prospectives et conclusion **128**

16 Etudes morphologiques **129**
16.1 Hypothèse oblate 129
16.2 Application aux galaxies naines de la Voie Lactée 130
16.3 Application aux galaxies massives d’amas 130
16.4 Caractérisation individuelle des satellites 132

17 Cinétique des systèmes **134**
17.1 Transformation de la méthode de détermination de la vitesse M31 . . . 134
17.2 Implication sur la dynamique locale 135

18 Détermination précise de la masse des binaires **136**

19 Conclusion **139**

Références **141**

Première partie

Panorama

Sommaire

1 Le paradigme actuel **12**

1.1 Evolution des conceptions 12

1.2 Construction du modèle standard cosmologique 13

1.3 Le fond diffus cosmologique 14

1.4 Conséquences pour les galaxies 15

2 Le Groupe Local **18**

2.1 La place du Groupe Local dans la toile cosmique 19

2.2 La masse et la dynamique du Groupe Local 21

2.3 Environnement du Groupe Local 23

3 Les galaxies naines **24**

3.1 Morphologie 24

3.2 Formation stellaire 25

3.3 Galaxies naines de marée 30

3.4 Le problème des satellites manquants 33

3.5 Le problème du "too big to fail" 35

3.6 Le dilemme de "cusp et core" 37

3.7 L'interrogation sur la formation de plans 38

1 Le paradigme actuel

1.1 Evolution des conceptions

L'étude de l'Univers est une constante temporelle reflétant la curiosité humaine. Bien que les traces soient rares, nous savons que toutes les principales civilisations - Maya, Arabe, Egyptienne, Grec... - accordaient une place prépondérante à la connaissance de la voute céleste. La conception d'un monde géocentrique émise par Aristote ($\sim$ 350 av. J.-C.) dans *De caelo*, puis par Ptolémée ($\sim$ 100) avec son *Almageste*, dura pendant presque 1700 ans. Cependant, des tensions et incompréhensions demeurent concernant par exemple la forme sphérique de la Terre et le questionnement sur la nature des objets présents dans le ciel. Est-ce une présence divine ou un composé exotique comme de l'éther ? *De sphaera* de Johannes de Sacrobosco ($\sim$ 1230) est le premier livre d'astronomie imprimé et divulgué à grande échelle. Il reprend les idées d'alors, en accord avec les principes de l'Eglise, mais se heurte à la révolution copernicienne au XVI^e siècle.

La théorie de l'héliocentrisme détachée de la théologie, dont Giordano Bruno fera les frais en 1600, démet l'homme du centre de l'Univers. Le ciel n'est plus un "objet" mais un espace ! L'héliocentrisme mène Galilée - avec sa lunette - Kepler et Huygens - avec leurs lois sur l'optique et les mouvements des planètes - et finalement Newton - avec la théorie de la gravitation universelle (Newton 1687) - à poser les bases de l'astronomie moderne. La force F d'un corps de masse M sur un autre de masse m distant de r s'exerce comme si toute la masse était contenue en un seul point :

$$F = -\frac{\mathcal{G}Mm}{r^2} \tag{1}$$

où $\mathcal{G}$ est la contante de gravitation universelle.

Les observations plus précises vont confirmer les théories et réciproquement. Par exemple, la prévision mathématique de l'existence d'une planète par Le Verrier et Adams, corroborée en 1846 par l'observation de Neptune est un franc succès. Cependant, l'avance du périhélie de Mercure ne trouve pas d'explication. Celle-ci vient en 1915 avec la théorie de la relativité générale d'Einstein qui marque un bouleversement des fondements de la physique

En 1924, Hubble découvre des étoiles variables peu lumineuses, des céphéides, dans la nébuleuse d'Andromède. Il se rend alors compte de ce que l'on considérait comme des nébuleuses étaient en réalité d'autres galaxies. Notre vision s'élargit alors puisque jusqu'à cette date, la Voie Lactée était considérée comme l'Univers tout entier.

1.2 Construction du modèle standard cosmologique

En 1917, Einstein ajoute à sa théorie de la relativité la constante cosmologique Λ. Il se rétractera par la suite mais l'idée est lancée. Quelques années plus tard, en mesurant la vitesse radiale des galaxies, Hubble constate avec Humason que l'Univers est en expansion (1929). En 1933, Lemaître définit Λ comme un fluide à densité d'énergie ρ_Λ et de pression p_Λ constante. L'équation d'état $w = p_\Lambda/\rho_\Lambda \sim -1$ décrit une pression négative s'opposant à la gravité qui permet l'accélération de l'expansion de l'Univers. La même année, l'observation de plusieurs galaxies dans l'amas de Coma par Zwicky met en évidence une dispersion de vitesse bien plus élevée qu'attendue. Il en déduit que la masse dynamique doit être bien plus importante que la masse baryonique. Cette matière manquante sera appelée plus tard matière noire. Nous avons là les deux pierres fondatrices du paradigme ΛCDM.

Ces idées ont été difficilement acceptées et âprement discutées durant les 50 années suivantes. Mais l'amélioration drastique des observations et l'apparition des premières simulations ont par la suite imposé ce modèle cosmologique. A la fin des années 70, Bosma et Rubin confirment les résultats de Zwicky par des relevés H_I. La vitesse anormalement élevée de rotation de l'hydrogène neutre dans la banlieue des galaxies ne peut s'expliquer que par l'existence d'une grande quantité de matière noire. Peebles (1984) montre que l'inflation de l'Univers implique une courbure de son espace nulle. C'est à dire que le paramètre de densité de matière Ω_M et le paramètre de densité d'énergie du vide Ω_Λ respectent l'équation :

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1 \tag{2}$$

La même année, Blumenthal et al. montrent que l'hypothèse d'une matière noire froide (CDM) est celle qui ajuste le mieux les observations. Cette matière doit posséder une agitation thermique négligeable par rapport à l'écoulement de Hubble. La modèle standard CDM est encore perfectible car les observations montrent une plus grande quantité de structures à grandes échelles. C'est Efstathiou et al. (1990) qui font apparaître que pour reproduire de telles structures, le modèle à effectivement besoin d'un univers plat, mais de plus avec un $\Omega_M \sim 0.2$ (aujourd'hui estimé à 0.308 ± 0.012, Planck Collaboration 2015) auquel une constante cosmologique est ajoutée. Cette théorie s'appellera le modèle ΛCDM. L'étude des supernovae de type Ia atteste l'accélération de l'expansion de l'Univers et valide l'existence de la constante cosmologique (Riess et al. 1998).

Le terme "énergie sombre" n'est introduit qu'en 1999 par Huterer & Turner pour décrire l'énergie du vide de densité Ω_Λ.

1.3 Le fond diffus cosmologique

L'expansion de l'espace implique un commencement appelé le Big Bang. D'après les résultats du satellite Planck, il a eu lieu il y a environ 13,8 milliards d'années (Planck Collaboration 2015). Le milieu alors infiniment petit, dense et chaud se dilate rapidement. Il est homogène et ionisé, composé d'un plasma de protons, d'électrons et de photons. N'ayant quasiment pas d'information sur cette période, le milieu et la physique régissant cet espace restent de l'ordre des suppositions. L'Univers est encore opaque.

Cette expansion menant à une décompression de la matière amorce le début du refroidissement de l'environnement. Ce dernier permet alors aux protons de capter les électrons. Cette période de recombinaison marque le début de la transparence de l'Univers et l'émission du fond diffus cosmologique (CMB, voir figure 1). Ce rayonnement, observé pour la première fois par Penzias et Wilson en 1964, est l'une des plus fortes prédictions du modèle standard. En effet, les légères fluctuations thermiques de la matière présentent à cette époque vont définir l'agencement des structures telles qu'elles sont observées aujourd'hui. A partir des données du satellite Planck, les proportions respectives des principaux composants de l'Univers ont pu être affinées. Il contient environ 5 % de matière baryonique et 26 % de matière noire. Les 69 % restants se présentent sous la forme d'énergie sombre. La "carte" du CMB permet de contraindre plus précisément les conditions initiales des simulations cosmologiques.

Environ 500 millions d'années après le Big Bang, les premières étoiles ont commencé à briller et à émettre un rayonnement. Ce dernier a alors réionisé progressivement tout l'Univers. Après cette épisode, les grandes lignes de la toile cosmique telles que nous les connaissons sont alors dessinées.

Ce qui est appelé toile cosmique est la description de l'agencement de la matière baryonique dans l'univers (Bond et al. 1996). En effet, lorsque les structures sont observées à grande échelle, plusieurs éléments sont présents : des feuilles, des filaments, des murs, des noeuds et des vides. Il est difficile d'imaginer une telle anisotropie construite à partir d'un Univers homogène. Le CMB prouve que ce n'est pas le cas mais ses fluctuations sont très petites. Le concept de la formation des structures à grandes échelles à partir de faibles anisotropies a été introduit par Zel'dovich (1970). Les perturbations grossissent avec la dilatation de l'espace. Les particules, à l'origine auto-gravitantes, s'attirent alors de plus en plus pour former les structures (Press & Schechter 1974). C'est le modèle de formation des galaxies par condensation des halos (White & Rees 1978). Les mouvements engendrés par la condensation des premiers halos créent alors des perturbations supplémentaires qui permettent l'effondrement d'autres halos. Au cours du temps, le contraste structurel s'affirme. Il est à remarquer que l'amplification

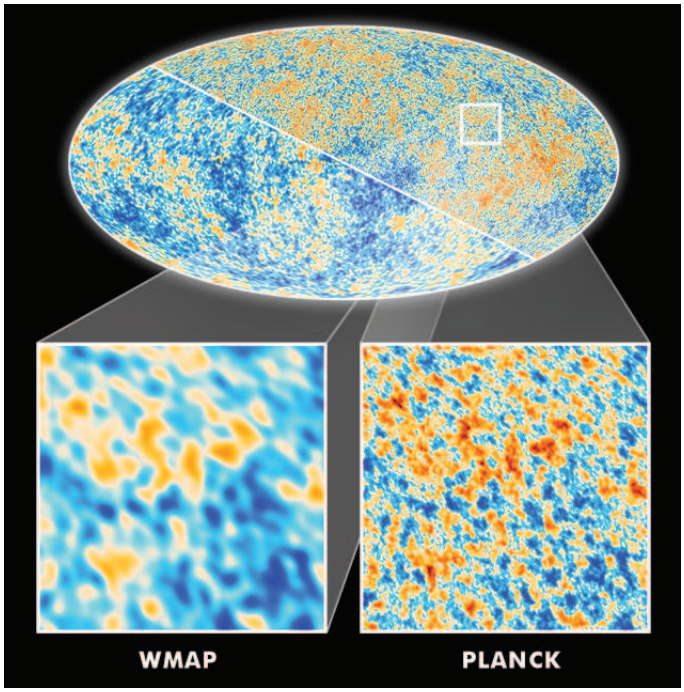

FIG. 1 – Cartes du CMB (ESA 2015) reconstruitent à partir des données du satellite WMAP (à gauche, 2003) et de celles du satellite Planck (à droite, 2013). Les couleurs représentent les faibles fluctuations ($\sim 10^{-5}$) du rayonnement à 2.7 K.

des anisotropies et la condensation ne dépendent pas de la taille des perturbations. La construction des structures décrite ici implique donc a priori une invariance d'échelle (Sheth & Tormen 1999).

1.4 Conséquences pour les galaxies

L'agencement des grandes structures composées de baryons et entourées de matière noire (Einasto et al. 1974) va régenter l'évolution de l'environnement et la formation des galaxies. Les principaux noeuds de la toile cosmique sont contenus dans des superamas qui sont composés d'amas de galaxies. La gravité va alors sculpter cette toile où les plus petites galaxies vont être attirées par les plus grosses et parfois fusionner. Ce modèle théorique de la formation des galaxies en Λ-CDM est appelé modèle de formation hiérarchique (Blumenthal et al. 1984). Le milieu, la taille, l'âge et l'époque de formation d'une galaxie va lui donner des caractéristiques différentes. Il a été montré que l'effondrement du gaz privilégie la formation d'un disque (Fall & Efstathiou 1980).

Cependant, les multiples facteurs environnementaux enfantent un bestiaire de type de galaxies (voir figure 2). Les géantes elliptiques (E) sont les galaxies les plus massives. Les galaxies lenticulaires (S0) et spirales (barrées ou non) ont généralement une masse moins importante. Dans la séquence morphologique présentée figure 2, les ga-

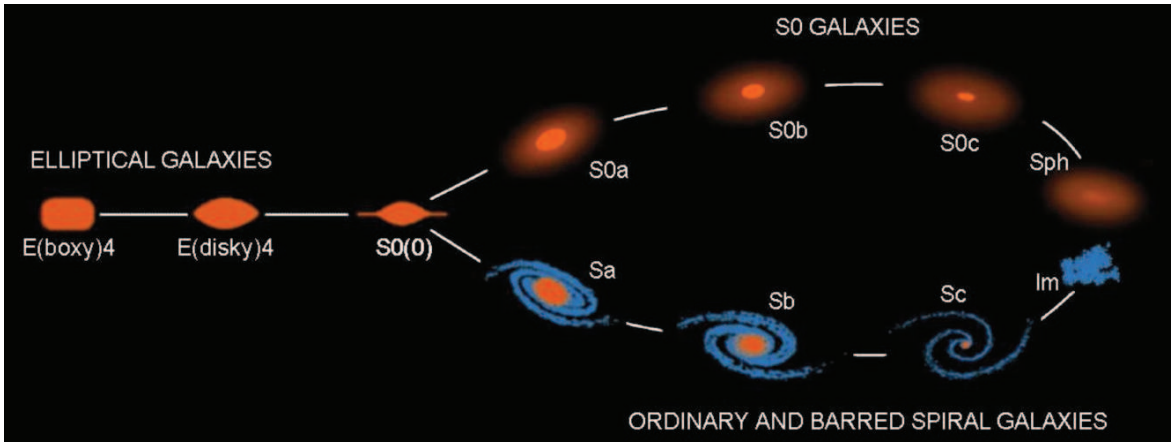

FIG. 2 – Séquence de l'évolution morphologique des types de galaxies (classification de Hubble) revue par Kormendy & Bender (2012). La masse des galaxies décroît en allant vers la droite.

laxies naines sont également représentées à l'extrémité des deux branches. Kormendy & Bender (2012) avancent en effet l'argument d'une similitude entre les naines sphéroïdales et les lenticulaires de la même façon que les spirales et les naines irrégulières sont proches. Cette classification peut également se voir en terme de population stellaire. Dans la jeunesse de l'Univers, la formation stellaire était beaucoup plus importante dans les galaxies très massives. Cette formation élevée s'est fortement ralentie par la suite, ce phénomène est appelé le "downsizing" (Courteau et al. 2014). A contrario, les galaxies plus petites ont continué à avoir une formation stellaire soutenue. Ainsi, les galaxies très massives sont aujourd'hui composées plutôt d'étoiles vielles (rouges). Les galaxies de moindre taille peuvent également être peuplées d'étoiles jeunes (bleues) bien que la plupart des galaxies naines contiennet majoritairement des populations âgées.

La dynamique globale des galaxies est conditionnée par l'écoulement de Hubble. C'est la signature de l'expansion de l'Univers dans la vitesse observée :

$$V = H_0 R \tag{3}$$

où $H_0 = 67.8 \pm 0.9$ km/s/Mpc (Planck Collaboration 2015) est la constante de Hubble et R la distance à l'observateur. La vérification observationnelle de cette équation est un argument supplémentaire en faveur du paradigme actuel. Cependant, la dynamique locale des galaxies est également soumise aux variations locales de la gravité (Aragon-Calvo et al. 2011). Par exemple dans la figure 3, nous pouvons constater que les galaxies nous entourant suivent la tendance linéaire de l'écoulement de Hubble mais avec une certaine dispersion due aux aspérités. La figure met en évidence une déviation par rapport au flot de Hubble causée par l'attracteur gravitationnel qu'est l'amas de Coma.

L'agencement globale de la toile cosmique influe aussi les échelles galactiques en

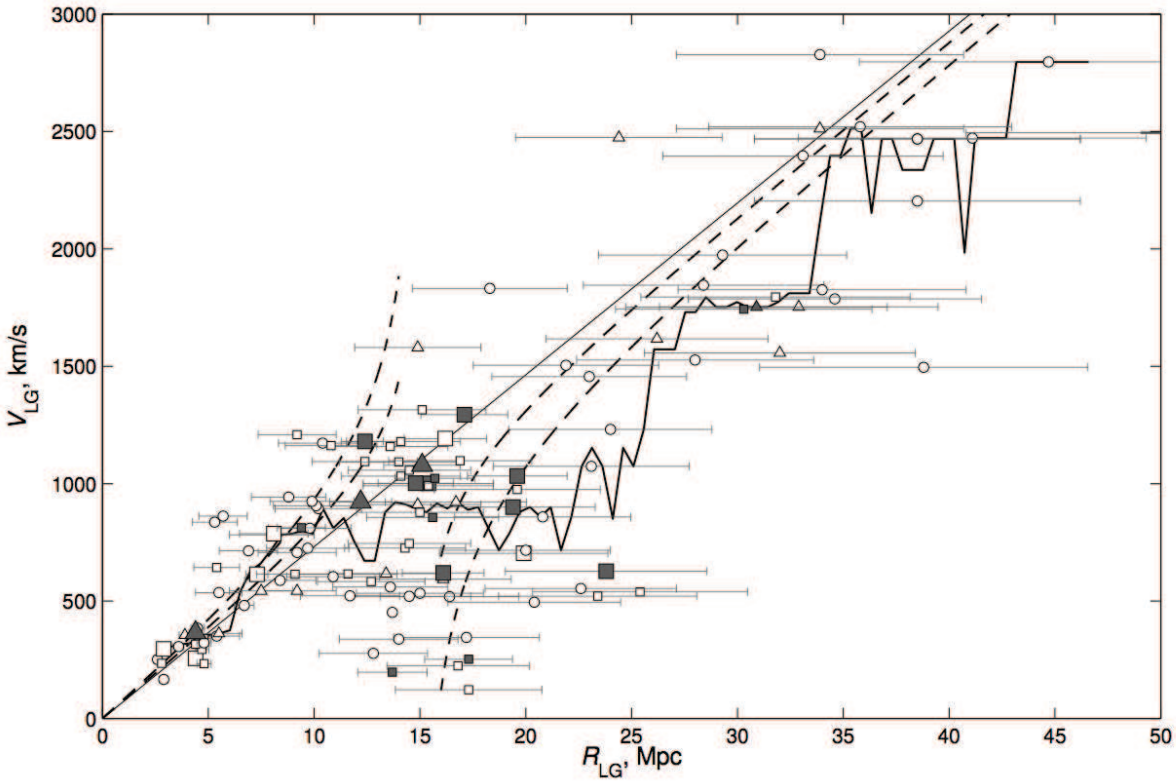

FIG. 3 – Vitesse pour 122 galaxies de la région de Coma jusqu'à 50 Mpc du Groupe Local (Karachentsev 2012). La ligne pleine représente la prévision en vitesse de l'écoulement parfait de Hubble. Les carrés représentent les groupes de galaxies, les triangles, les systèmes pairs ou triples et les ronds, les galaxies isolées. Les tirets tracent la prédiction de l'écoulement de Hubble perturbé par un attracteur situé au centre de Coma (2 masses sont testées).

dirigeant les galaxies (voir la section 3.7 de la partie I et la partie III). En effet, la structure privilégie certains chemins aux petites échelles cosmologiques (Aubert et al. 2004). Les accrétions sur un halo ne se font pas de façon homogène sur toutes les directions. L'anisotropie constatée est de l'ordre de $\sim$ 15 % et ce, indépendamment du milieu, de la masse du halo ou du redshift. La description de la structure à grande échelle avec les tenseurs de cisaillements (les shear tensors $\vec{e_1}$, $\vec{e_2}$ et $\vec{e_3}$) semble donc être bien appropriée (Libeskind et al. 2014). Le spin du halo est aligné avec le premier shear tensor. Il décrit la direction privilégiée d'effondrement. Cependant, c'est sur le vecteur $\vec{e_3}$, dans la direction du filament que les sous-halos sont accrétés. Le postulat avancé est que l'accrétion majeure le long de $\vec{e_1}$ est très rapide et écume cette direction de tout son matériel. L'accrétion suivant $\vec{e_3}$, plus lente, s'occupe de nourrir le halo le reste du temps. C'est celle que nous constatons à z = 0. Ainsi, les satellites de la Voie Lactée et d'Andromède ne sont pas accrétés de façon isotrope (Libeskind et al. 2011). Cela nous amène à considérer spécifiquement notre environnement, le Groupe Local.

2 Le Groupe Local

Le Groupe Local (GL) défini notre entourage galactique proche. Par rapport aux grandes structures de l'Univers, c'est un système relativement modeste. Il s'étend sur environ 3 Mpc et est dominé gravitationnellement par deux galaxies spirales géantes, la Voie Lactée et Andromède (M31). La masse totale du GL est comprise entre 2 et $7 \times 10^{12} M_{\odot}$. La galaxie du triangle (M33), objet le plus lumineux après ces deux géantes, est environ dix fois moins massive que M31. D'autres objets, plus petits mais beaucoup plus nombreux, ayant des âges, des morphologies, des origines différentes peuplent ce système et y interagissent : des galaxies satellites, des amas globulaires, des courants d'étoiles... D'après le modèle standard cosmologique (Frenk & White 2012), le GL est assujetti en masse par les halos de matière noire de chacune de ces galaxies. L'ensemble de ce système baigne dans son combustible : de la poussière (Li et al. 2015) et du gaz (Wolfe et al. 2015). Ces deux derniers éléments sont répartis de façon très hétérogène, que ce soit en densité ou en température. Comme nous allons le voir, la diversité, l'agencement spatial et la dynamique des objets du Groupe Local nous fournissent quantité d'informations sur l'évolution du système et sa cartographie gravitationnelle.

2.1 La place du Groupe Local dans la toile cosmique

La formation cosmologique du Groupe Local, et particulièrement celle de la paire que forment la Voie Lactée et M31, est encore méconnue. Pour plusieurs raisons exposées en partie ci-dessous, la configuration spatiale et cinématique du système est très particulière comparée à l'univers local observable ou aux simulations cosmologiques.

En premier lieu, les galaxies dans l'entourage du GL ont une vitesse de dispersion (σ_H) bien plus faible que l'écoulement de Hubble. Les mesures prisent depuis 40 ans font apparaître que la dispersion locale se situe entre 30 km/s et 60 km/s dans un rayon de 10 Mpc (Sandage et al. 1972; Karachentsev et al. 2002). Or, les prédictions théoriques évaluent σ_H à environ 400±100 km/s (Scoccimarro 2004). L'écoulement local est donc bien plus froid que celui de la moyenne de l'univers. Cela implique que la formation du GL s'est effectuée dans un environnement où la densité locale est plus faible que celle attendue. Cette valeur peut être modérée compte tenu de la géométrie spatiale locale et son anisotropie (Sandage 1986). Ainsi, Aragon-Calvo et al. (2011) prétendent retrouver la valeur de dispersion observationnelle locale en prenant en compte le filament/mur local. Toutefois, les groupes se caractériseraient par leur découplage avec l'expansion cosmique.

Le Groupe Local est contenu dans ce filament diffus, à géométrie complexe appelé aussi Feuille Locale. Il régit une partie de la géométrie locale, et relie l'amas de la Vierge, l'amas massif le plus proche ($\sim$ 17 Mpc) à celui du Fourneau (Fornax). A l'intérieur de ce filament, l'existence d'un plan, appelé parfois le conseil des géantes (McCall 2014), dans lequel s'étend le voisinage du GL est caractéristique (voir figure 4). En effet, à partir de cette échelle et jusqu'à celle des galaxies naines satellites, les plans semblent être une disposition privilégiée (voir paragraphe 3.7 de la partie I). Le tout est compris dans une structure beaucoup plus vaste, un super amas récemment baptisé Laniakea (Tully et al. 2014).

Dans cet agencement local, l'importance du Vide Local (voir figure 4) dans la cartographie tridimensionnelle de l'espace est également particulière. Ce Vide a été mis en évidence par Tully (1988). Il "occupe" environ le tiers des 8 Mpc^3 du Volume Local. Dans ce dernier, seules 3 galaxies sont détectées. Or, cette densité d'occupation est beaucoup plus faible que celle de l'Univers. De plus, dans un vide, les simulations cosmologiques prédisent quelques dizaines de galaxies dans un tel volume (Peebles & Nusser 2010). Cet espace atypique remet donc en cause la formation des structures en ΛCDM. Cependant, certaines exploitations de simulations commencent à donner des vides aussi importants autour de groupes locaux (Xie et al. 2014). Mais ces derniers restent minoritaires ($\sim$ 14%).

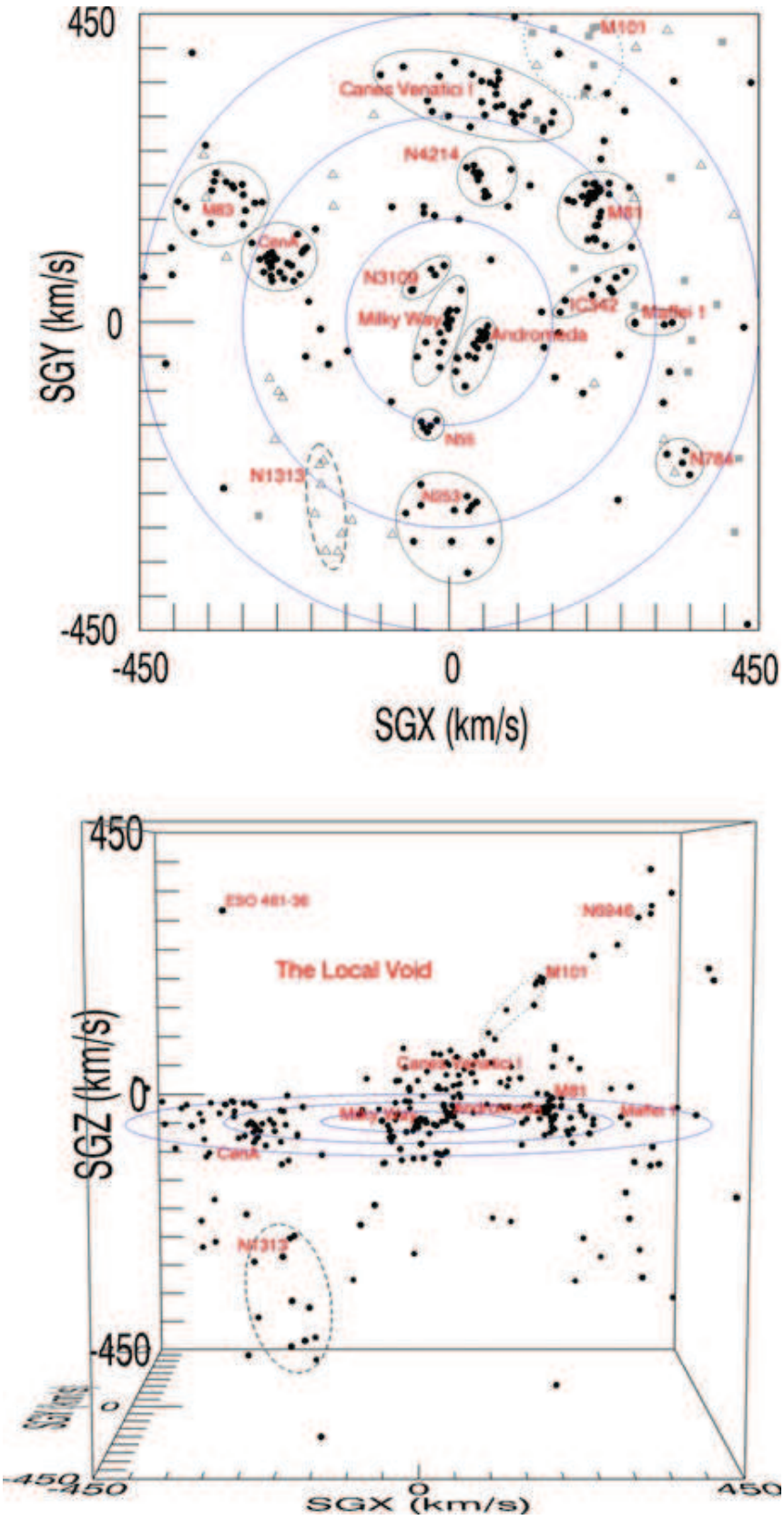

FIG. 4 – Deux vues du plan galactique où se situe le Groupe Local, vue de face (en haut) et vue par la tranche (en bas, Courtois et al. 2013). Les cercles bleus sont tracés tous les 2 Mpc (150 km/s = 2 Mpc).

Enfin, la vitesse de M31 est pour l'instant considérée comme compatible avec une collision frontale dans le futur (voir par exemple Cox & Loeb 2008). Ce point, ainsi que les autres particularités aux plus petites échelles seront discutés en détail dans la section 3 de la partie I et dans la partie III.

Chaque particularité exhibée ci-dessus représente un défi pour le modèle standard ΛCDM. Si des pistes existent pour interpréter cosmologiquement chaque point, leur compréhension n'est pas exhaustive. De plus, chaque explication débouche quand même sur une faible probabilité de réalisation pour chaque singularité. Cumuler les particularités diminue encore cette probabilité. Par exemple, en combinant uniquement les caractéristiques dynamiques à grandes échelles du Groupe Local, Forero-Romero et al. (2011) obtiennent une probabilité d'existence inférieure à 3 %. Ainsi, prises dans leur ensemble, les caractéristiques du Groupe Local dans sa totalité en font vraiment un objet exceptionnel. Il n'en est que plus intéressant puisqu'il permet ainsi de tester les limites du modèle standard.

2.2 La masse et la dynamique du Groupe Local

Le Groupe Local a joué, et joue, un rôle primordial dans l'établissement de l'existence de halos étendus autour des galaxies. Andromède fut en effet la première galaxie sur laquelle une courbe de rotation plate a été observée (Babcock 1939). L'estimation de la masse du GL par Kahn & Woltjer (1959), est considérée comme l'une des première indication majeure en faveur de l'existence de halos de matière noire massifs. La masse de la Voie Lactée, et du Groupe Local, est bien plus grande que sa masse stellaire. Pour ce faire, Kahn & Woltjer ont postulé la stabilité dynamique du groupe, et appliqué la méthode du Timing Argument. C'est une méthode simpliste qui repose sur l'hypothèse qu'au niveau dynamique, le GL peut être approximé pas deux points massifs, la Voie Lactée et Andromède. Ces derniers sont considérés comme s'approchant radialement pour la première fois avec une vitesse d'environ 100 km/s. De plus, lors du big bang (à t = 0), les deux galaxies sont au même point, c'est la condition initiale. La contrainte initiale et la vitesse actuelle sont impossibles à obtenir sans contrainte gravitationnelle supplémentaire, en considérant uniquement l'expansion cosmique. Comme les autres galaxies ne peuvent pas engendrer la vitesse relative entre M31 et la Galaxie car elles sont trop éloignées, ce mouvement doit être dû à l'attraction du centre de masse du GL. La vitesse et les positions actuelles sont les conditions finales. L'intégration temporelle de l'orbite des ces deux points menant de la condition initiale aux conditions finales admet une famille de solutions. Cela permet de contraindre la masse du GL. Cette méthode, bien que reposant sur une simplification extrême de l'environnement et l'application de contraintes très fortes fonctionne assez bien lorsqu'elle est testée sur les

simulations, voir par exemple Li & White (2008). Après avoir estimé les biais induit par le Timing Argument, leur valeur de la masse du GL est de $5.27 \pm 1.81 \times 10^{12}$ $M_\odot$. Cette méthode permet également d'approximer la masse de la Voie Lactée à $2.43 \pm 0.8 \times 10^{12}$ $M_\odot$. Les récents résultats basés sur la méthode Timing Argument tentent de mieux prendre en compte les biais. Par exemple, González et al. (2014) estiment la meilleure vraisemblance pour la masse en la comparant à un grand échantillon de groupe locaux simulés. Bien que leur valeur soit plus basse, $4.2^{+3.4}_{-2.0} \times 10^{12}$ $M_\odot$, elle est dans l'intervalle de confiance. Mais quelques soient les approches utilisées, il faut noter que les incertitudes restent très importantes. Cela est principalement dû au fait que seules les vitesses radiales sont connues, via l'effet Doppler. C'est pourquoi des démarches statistiques doivent être employées.

Une alternative au Timing Argument est de retracer l'histoire dynamique du Groupe Local en suivant une simulation à plusieurs particules. La vitesse de ces dernières sont initialisées à l'écoulement de Hubble à grand redshift. Puis, ces particules sont suivies pour arriver aux conditions observationnelles actuelles. L'avantage de ce type de méthode est de pouvoir utiliser statistiquement l'ensemble du GL, satellites compris, ainsi que les effets gravitationnel induits comme les forces de marée. Cette démarche a par exemple été utilisée récemment par Banik & Zhao (2015). Ils estiment la masse du GL à $4.33^{+0.37}_{-0.32} \times 10^{12}$ $M_\odot$. Comme l'hypothèse d'une première rencontre n'est pas imposée, contrairement au Timing Argument, le scénario dynamique peut être différent. Ainsi, suivant l'approche, la Voie Lactée et Andromède pourraient déjà s'être rencontrées ou être passées proche, c'est à dire amorcer leur deuxième rencontre. Ce scénario est privilégié par des théories alternatives à ΛCDM, par exemple celle de la dynamique newtonienne modifiée (MOND, Milgrom 1983; Famaey & McGaugh 2012) où la première rencontre entre les deux spirales a eu lieu à $z \sim 0.8$ (Zhao et al. 2013).

Quoique prédisant relativement bien la dynamique locale, ces méthodes basées sur le Timing Argument supposent que toute la masse est tracée par la matière visible. En d'autres termes, tous les halos de matière noire sont peuplés d'étoiles. Certaines théories remettent cette argument en question notamment pour expliquer le problème des satellites manquant (voir section 3.4 de la partie I). De plus, le Timing Argument ne permet pas de décrire précisément la dynamique du GL car les effets dynamiques (marée) ou les effets cosmologiques (directions privilégiées d'accrétion) jouent un rôle important (Martinez-Vaquero et al. 2007). Ainsi, le centre de masse du GL est pour l'instant approximativement situé à environ 0.5 Mpc de la Voie Lactée (Whiting 2014). La construction de modèles dynamiques à N-corps plus raffinés, dont les biais sont corrigés par les résultats des simulations cosmologiques, semblent être une des voies à suivre pour comprendre au mieux la dynamique du Groupe Local.

2.3 Environnement du Groupe Local

La morphologie des galaxies dans les amas et les groupes est fortement influencée par leur environnement (Whitmore & Gilmore 1991). La morphologie des galaxies étant corrélée avec leur formation stellaire, les propriétés en dépendant sont liées au milieu dans lequel elles évoluent et donc, à la densité locale (Kauffmann et al. 2004). Observationnellement, les galaxies de groupe apparaissent déficientes en gaz froid (Hess & Wilcots 2013). Les groupes, environnements denses en galaxies, sont un lieu plus propice aux fusions inférant des transformations internes. Ainsi, les conditions initiales ayant mené le GL, et particulièrement les deux géantes, à la situation actuelle sont donc difficilement accessibles devant la multitude de facteurs environnementaux entrant en jeu.

La difficulté majeure à laquelle se heurtent les simulations cosmologiques est la prise en compte de la physique baryonique. En effet, la formation stellaire et le principe de rétroaction (feedback) sont encore peu modélisés. De plus, les différentes méthodes de simulation donnent des résultats différents avec les mêmes conditions initiales. Cela entraine souvent la non-reproductibilité et l'unicité (non-universalité) des résultats (Scannapieco et al. 2012).

A cause de leur éloignement, l'influence mutuelle de Andromède sur la Voie Lactée est actuellement négligeable en terme de formation stellaire. Mais celle-ci a subi maints changement au cours du temps. La formation et l'évolution du GL, qui se sont déroulées dans des milieux différents à partir d'accrétions et de fusions, ont hautement influencé la morphologie et la composition des objets le composant. C'est pourquoi, la comparaison du GL avec les simulations cosmologiques reste primordiale pour en comprendre tous les tenants.

Dans cette approche, Few et al. (2012) comparent les propriétés des galaxies similaires à la Voie Lactée, dans des environnements de groupe et des environnements de champ. Malgré le défaut récurrent de résolution, les résultats indiquent une similitude des caractéristiques entre les deux populations, indépendamment de l'environnement. Les fusions et l'évolution globale importent davantage. Les modifications des propriétés des galaxies de champ semblent cependant être moins chaotiques. Etant plus isolées, ces galaxies sont peut-être moins sensibles aux fusions et aux effets de harcèlement. D'autres méthodes essayent de contraindre les conditions initiales de simulations hydrodynamiques sur plusieurs Mpc afin d'arriver à un analogue du GL possédant le champ de vitesse observé. Avec cette méthode, Creasey et al. (2015) par exemple notent que les groupes locaux simulés se trouvent dans des environnements plus denses à $z = 0$. Ils présentent également un taux de formation stellaire spécifique plus élevé. Cela signifie que le gaz est plus aisément converti en étoiles dans les analogues du Groupe Local. Cet

effet vient peut être de conditions propices aux compressions et perturbations du gaz, par exemple par pression dynamique, fusions ou effets de marée (Di Matteo et al. 2007). Mais de plus, les groupes conservent leur gaz et en accrètent. Le feedback est peut être plus important. Enfin, les caractéristiques de formation stellaire sont ordinaires lors de la création des galaxies. Cela conforte le modèle de construction par fusion.

Nous avons exposé que le milieu défini par le GL joue un rôle particulier sur la formation stellaire. Néanmoins, beaucoup de facteurs empêchent une compréhension plus approfondie. Tout d'abord, le faible nombre de groupes en détail à la fois en radio et en photométrie limite les comparaisons observationnelles. Ensuite, la difficulté de simuler hydrodynamiquement un grand nombre de groupes en y incluant la physique baryonique affaiblit statistiquement les résultats. Enfin, l'entrelacement complexe de la multitude des paramètres s'appliquant à cette échelle altère les analyses.

3 Les galaxies naines

Dans le modèle standard cosmologique décrit dans la section 1, les galaxies naines se sont formées typiquement au début de l'agencement de la toile cosmique ($\sim$ 10 milliards d'années). Elles ont un processus de formation similaire à celui des autres galaxies. Les nuages de gaz présents au sein d'un halo se condensent en son centre pour débuter la formation d'étoiles. Les petits halos de matière noire, ou sous-halos des galaxies naines dominent largement ces objets d'un point de vue gravitationnel. En effet, le ratio matière noire sur matière baryonique peut atteindre des valeurs de 1000 suivant certaines galaxies (et certains calculs). La naine sphéroïdale Draco, satellite de la Voie Lactée en est un bon exemple puisque c'est une des galaxie du Groupe Local ayant une masse dynamique élevée, avec un rapport masse sur luminosité d'environ 100 (Odenkirchen et al. 2001).

3.1 Morphologie

Les galaxies naines sont souvent considérées comme des galaxies spirales après leur formation. Un nuage se condense avec un certain mouvement de rotation pour plus tard, donner une spirale si le moment angulaire est suffisant. De part leur faible masse, elles sont rarement isolées à z égal 0. Elles se trouvent la plupart du temps autour d'une galaxie hôte géante ou dans un groupe. Lors de son "voyage" dans l'univers, une galaxie se déplace dans les filaments. Elle peut alors s'associer à d'autres naines et/ou se lier à une hôte. Dans le modèle cosmologique Λ-CDM (Komatsu et al. 2011), les galaxies naines fusionnent fréquemment pour en former de plus grosses, et peut être

jusqu'aux géantes (Klypin et al. 1999). Ce scénario d'agglomération hiérarchique est parfois appelé bottom-up.

Mais ces interactions modifient amplement la nature de ces galaxies au niveau composition, formation stellaire, masse, taille et engendrent de profonds changements morphologiques. Ces caractéristiques structurelles permettent de les classer en quatre types principaux (voir figure 5). Le premier définit la classe, théoriquement originelle, des galaxies naines spirales (dSs). Le type des galaxies naines elliptiques (dEs) contient lui, les objets généralement les plus massifs de la catégorie des naines. L'absence d'une structure dynamique bien définie favorise l'hypothèse d'objets anciens formés à partir de spirales ayant interagi fortement et pendant longtemps avec une galaxie plus massive. Une dE peut aussi résulter d'une fusion entre deux autres galaxies naines. D'autres hypothèses mettent en avant la possibilités d'une formation primordiale de ces structures, où les nuages condensent sans moment angulaire. Ces galaxies dEs seraient l'une des clés de voute de la formation hiérarchique bottom-up. NGC 147, NGC 185 ou encore Messier 32 utilisées par la suite font partie de ce type. La troisième classe est celle des galaxies naines sphéroïdales. Ce sont généralement des objets de faible luminosité ayant une forme sphéroïdale (parfois vus comme une évolution des dEs). Ces objets sont presque complètement dépourvus de gaz ce qui les rend peu actifs en terme de formation stellaire. Nous nous servirons beaucoup de ces objets par la suite puisqu'ils sont majoritaires dans le Groupe Local (par exemple : Andromeda I, II, III, ...). Enfin, la catégorie des galaxies naines irrégulières (dIs) contient celles qui n'ont pas de morphologie propre. Pour la plupart, elles ont surement subi de trop fortes interactions gravitationnelles. Ces naines contiennent de grande quantité de gaz et sont encore le lieu de formation stellaire élevée. Le lien entre les dIs et les dSphs est le sujet de nombreuses études essayant de trouver le "chaînon manquant" entre les deux types (ces galaxies sont classées comme étant de transition (dTs). Les nuages de Magellan (parfois dans une catégorie propre) sont à mi-chemin entre les dSs et les dIs puisqu'ils ne possèdent qu'un bras et leur structure est fortement perturbée par la présence de la Voie Lactée.

Cependant, les galaxies naines, de part leur petite taille sont sujettes divers changements internes durant leur évolution. Il est alors très difficile de les classifier. Ainsi, en plus de ces quatre types morphologiques majeurs, une multitude d'autres classes existe basée sur la luminosité, la masse, la composition chimique, la formation stellaire...

3.2 Formation stellaire

Les galaxies naines sont les objets les plus petits qui ont, ou ont eu une formation stellaire soutenue pendant une longue période. En effet, une galaxie naine est a priori

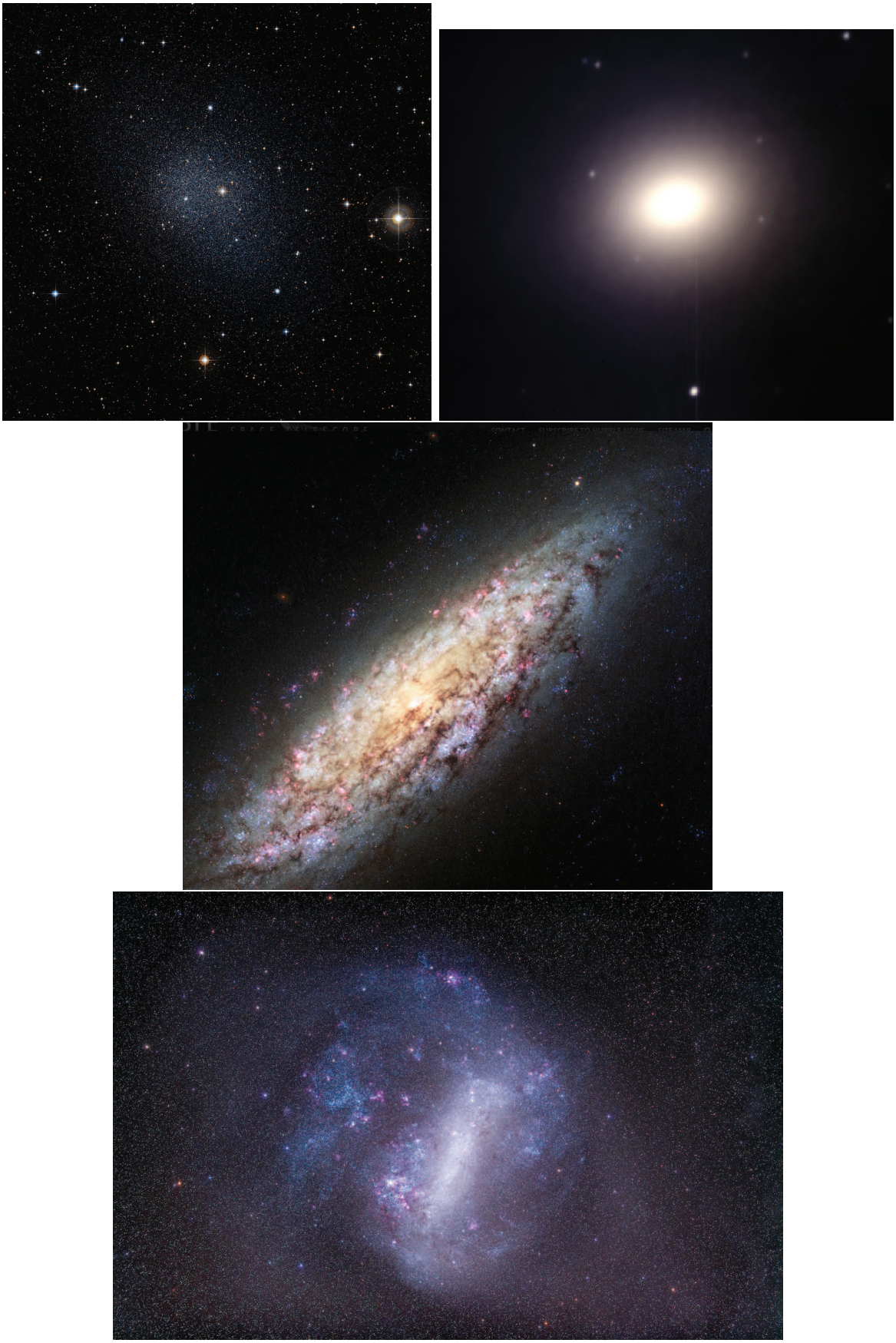

FIG. 5 – Exemples de galaxies naines. En haut à gauche, la naine sphéroïdale massive Fornax, satellite de la Voie Lactée (ESO, Digital Sky Survey 2). En haut à droite, Messier 32, une naine elliptique satellite d'Andromède (Observatoire de San Pedro Martyr). Au milieu, NGC 6503 est une naine spirale isolée, située dans le vide Local (HST). Elle possède un fort taux de formation stellaire d'où les nombreuses étoiles bleues. En bas, la naine irrégulière du grand nuage de Magellan, plus gros satellite de la Voie Lactée (T. Cottage).

auto-gravitationnellement liée. Ainsi, elle contient, lors de sa formation une réserve de gaz suffisante pour donner lieu à une première période de formation stellaire. Mais bien que de masse plus faible que les galaxies géantes, elle a été assez massive pour garder le gaz et les poussières non utilisés, contrairement aux amas globulaires. Un cycle de formation stellaire se met alors en place. Les restes non utilisés se réagencent, le milieu inter-stellaire est enrichi par le vent stellaire des étoiles déjà formées et la masse de la galaxie permet d'accréter du matériel du milieu inter-galactique environnant. Ces trois phénomènes jouent un rôle principal dans l'émergence d'une nouvelle génération d'étoiles ainsi que dans leur composition. Cette pluralité de génération d'étoiles distingue notamment une galaxie naine d'un amas globulaire. Cependant, il existe plusieurs types de galaxies naines (voir section 3.1) qui ont chacune leur particularité en ce qui concerne la formation stellaire. Les dSphs ou les dEs n'ont typiquement pas, ou peu, de formation stellaire récente car elles sont pauvres en gaz alors qu'à l'inverse, les dIs sont assez actives. Est-ce que la formation de ces objets diffère fondamentalement ou les contrastes proviennent-ils seulement des effets environnementaux subis pendant leur évolution ?

Tout d'abord, il a été récemment montré que l'ensemble des galaxies naines suit la même loi de masse-métallicité (Kirby et al. 2013, voir figure 6). Cette relation moyenne de la quantité de fer calculée directement à partir des géantes rouges résolues de 35 galaxies dSphs et dIs du Groupe Local montre une homogénéité dans les processus de formation entre les différents types de naines. De plus, en extrapolant cette courbe, elle reste valable pour les galaxies plus massives du relevé SDSS, jusqu'à $10^{12} M_{\odot}$, liant ainsi les échelles de tailles (voir panneau en haut à droite de la figure 6). Cette relation peut s'expliquer par le pouvoir de rétention en gaz d'une galaxie. En effet, plus celle-ci est massive, plus elle va être capable de retenir les métaux générés par la population précédente d'étoiles. A l'inverse, une galaxie de faible masse retiendra moins de métaux. Ainsi, l'augmentation en métallicité de la génération suivante d'étoiles sera modérée. Une autre explication possible mais plus difficilement mesurable passe par l'efficacité de formation. Les galaxies de faibles masses possèdent une concentration en gaz plus élevée, ainsi les métaux produits sont plus dilués dans le milieu interstellaire et ces objets apparaissent moins métalliques. Enfin, les autres propriétés globales de tous les types de galaxies naines comme la vitesse centrale de dispersion, la brillance de surface centrale et la luminosité totale semblent s'identifier aux caractéristiques globales des galaxies (Mateo 1998; Kormendy & Bender 2012).

Toutefois, les galaxies dSphs et les dIs (liées par les dTs) ont actuellement des contenus en gaz différents. Pour comprendre le phénomène du passage d'une galaxie riche en gaz à une galaxie quasiment stérile, connaître l'histoire de la formation stellaire (SFH) de chaque galaxie naine est décisive. Malheureusement, les SFHs ne sont disponibles que

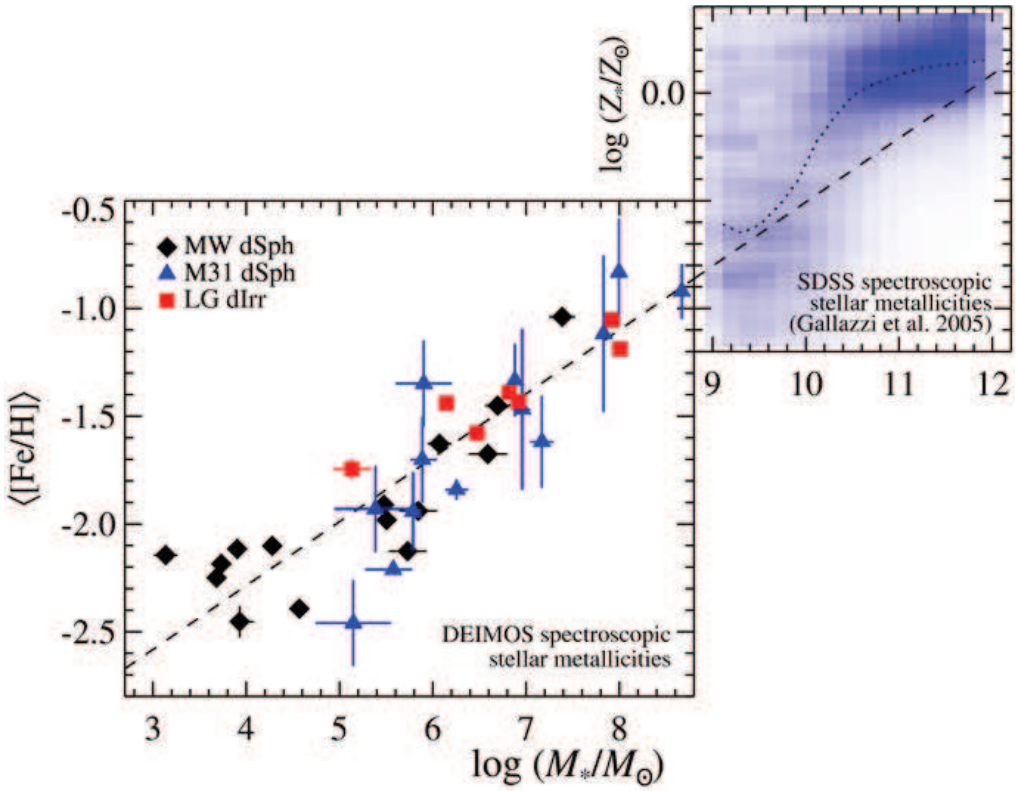

FIG. 6 – Diagramme masse-métallicité pour la majeur partie des satellites du Groupe Local (Kirby et al. 2013). Dans le panneau en haut à droite est ajouté le diagramme pour les galaxies plus massives du relevé SDSS.

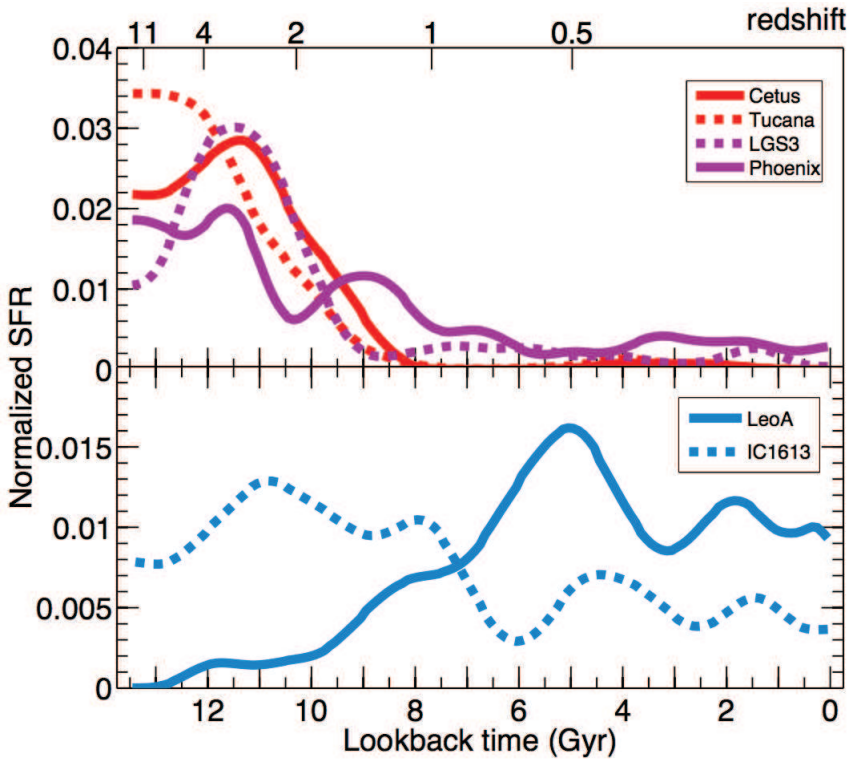

FIG. 7 – Histoire de formation stellaire pour 6 galaxies naines du groupe local (Gallart et al. 2015). En haut, les galaxies considérées comme des naines sphéroïdales et en bas, celles de type irrégulier.

pour un nombre limité de galaxies naines. Il faut pour cela résoudre individuellement les étoiles. Lesquelles sont ensuite reportées dans un diagramme couleur-magnitude (CMD). Obtenir le CMD le plus profond possible est l'enjeu majeur des observations. Plusieurs séquences principales âges-métallicités sont alors identifiées. Cela permet ainsi de remonter à l'histoire de formation stellaire.

Grâce à l'utilisation des SFHs, nous pouvons constater que les dSphs ont en général eu un fort pic de formation au milieu d'une histoire plate alors que les dIs ont plutôt bénéficié d'une formation soutenue tout au long de leur existence (voir figure 7). Toutefois, la réalité n'est pas aussi théorique. Une dSph peut être classée comme telle vue sa morphologie mais elle peut aussi avoir eu deux phases de formation majeur, par exemple suite à une accrétion. C'est peut être le cas pour Andromeda II (Amorisco et al. 2014b). De même, une galaxie dI pourra très bien avoir une formation plus élevée à certains moments de son histoire. Pour éviter ce genre de confusion, Gallart et al. (2015) ont récemment introduit le concept de naines lentes (slow dwarf : formation plutôt continue et uniforme) et de naines rapides (fast dwarf : phase de formation intense). L'absence de formation stellaire après une première phase d'activité peut s'expliquer par un défaut en gaz des dSphs. Les principaux phénomènes mis en cause dans ce cas peuvent être internes comme l'explosion de plusieurs supernovae, ou externes comme

les effets de marée, l'effet de harcèlement ou le passage près d'une galaxie massive. A l'opposé, une galaxie naine irrégulière se trouve dans un milieu plus isolé (Weisz et al. 2011) et de fait ne subira pas, ou moins ces effets. Elle est peut être davantage fournie en gaz dès l'origine.

Finalement, il faut noter une disparité de sous-classes de galaxies naines différenciées par leurs morphologies mais surtout par leur composition stellaire. Les galaxies naines compactes bleues (BCD) par exemple sont peut être le stade préliminaire des dEs. En effet, elles possèdent un rayon de coeur plus faible composé d'étoiles jeunes. Le gaz aurait été éjecté par la forte activité de formation stellaire centrale. Ces galaxies se trouvent principalement dans les régions modérément denses ou dans les vides. Il en est de même pour les galaxies extrêmement pauvres en métaux (XMP) qui ne subissent guère d'interaction avec leur environnement (Filho et al. 2015). Les galaxies naines très peu lumineuses (UFD) sont également connues pour leur très faible métallicité. Ce sont les galaxies détectées les moins lumineuses (Muñoz et al. 2010). Elles sont donc suspectées de faire partie des objets primordiaux de notre univers. Mais encore une fois, leurs caractéristiques, en terme de leur fonction initiale de masse (IMF) se rapprochent de celle du type plus général des dEs (Geha et al. 2013). Pour conclure, notons qu'il existe divers types de galaxies naines. Si ces dernières diffèrent par leurs formes et leurs compositions, leurs caractéristiques de masse et luminosité apparaissent avoir un filigrane identique modulo les influences environnementales. Toutefois, le démêlage des phénomènes internes et externes reste encore actuellement une gageure.

3.3 Galaxies naines de marée

Les galaxies naines de marée (TDGs) sont des objets compris dans la même gamme de taille que les naines dites "classiques". Cependant, leur processus de formation diffère. Une TDG n'est pas composée d'une partie baryonique résidant au centre d'un halo comme les galaxies naines primordiales. Elles sont formées lors d'interactions entre galaxies plus massives. Lorsque ces dernières se déchirent sous l'effet des fortes perturbations gravitationnelles engendrées, des bras ou des ponts, appelés aussi queues de marée, composés de gaz et d'étoiles se dessinent. Les compressions ainsi que les turbulences du gaz en résultant donnent naissance à des amas globulaires et à des galaxies naines (Renaud et al. 2009), les TDGs (voir figure 8).

Ces galaxies étant formées des débris d'une autre, elles sont théoriquement dépourvues de matière noire. Suivant l'importance de l'interaction, elles peuvent être créées par groupe. La morphologie des jeunes TDGs est proche de celle des BCDs alors que la forme des TDGs âgées s'apparente beaucoup à celle des dSphs. De ce fait, il est difficile de distinguer les deux populations. Une TDG est encore clairement identifiable

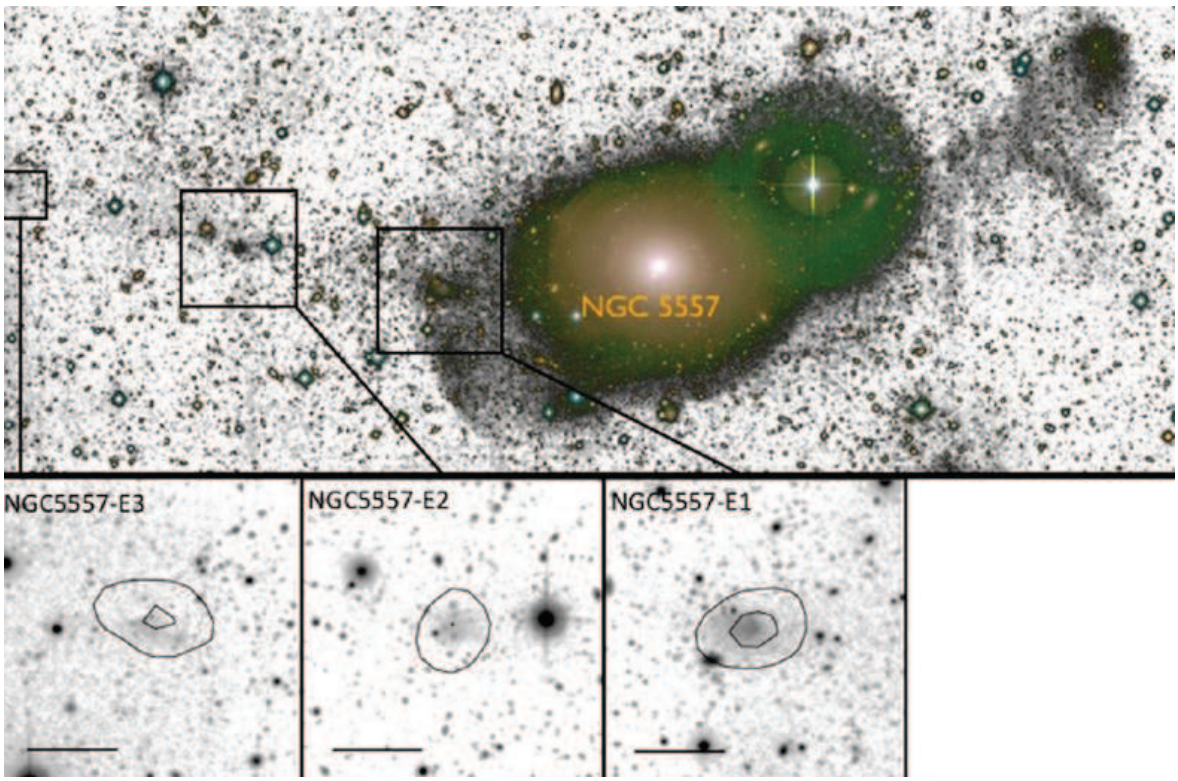

FIG. 8 – Exemples de galaxies naines de marée dans la banlieue d'une galaxie précoce (CFHT, MegaCam, Duc et al. 2014). Sur l'agrandissement des trois régions candidates en bas, sont superposé les contours du gaz H_I (WSRT). Les barres horizontales correspondent à un distance de 10 kpc. Les TDGs se situent sur un grand courant de marée à très faible billante de surface. Ces TDGs possèdent un rayon effectif très étendu ainsi qu'une faible brillance de surface comparée à leur masse. Elles seraient également très âgées ($\sim$ 4 milliards d'années). Malgré ce temps de vie dans un environnement tourmenté, elles contiennent beaucoup de gaz. Leur faible taux de formation stellaire laisse donc présumer que les TDGs peuvent survivre longtemps.

lorsqu'elle est jeune, c'est à dire lorsque son géniteur se trouve à proximité. Les courants d'étoiles et de gaz résiduels à l'interaction (bras, ponts ou queues de marée) sont encore visibles aux alentours de la TDG. Mais, quand la TDG est plus ancienne, elle peut avoir été éjectée loin de son hôte, avoir été détruite ou encore, avoir été privée de son gaz et n'avoir plus qu'un coeur. Peut être est-ce le principe de formation des galaxies très compacts (UCDs) ? L'identification d'une TDG comme telle est alors plus complexe. Pour ce faire, il faut mesurer les vitesses internes des étoiles afin d'estimer la masse dynamique de la galaxie. Comme une TDG ne possède a priori pas de halo de matière noire, les dispersions de vitesses seront donc moins élevées que dans le cas d'une galaxie naine classique. Cela est vrai, à condition que l'objet considéré soit auto-gravitationnellement stable. Nous avons un aperçu de la difficulté de la caractérisation observationnelle des anciennes TDGs. De plus, obtenir des vitesses individuelles précises en dehors du Groupe Local reste un défi. Suivant les méthodes employées et l'environnement considéré, les estimations du nombre de TDGs varient de quelques pourcents à 50 % (Hunsberger et al. 1996; Kaviraj et al. 2012; Sweet et al. 2014). La part exacte de TDG parmi les naines demeure donc une inconnue. D'autant que les simulations cosmologiques ne sont pas plus tranchantes pour éclaircir ce point.

Identifier les TDGs se révèle capital. En effet, si la majeure partie des galaxies naines sont des TDGs, le problème des satellites manquants (voir section 3.4) s'accentue encore. D'un autre côté, elles pourraient expliquer l'existence de plans (voir section 3.7). Cependant, pour de telles discussions, les TDGs doivent être capables de survivre dans le temps (Hammer et al. 2013). Duc et al. (2014) ont réussi à identifier des objets hors du Groupe Local pouvant se targuer d'être des anciennes TDGs. Leur critère principal repose essentiellement sur la taille du rayon effectif. Ce critère est en accord avec les résultats obtenus sur les TDGs du Groupe Local (Sextans A et B) où il est établi qu'elles possèdent des structures encore plus allongées qu'il n'était jusqu'à présent admis (Bellazzini et al. (2014), voir également la partie II). Or, l'étude des distances et des vitesses des queues de marée présentes à l'extrémité de ces TDGs indique une interaction ayant eu lieu il y a plusieurs milliards d'années. Cela confirme les résultats de Duc et al. (2014). Notons que la persistance d'une caractéristique étendue des TDGs pendant plusieurs milliards d'années peut se retrouver dans les simulations cosmologiques (Peñarrubia et al. 2009). Enfin, les modèles de collisions galactiques ont montré que les objets qui en sont issus peuvent perdurer longtemps (Bournaud & Duc 2006).

Mais si les TDGs sont capables de vivre longtemps, encore faut-il comprendre leur évolution. En effet, lors de leur formation, ces objets contiennent généralement une grande quantité de H_I par rapport aux naines primordiales. Cela vient de leur processus de formation. Une TDG est un élément d'une partie dense d'une autre galaxie. Les

TDGs ont une efficacité de formation stellaire comparable aux galaxies spirales (Braine et al. 2001). Or, leur masse dynamique est bien plus faible. Elles sont aussi sujettes à de fortes perturbations, premièrement car elles sont formées à proximité d'importants potentiels gravitationnels qui engendrent des forces de marée. De plus, étant peu massives et se déplaçant dans des milieux relativement denses, elles sont soumises à une forte pression dynamique. Comment font-elles pour retenir tout le gaz malgré ces forces les appelant à s'en délaisser, sachant que les supernovae présentes au centre renforcent cette tendance d'échappement ? Paradoxalement, si elles arrivent à garder leur gaz, ces perturbations devraient leur permettre une efficacité de formation stellaire plus importante. Or, il est constaté que le taux de conversion du H_I en gaz moléculaire, et par conséquent le taux de déplétion, bien qu'existant est faible (Braine et al. 2001). L'évolution des TDGs laisse donc envisager plusieurs scénarios et questionnement.

3.4 Le problème des satellites manquants

Dans les simulations Λ-CDM, les sous halos de matière noire se forment dans les filaments. Certains tombent dans le potentiel de galaxies hôtes plus massives. Ces sous halos rentrent alors dans le halo de la galaxie centrale. Ces bulles de matière noire restent auto-gravitantes et sont donc censées être le siège de la formation d'une galaxie naine. Or, le nombre de satellites observés est bien moins important que le nombre de sous halos prévu par les simulations (Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999), ce qui est appelé le problème des satellites manquants (MSP). Une galaxie géante du type Voie Lactée ou Andromède hébergerait entre 100 et 500 sous halos alors que le nombre de satellites observés n'excède pas 40 pour chacune de ces deux spirales. Ces estimations varient beaucoup suivant les facteurs considérés, les simulations ou le type d'étude. La complétude des observations peut également être remise en question. Mais malgré les récentes découvertes de satellites peu lumineux dans le Groupe Local (Martin et al. 2015; Bechtol et al. 2015; Koposov et al. 2015), le problème des satellites manquants subsiste. Deux réponses possibles se dégagent. La prédiction du nombre de sous halos est trop élevée et le modèle Λ-CDM n'est pas exact ou mal simulé. Ou bien, tous les halos ne forment pas d'étoiles et il existe des halos sombres (sans contrepartie baryonique) non détectés. Une partie de ces interrogations, pour les satellites les plus massifs, seront discutés dans la section 3.5.

La première hypothèse pour résoudre le MSP est une formation stellaire coupée. Une des causes, pour les satellites inférieurs à $10^9 M_\odot$, serait la photoévaporation lors de la phase de réionisation. Elle est émise lorsque les premières étoiles, très chaudes, émettent un fond ultra-violet qui réionise leur entourage. Cela a pour effet de stopper la formation stellaire ainsi que les accrétions. La plupart des satellites légers auraient

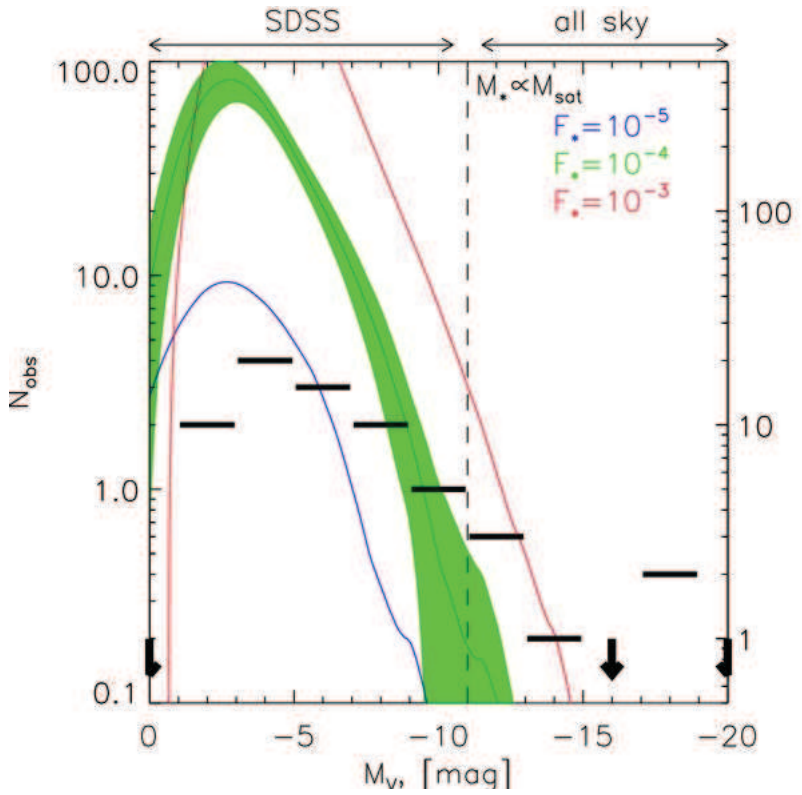

FIG. 9 – Estimation du nombre de satellites pour un halo hôte de type Voie Lactée en fonction de la magnitude (en vert, Koposov et al. (2009)). A gauche de la partie pointillée, le nombre de galaxies naines les moins visibles corrigé des effets de couverture du relevé SDSS . A droite, les plus brillantes du ciel où l'échelle du nombre de satellites est 5 fois plus grande. Les observations sont représentées par les barres horizontales.

été réionisés de l'extérieur (Alvarez et al. 2009). Ils n'auraient donc pas eu le temps de former leurs propres étoiles pour "s'auto-réioniser" avant d'être stérilisés par leur hôte. Ainsi, ces satellites sont des halos sombres. Toutefois, le nombre de satellites sombres dépend fortement de l'époque de réonisation de la galaxie hôte (Busha et al. 2010). Un paradoxe demeure pourtant. Si la galaxie hôte réionise ses satellites, une galaxie plus massive doit réioniser plus rapidement son entourage et par conséquent, avoir moins de satellites. Or, ce n'est pas le cas dans le Groupe Local. Andromède, considérée comme la plus massive des deux galaxies géantes de la paire possède environ 40 satellites connus alors que la Voie Lactée en a un peu moins. Il faut ajouter ici l'importance de l'action des supernovae qui participent au ralentissement ou à la coupure de la formation stellaire. Ce phénomène peut se coupler à la réonisation (Governato et al. 2007).

D'autres hypothèses que nous n'aborderons pas en détail peuvent combler une partie des interrogations. Elles reposent sur une modification du modèle Λ-CDM. Le but est de limiter la densité centrale des sous halos. C'est à dire construire des cores plutôt que des cusps (voir section 3.6). Les cores, moins denses, sont donc plus aptes à disparaître. Cela est possible en prenant par exemple de la matière noire tiède (WDM, Macciò & Fontanot (2010)). Un modèle basé sur des particules de matière noire interagissant avec elle même (SIDM) peut aussi limiter la profusion des satellites en préférant les cores (Loeb & Weiner 2011). Mais ces derniers peuvent aussi être créés en Λ-CDM avec les effets de la photoionisation et de la rétroaction des supernovae (vus dans le paragraphe précédent) auxquels est additionnée l'influence des effets de marée (voir section 3.3) non prise en compte dans les simulations cosmologiques classiques de matière noire (Brooks et al. 2013).

3.5 Le problème du "too big to fail"

Dans les simulations de halos équivalents à ceux de la Voie Lactée, les sous halos les plus massifs ont des masses centrales toujours plus importantes que les satellites observés les plus brillants de la Voie Lactée. D'un autre côté, les sous-halos de masses intermédiaires, suivent les prédictions des simulations. Ainsi, les halos les plus massifs n'arriveraient pas à former des étoiles. Ce défaut est appelé le problème du "too big to fail" (TBTF). Le principe emprunté au domaine économique décrit un système trop important pour s'écrouler, est donc former des étoiles dans notre cas. Ce problème a été mis en évidence par Boylan-Kolchin et al. (2011, 2012).

Ainsi, lorsque les 9 galaxies naines sphéroïdales les plus massives de la Voie Lactée sont considérées, leur vitesse maximale est limitée à $V_{max} \leq 25$ km s^{-1}. Ce n'est pas le cas dans les simulations. Aquarius par exemple prédit une dizaine de sous halos par halo

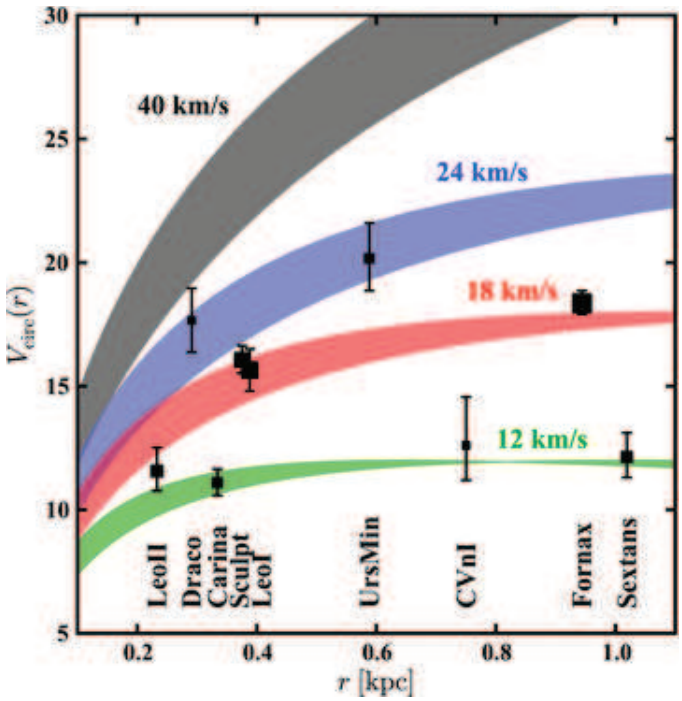

FIG. 10 – Vitesses circulaires observées des 9 galaxies dSphs les plus brillantes de la Voie Lactée (carrés) en fonction de leurs rayons. Les trainées représentent les courbes de rotation pour des halos de NFW de 12 à 40 km/s avec l'intervalle de confiance calculé à partir de la simulation Aquarius (Boylan-Kolchin et al. 2012).

hôte ayant des vitesses $V_{max} > 25$ km s^{-1}. La figure 10 montre bien cette divergence entre prédictions et observations. Dans la simulation ELVIS, de 2 à 25 sous halos se trouvent avoir des vitesses supérieures à $V_{max} > 25$ km s^{-1} dans les 300 kpc autour d'un halo de type Voie Lactée (Garrison-Kimmel et al. 2014b). Ce nombre devient encore plus important si seuls les halos en dehors du groupe local sont considérés, de 12 à 40. Ce dernier constat rejette les causes environnementales, comme les effets de marée ou le balayage par pression dynamique, qui pourraient expliquer l'absence de galaxies massives proches de l'hôte. De plus, la voie Lactée ne semble pas être un cas particulier puisque le même défaut de galaxies satellites étant hébergées par des sous halos massifs est constaté pour la galaxie Andromède (Tollerud et al. 2014). Le problème est aussi constaté à l'extérieur du Groupe Local grâce à des mesures de rotations du H_I avec ALFA (Papastergis et al. 2015).

Plusieurs solutions ont été proposées sans qu'aucune ne soit totalement concluante. Le problème peut être évité si les propriétés de la matière noire sont modifiées, comme par exemple en prenant de la matière noire tiède (Lovell et al. 2012). Les simulations qui ont mis en évidence le problème du TBTF font évoluer des halos au profil NFW (Navarro et al. 1997). Modifier ce profil, surtout au centre permet d'éviter en partie le problème du TBTF (Brook & Di Cintio 2015; Ogiya & Burkert 2015), reste à statuer

sur la nature du centre des naines sphéroïdales (voir section 3.6).

3.6 Le dilemme de "cusp et core"

L'étude des propriétés de la matière noire aux petites échelles permet de comprendre son agencement et son influence aux grandes échelles galactiques. Les galaxies naines en étant les plus petites représentantes, elles imposent les plus fortes contraintes sur le comportement de celle-ci. La vitesse de dispersion très élevée des galaxies naines sphéroïdales par rapport à leur luminosité en font les objets les plus dominés par la matière noire. Cependant, la faible surface de brillance de ces galaxies et les mouvements internes mal définis (orbites, systèmes multiples, bruit de fond...) induisent d'importantes barres d'erreurs sur les mesures observationnelles. Le modèle le plus couramment utilisé pour décrire le halo de matière noire dans lequel baigne une galaxie est le halo de Navarro, Frenk et White (NFW, Navarro et al. 1997). C'est un modèle empirique d'un profil type de halo obtenu à partir de simulations cosmologiques N-corps. Deux paramètres globaux le caractérisent, la masse du halo et sa densité. Ce profil est notoire car il s'applique à une grande partie des observations des halos virielisés. Il fait partie d'un scénario de formation hiérarchique où le temps de relaxation d'une galaxie après fusion avec une autre serait assez court (Lynden-Bell 1967).

Toutefois, avec ce profil, la densité centrale d'une galaxie naine sphéroïdale diverge en un point singulier (cusp). Cela vient du fait qu'avec un halo NFW, plus la galaxie est petite, plus la densité au centre est élevée. Une galaxie naine ayant une luminosité inférieure à $10^7 L_\odot$ voit sa densité centrale exploser. Cette particularité est très discutée car, en plus d'être physiquement conceptuelle, elle ne reflète pas complètement les observations. En effet, le centre des dSphs est parfois vu comme un noyau très concentré, mais possédant une densité finie (core). Les travaux cosmologiques et observationnels tentent d'éclaircir ce dernier point. Dans plusieurs simulations (par exemple Macciò et al. 2009), des caractéristiques semblables à des cores mais en présence d'un halo de NFW sont mises en évidence sous certaines conditions. La même masse ($\sim 10^7 M_\odot$) est également retrouvée dans les 300 pc centraux pour tous les objets entre 10^3 et $10^7 L_\odot$ (Strigari et al. 2008).

Ce point très controversé favorise l'observation poussée du centre des galaxies naines sphéroïdales de la Voie Lactée. Ainsi, par exemple, Battaglia et al. (2008) ont observé précisément la dSph du Sculptor avec le spectrographe FLAMES au VLT. Ces mesures permettent d'ajuster un profil de masse correspondant plutôt à un core avec un rapport masse sur luminosité élevé mais contraint de 158 ± 33. Il n'en reste pas moins qu'un profile cusp, bien que moins compatible avec toutes les populations d'étoiles reste probable. Des résultats semblables ont été obtenus sur la dSph Fornax (voir par exemple

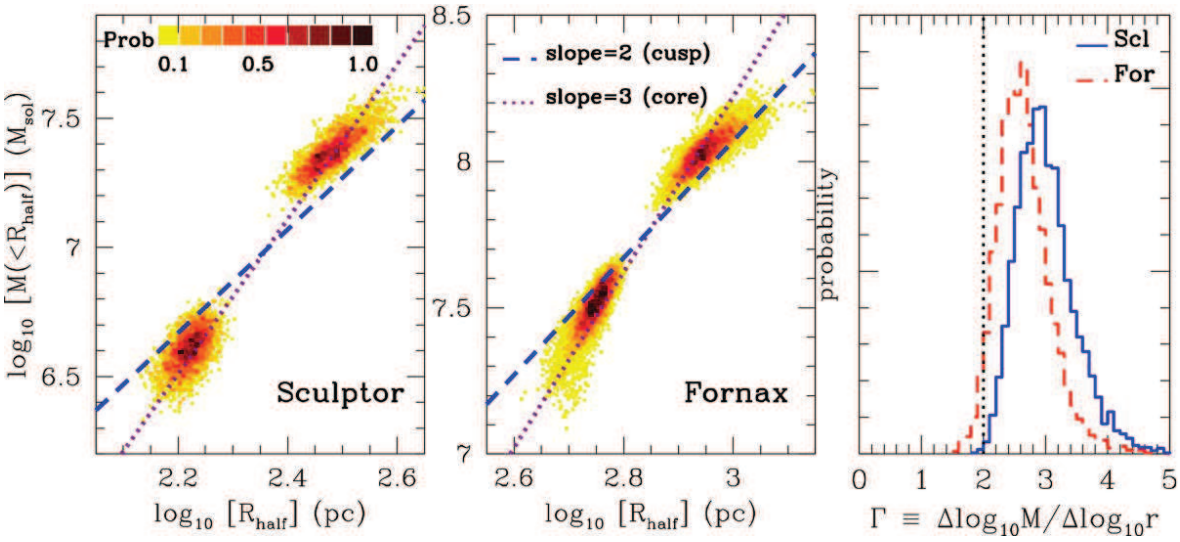

FIG. 11 – Deux panneaux de gauche : représentations des pas des chaînes MCMC contraignant le rayon de demi lumière ainsi que la masse contenue dans celui-ci pour deux populations d'étoiles dans deux galaxies naines sphéroïdales, Sculptor et Fornax (Walker & Peñarrubia 2011). Les droites dans la figure du centre tracent la valeur moyenne des pentes, calculée pour un profil core (pointillés) et cusp (tirets). Le panneau de droite représente les fonctions de densité de probabilité des pentes obtenue pour les deux galaxies. La ligne pointillée verticale est la valeur pour un profil NFW.

Amorisco et al. 2014a). Cependant, tous ces résultats dépendent fortement de la méthode pour mesurer la pente des profils et du traitement des observations. En attestent les résultats présentés par Walker & Peñarrubia (2011) (voir figure 11) qui privilégient un core mais où l'on constate que la différence avec un cusp est sujette à interprétation.

D'autres solutions de profils sont également étudiées. Le modèle mathématique d'Einasto (Einasto 1970) présente un profil plus doux, sans particularité centrale. Il semble correspondre aux résultats des simulations Aquarius (Springel et al. 2008). La comparaison des principaux modèles est réalisée dans Breddels & Helmi (2013) par exemple. Des observations plus profondes et des simulations plus résolues vont peut être permettre, dans un futur proche, de statuer sur la nature centrale des profils de matière noire. La réponse à cette question importante permettra de dégager un "vrai" profil de masse universel. Les différents phénomènes dynamiques entrant en jeu comme les effets de marée (Errani et al. 2015) seront mieux compris mais aussi les processus de formations de ces objets et donc des galaxies.

3.7 L'interrogation sur la formation de plans

L'anisotropie des galaxies naines de la Voie Lactée a été mise en avant par Lynden-Bell (1976), 11 satellites se trouvaient sur un grand cercle. Mais l'amélioration des

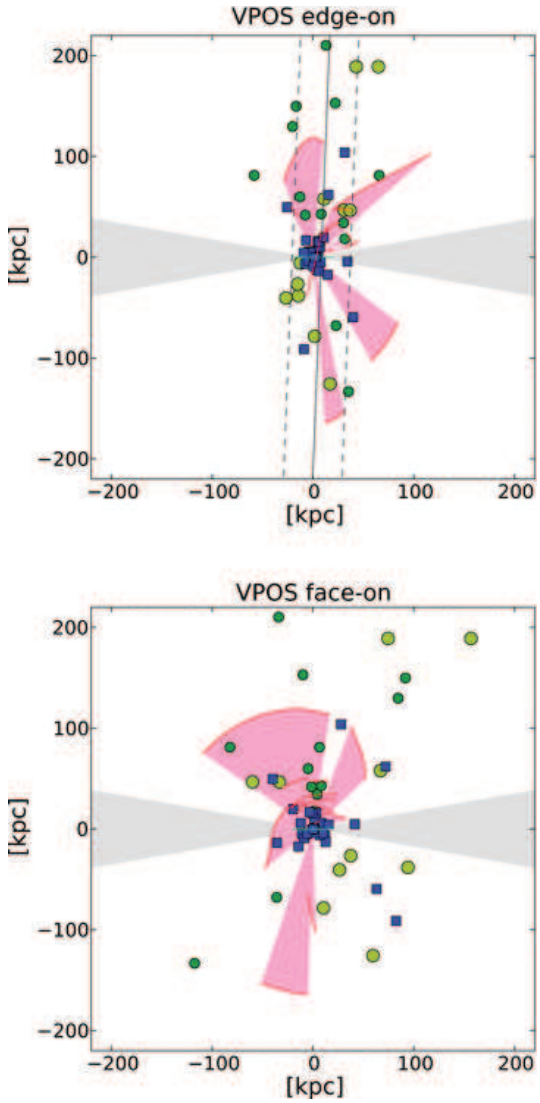

FIG. 12 – Représentation en coordonnées cartésiennes de la grande structure polaire de la Voie Lactée (Pawlowski et al. 2012) en vue de côté en haut et vue de face en bas. L'axe vertical dans les deux panneaux pointe vers le nord galactique. Les points représentent les galaxies satellites et les carrés, les amas globulaires.

techniques d'observations a permis la découverte d'un grand nombre d'objets supplémentaires de luminosité plus faible. En les prenant tous en compte, il a été découvert récemment qu'une grande partie des objets satellites de la Voie Lactée - amas globulaires, courants d'étoiles et de gaz, et 24 galaxies naines - est contenue dans un grand plan de satellites appelé VPOS (pour Vast Plane Of Satellites) représenté dans la figure 12 (Pawlowski et al. 2012). Ce dernier s'étend jusqu'à 250 kpc du centre galactique. Ainsi, ce qui était au départ considéré comme une légère inhomogénéité, peut-être due à des problèmes de complétude observationnelle, s'est transformée en une structure amenant une forte anisotropie autour de notre galaxie soulevant par là de nombreuses interrogations. En effet, le modèle cosmologique standard prévoit une répartition approximativement homogène des sous-halos autour d'un hôte plus mas-

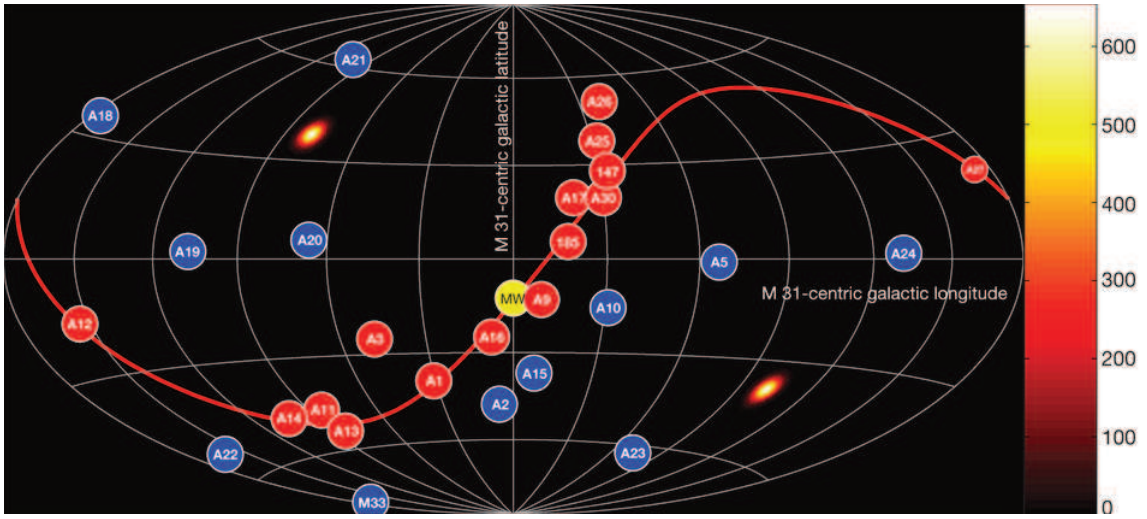

FIG. 13 – Projection Aitoff-Hammer des 27 galaxies satellites de M31 vu du centre d'Andromède (Ibata et al. 2013). Les satellites du VTP sont en rouges de même que le tracé du plan le plus probable contentant 15 objets.

sif. Cette découverte va à l'encontre de ce modèle puisque la probabilité d'avoir un tel agencement issu d'une distribution spatiale homogène des objets est très faible ($\sim$ 0.3%). Une seconde hypothèse est que cette disposition résulte d'une interaction entre la Voie Lactée et une autre galaxie assez massive et riche en gaz il y a environ 10 milliards d'années. La seconde galaxie se serait déchirée le long de son orbite déposant au passage une multitude de galaxies naines de marée et d'amas globulaires. Cette supposition peut expliquer la disposition actuelle mais va à l'encontre d'un autre résultat du modèle cosmologique. Les galaxies hôtes de la taille de la Voie Lactée sont supposées posséder plusieurs centaines de sous structures qui seraient complètement absentes dans le cas où tous les objets satellites viendraient d'une seule autre galaxie (voir section 3.3). De plus, si les galaxies naines étaient des TDGs, elles n'auraient peut être pas une telle quantité de matière noire.

Cette découverte peut laisser penser que la Voie Lactée est un cas particulier. Toutefois, une structure du même type a été trouvée autour de notre galaxie jumelle, Andromède. Koch & Grebel (2006) ont mis à jour une anisotropie dans la distribution de son système de satellites. De la même façon, les progrès observationnels et la mise en place de relevés ont multiplié le nombre d'objets de faibles luminosité identifiés. L'existence d'un grand plan plan contentant 15 galaxies satellites sur les 27 connues a été détecté par Ibata et al. (2013) appelé VTP (pour Vast Thin Plan, voir figure 13). Ce disque centré sur M31 s'étend sur environ 400 kpc tout en restant très mince, $\sim$ 14 kpc. Mais ce plan présente des caractéristiques encore plus exceptionnelles par rapport aux prédictions, en effet, 13 des 15 satellites tournent dans le même sens par rapport à Andromède. La probabilité d'avoir un tel cas de figure par tirages dans des distri-

butions, d'espaces et d'orientation des vitesses, homogènes est proche de zéro (0.002 %). Le VTP, quasiment aligné avec les pôles du disque de la Voie Lactée, serait donc majoritairement composé de satellites partageant des orbites et des moments angulaires identiques. Or, d'après le modèle standard, les galaxies satellites sont sensées avoir été acrétées à des moments différents, ce qui est difficilement compatible avec des orbites et moments angulaires similaires. De plus, elles naviguent dans les filaments dont le diamètre est de l'ordre de grandeur du Mega-parsec. Dans ces derniers, elles devraient être réparties uniformément. Une telle finesse du VTP laisse concevoir un scénario différent.

Quelques travaux sur des simulations cosmologiques ont montré que l'accrétion des satellites du Groupe Local n'était pas isotrope notamment via les tenseurs de cisaillements (shear tensor) (Libeskind et al. 2011, 2014). Dans la même voie, une étude intéressante de Shaya & Tully (2013) tente de trouver des amorces de réponse pour expliquer la formation des plans locaux. Le Groupe Local est considéré dans son ensemble, où 43 des 50 satellites connus se trouvent dans 4 plans à z=0. Cette disposition permet de contraindre plus précisément les orbites possibles des différents satellites. Ces orbites sont alors cohérents avec un scénario de formation original. Les objets du Groupe Local, d'abord dans les filaments, se seraient retrouvés dans une "feuille" de matière suite à la pression du vide local. Cette feuille serait ensuite tombée sur le Groupe Local, qui avait déjà une dynamique interne propre. Ce synopsis a l'avantage de réconcilier le modèle standard avec l'énigme des plans. Toutefois, il n'est pas applicable en dehors du Groupe Local.

La présence d'une structure en rotation autour d'une hôte ne semble pas être une exception du Groupe Local. En effet, en regardant l'univers à bas redshift grâce au relevé SDSS (Sloan Digital Sky Survey), Ibata et al. 2014c ont mesuré une forte probabilité à la banalité de cette tendance. Pour ce faire, ils ont sélectionné toutes les hôtes qui possédaient deux satellites diamétralement opposés de 20 à 150 kpc (moyennant un angle de tolérance). Dans cet échantillon, ils ont ainsi constaté un surplus signifiant de systèmes possédant des vitesses anti-corrélées pour les deux objets. C'est à dire, que la probabilité d'avoir une structure plane, fine, étendue et en rotation est élevée. En appliquant la même méthode à la simulation cosmologique Millennium-II, le pourcentage de systèmes ayant des vitesses anti-corrélées est similaire au pourcentage de systèmes possédant des vitesses corrélées (voir également Ibata et al. 2014b). Ainsi, à grande échelle, statistiquement, il semble y avoir une divergence de formation et/ou d'évolution des sous-structures entre le modèle cosmologique standard et l'univers observable.

Néanmoins, ces découvertes ne suscitent pas de consensus dans la communauté. De manière générale, la complétude observationnelle ainsi que la particularité de notre point de vue et les biais en découlant sont discutés. Depuis l'émergence de ces contra-

dictions avec le modèle Λ-CDM, les cosmologistes se sont pourtant attachés à retrouver des situations analogues dans les simulations. Ainsi, Zentner et al. (2005) examinent leur simulation CDM haute résolution sans dissipation basée sur l'énergie du vide. Ils soutiennent que l'hypothèse d'une répartition isotrope des sous halos autour d'une hôte n'est pas celle la plus probable. Une anisotropie naturelle intervient. Toutefois, avec leurs résultats, la probabilité d'avoir un plan tel que celui de la Voie Lactée reste faible ($\sim$ 2 %). Il serait intéressant de refaire le calcul avec cette simulation pour le VTP, même s'il est attendu d'avoir une probabilité encore plus faible. Gillet et al. (2015) et Cautun et al. (2015) ont cherché récemment de tels plans dans leurs simulations hautes résolutions respectives. Ils ont ainsi trouvé des plans cousins du VTP avec des probabilités non nulles. Cependant, le nombre de sous-halos peuplant ces derniers, la taille des structures identifiées et surtout la rotation des satellites diffèrent des observations. Enfin, ces simulations intègrent pour l'instant le rayonnement baryonique après le traitement hydrodynamique. La sélection des halos prise en compte peut donc être source de discussion.

Nous déclarons cet espace infini, étant donné qu'il n'est point de raison, convenance, possibilité, sens ou nature qui lui assigne une limite.

L'Infini, l'Univers et les Mondes, **Giordano Bruno**.

Deuxième partie

L'ellipticité intrinsèque des galaxies naines

Sommaire

4 Présentation **45**
4.1 L'enjeu des galaxies naines sphéroïdales 45
4.2 Morphologie intrinsèque des galaxies naines sphéroïdales 47

5 Méthode **48**
5.1 Hypothèses 48
5.2 Données 49

6 Extraction des caractéristiques morphologiques à partir des observations **51**
6.1 Caractéristiques morphologiques observationnelles 51
6.2 Positions dans l'espace 53
6.3 Construction d'un modèle 54
6.4 Limitation de l'axe majeur 56
6.5 Test élémentaire 57

7 Déprojection **57**
7.1 Déprojection tangentielle 59
7.2 Déprojection radiale 62
7.3 Déprojection γ (angle de déprojection aléatoire dans le plan $\mathcal{P}$) . . . 66

8 Tests de re-projection **69**

9 Cas individuels et discussion **73**
9.1 Particularités géométriques 76
9.2 Echantillon total 77

10 Conclusions **78**
10.1 Annexe A 80

4 Présentation

4.1 L'enjeu des galaxies naines sphéroïdales

Comme nous l'avons vu dans la partie I, le Groupe Local est le laboratoire le plus adapté, car le plus proche, pour tester les prédictions cosmologiques aux petites échelles. Avec l'amélioration de la puissance de calcul, la résolution des simulations s'est nettement améliorée, rendant possibles les comparaisons à l'échelle galactique. Simultanément, la couverture et la profondeur des observations ont permis de sonder plus en profondeur la diversité d'objets présents dans le Groupe Local. Ainsi, les théories sur l'évolution et la dynamique des galaxies peuvent se confronter aux observations sur les différentes échelles galactiques (Freeman & Bland-Hawthorn 2002). Les plus petites sont les galaxies naines sphéroïdales (dSphs). C'est pourquoi, l'étude des ces objets représente un enjeu tout particulier.

La composante baryonique de ces dSphs est en effet incrustée dans les sous-halos de matière noire. Ces derniers sont considérés, dans le modèle standard, comme les "briques" élémentaires participant à la construction des galaxies. Cette conception de l'émergence des galaxies géantes est appelée scénario de formation hiérarchique. L'approfondissement de nos connaissances des dSphs nous renseigne donc sur les débuts de la construction galactique dans l'Univers. C'est pourquoi, ce sujet de recherche est actuellement un des plus actif dans le Groupe Local (Tolstoy et al. 2009). Ainsi, comme il a été mis en évidence dans la section 3 de la partie I, le profil des dSphs, leur masse, leur paramètre morphologique, leur métallicité, leur distribution radiale autour de l'hôte, leur nombre peuve être confronté avec les prédictions du modèle de la matière noire froide couplée au paramètre Lambda (ΛCDM) (Kravtsov et al. 2004; Tollerud et al. 2014)). La distribution spatiale des satellites (Conn et al. 2013), qui est une des caractéristiques d'ensemble peut donner des indications sur la morphologie du halo de la galaxie hôte (Peñarrubia et al. 2002). D'autre part, la morphologie des dSphs qui est une des caractéristiques intrinsèques peut fournir des pistes sur l'histoire de leurs formations (Zolotov et al. 2011; Carraro 2014).

Les dSphs peu lumineuses et faiblement peuplées engendrent des défis observationnels, même à l'échelle de quelques kpc. Leur simple identification dans le Groupe Local n'est pas encore achevée. Elles sont essentiellement découvertes grâce à l'étude de grands relevés comme par exemple PAndAS (McConnachie et al. 2009) ou Pan-STARRS. Les nouvelles dSphs sont généralement distinguées par l'identification de petites surdensités. La difficulté réside dans la différenciation de celles-ci entre l'avant et l'arrière plan dont les échelles de fluctuation sont quasiment du même ordre. Etant peu brillante, un cirrus galactique ou une galaxie d'arrière plan peuvent facilement

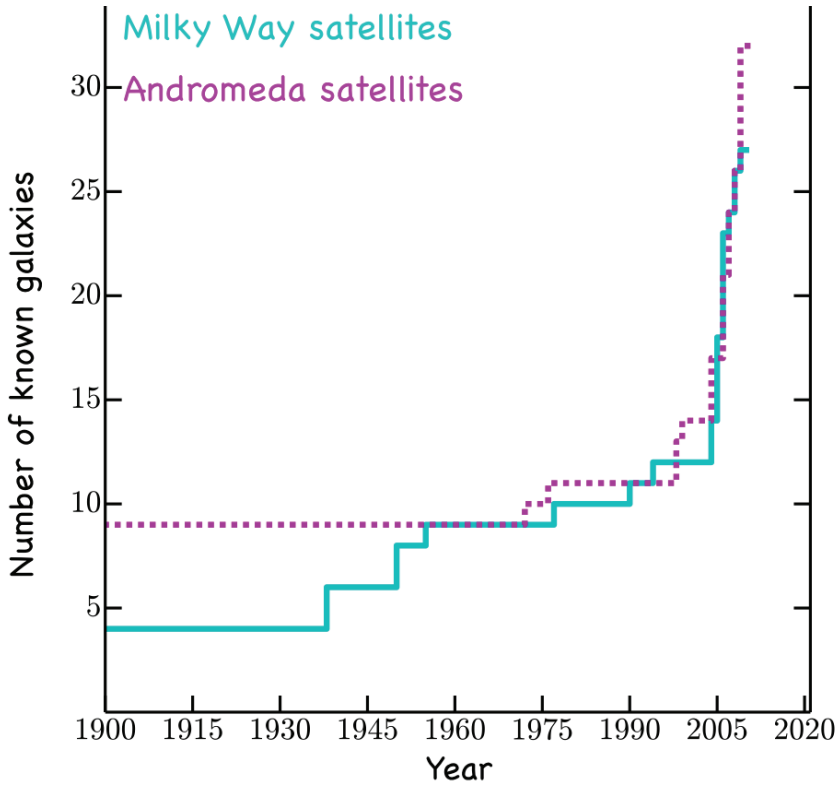

FIG. 14 – Evolution du nombre de galaxies naines connues du Groupe Local en fonction du temps, pour Andromède (en violet) et la Voie Lactée (en turquoise) (McConnachie 2012).

altérer le signal d'une dSph. Toutefois, les progrès de l'instrumentation ainsi que des techniques de traitement et d'analyse ont récemment mené à de nombreuses découvertes (Belokurov et al. 2006; Zucker et al. 2006; Walsh et al. 2007; McConnachie et al. 2008; Martin et al. 2009, 2013, 2015). Cet apport conséquent de nouvelles dSphs (voir figure 14) permet maintenant d'avoir une statistique suffisante pour avoir des résultats probants et extrapolables.

Une découverte récente a mis en lumière que la moitié des galaxies naines d'Andromède (M31) étaient contenues dans un plan très fin (VTP) en corotation (Ibata et al. 2013). Cet alignement n'est pas encore totalement compris dans le contexte ΛCDM (voir paragraphe 3.7 de la partie I). Il est donc crucial de savoir s'il existe une particularité commune entre les satellites partageant le même alignement et la même dynamique apparente. C'est pourquoi, dans la suite de cette étude, nous regarderons s'il existe une différence d'orientation ou de forme entre la population du VTP et celle qui en est exclue. Un tel résultat permettrait alors de savoir si les deux populations ont une histoire de formation différente. L'obtention des propriétés morphologiques des galaxies naines satellites donne l'occasion de tester le cadre théorique aux petites échelles. Dans leur halo de matière noire (Walker et al. 2009), elles sont partiellement isolées des forces exercées par la galaxie hôte. Cependant, la formation de plans (comme ceux de

la Voie Lactée ou M31) de même que les interactions passées induisent de forts effets de marée. Les sous-halos pourraient avoir été altérés et avoir perdus une partie de leur masse. De plus, si les plans se sont formés suite à une collision entre deux galaxies, les dSphs sont des galaxies naines de marée (TDGs) et sont même dépourvues de matière noire (Kroupa (1997), voir partie I paragraphe 3.3). Un scénario comme celui-ci expliquerai la formation de plans fins comme celui observé autour d'Andromède (Pawlowski et al. 2011; Hammer et al. 2013), ou celui observé autour de la Voie Lactée (Kroupa et al. 2005, 2010; Pawlowski et al. 2012). Si tel est le cas, les galaxies naines subissent plus l'influence du milieu extérieur et auraient donc en moyenne, une forme plus allongée (Duc et al. 2014). Rappelons que certains des désaccords entre les observations et la théorie ΛCDM sont supprimés si de la matière noire dissipative est utilisée (voir partie I paragraphe 3.4, Foot & Silagadze (2013); Randall & Scholtz (2014)). Enfin, certaines observations s'expliquent si nous nous plaçons dans le cadre de la dynamique newtonienne modifiée (MOND) (Milgrom 1983; Famaey & McGaugh 2012; Zhao et al. 2013; Lüghausen et al. 2014).

4.2 Morphologie intrinsèque des galaxies naines sphéroïdales

Dans les simulations, les sous halos sont généralement plus ronds que les halos hôtes. Les bulles de matière noire ayant des masses suffisantes pour héberger des galaxies naines ont des rapports d'axes de : $0.65 \leq c/a \sim b/a \leq 0.95$ (Vera-Ciro et al. 2014). Les dSphs de M31 sont observées avec un rapport d'axe de $a/b = 0.7$. Nous préfèrerons utiliser par la suite la convention de l'ellipticité observationnelle : $\epsilon = 1 - a/b \sim 0.3$ (Martin et al. 2008). Les ellipses projetées sur le ciel représentant les parties visibles des dSphs ont des faibles rapports d'axes. Du point de vue terrestre, les dSph sont donc des objets plutôt ronds. Mais, nous savons que cette ellipticité observée n'est qu'une projection de la structure réelle des dSphs. La troisième dimension peut nous cacher des formes bien plus allongées.

Cependant, observer cette dimension manquante est quasiment impossible pour l'instant. Par conséquent, les dSphs sont considérées comme sphéroïdales à cause de l'absence d'informations tridimensionnelles. La morphologie intrinsèque précise des galaxies est généralement peu connue. En effet, passé le stade d'une identification observationnelle (diagramme de Hubble), les biais induits par les effets de projection sont plus difficiles à discerner. Lorsque les vitesses internes des galaxies géantes et de certaines galaxies naines sont accessibles, l'existence d'une structure en rotation (disque, spirale ou anneau) est l'observable la plus contraignante pour accéder aux caractéristiques morphologiques détaillées.

Mais les dSphs sont, pour la plupart, de faible luminosité. Ainsi, seuls les spectres

des étoiles de la branche des géantes rouges qui les composent sont pour l'instant accessibles. Les dSphs sont ensuite faiblement peuplées. Le nombre de spectres stellaires est de l'ordre de quelques centaines pour les plus grosses mais, pour la majorité des dSphs, seuls quelques dizaines de spectres tout au plus sont obtenus. De plus, ces dSphs sont dominées par leurs dispersions de vitesses internes. Il en résulte une difficulté à connaître la morphologie intrinsèque de ces objets puisque les rares vitesses obtenues, dominées par la dispersion interne, ne permettent pas d'établir un profil de vitesse. Enfin et surtout, les incertitudes en distances sont trop grandes. Celles-ci sont en effet supérieures aux tailles typiques des dSphs. Les meilleurs incertitudes en distances sont de l'ordre de quelques dizaines de kpc alors que les plus grandes dSphs possèdent un rayon effectif aux alentours du kpc. Seule l'épaisseur des satellites les plus massifs peut être obtenue. Des galaxies comme les nuages de Magellan contiennent eux suffisamment d'objets lumineux variables (céphéides, RR Lyrae...) pour que la troisième dimension soit accessible (Moretti et al. 2014; Klein et al. 2014).

Le but de cette étude est donc de rechercher l'étendue réelle de la composante stellaire des galaxies naines sphéroïdales (dSphs). Pour ce faire, nous avons tenté de prendre en compte l'intégralité des observationnelles à notre disposition afin d'améliorer notre compréhension de la morphologie intrinsèque des galaxies dSphs. Nous présenterons donc dans un premier temps la méthode que nous avons mise au point en justifiant nos hypothèses et en présentant nos données (section 5). Puis, nous exposerons les paramètres utilisés dans cette analyse (section 6). Nous définirons dans la section 7 notre procédure de déprojection. Les résultats seront discutés dans les sections 8 et 9 avant de conclure dans la section 10. L'ensemble de la démarche détaillée ici est résumée dans l'article donné dans l'annexe A (Salomon et al. 2015).

5 Méthode

5.1 Hypothèses

Afin d'obtenir une représentation tridimensionnelle de la composante stellaire des satellites possédant une signature projetée identique à celle observée, des hypothèses simplificatrices de morphologie et de position sont avancées. Tout d'abord, nous avons considéré ces galaxies comme ayant une forme prolate - comme un cigare - prolongement naturel des ellipsoïdes observés. Cette géométrie est le résultat obtenu dans les simulations cosmologiques pour des halos de matière noire permettant d'héberger des galaxies dans le même domaine de masse que celui des satellites (Vera-Ciro et al. 2014; Barber et al. 2015). La majorité des simulations dynamiques baryoniques de satellites

ont pour condition initiale un disque en rotation. Il en sort donc plus naturellement des galaxies de forme oblate étant donnée la conservation du moment angulaire d'origine. Pourtant, il n'est pour l'instant pas observé de rotation oblate dans les dSphs. Il serait intéressant d'arriver à obtenir des satellites avec des conditions initiales moins particulières. Il est toutefois possible d'obtenir des prolates avec à l'origine, des galaxies à disque par le biais d'une accrétion (Łokas et al. 2014) ou de légères interactions par effets de marée avec la galaxie hôte (Łokas et al. 2010).

La seconde hypothèse est de considérer une orientation particulière de nos objets (voir Figure 15). En effet, un prolate possède deux axes mineurs et un axe majeur. L'ajustement de nos galaxies avec les observations est dégénéré entre l'orientation et le rapport d'axes. Ainsi, dans notre étude, trois approches seront étudiées : l'axe majeur de la galaxie naine prolate est orienté

1. perpendiculairement au vecteur radial reliant le centre de la galaxie hôte et celui du satellite.

2. le plus près possible du vecteur radial.

3. aléatoirement (toujours en conservant la concordance avec la projection observée).

5.2 Données

Notre étude a considéré 23 galaxies dSphs de M31 et deux galaxies naines elliptiques pour lesquelles les caractéristiques projetées avaient été obtenues. Pour ces 25 satellites, 14 appartiennent au grand plan fin (VTP) de M31 (Ibata et al. 2013) : And I, And III, And IX, And XI, And XII, And XIII, And XIV, And XVI, And XVII, And XXV, And XXVI, Cass II, NGC 147 et NGC 185 alors que 11 sont en dehors : And II, And V, And X, And XV, And XVIII, And XIX, And XX, And XXI, And XXII, And XXIII et And XXIV.

Notre jeu observationnel est dérivé du Pan-Andromeda Archaeological Survey (PAndAS) (McConnachie et al. 2009). Ce relevé photométrique avec le détecteur MegaCam installé au télescope Canada-France-Hawaï (CFHT) a cartographié une grande zone autour de M31 ($\approx$ 400 deg^2 : voir Figure 16). Ce relevé a notamment permis la découverte de plusieurs galaxies naines ainsi qu'une amélioration considérable de leurs caractéristiques. Les détails techniques du traitement final des données PAndAS sont mentionnés dans Ibata et al. 2014a.

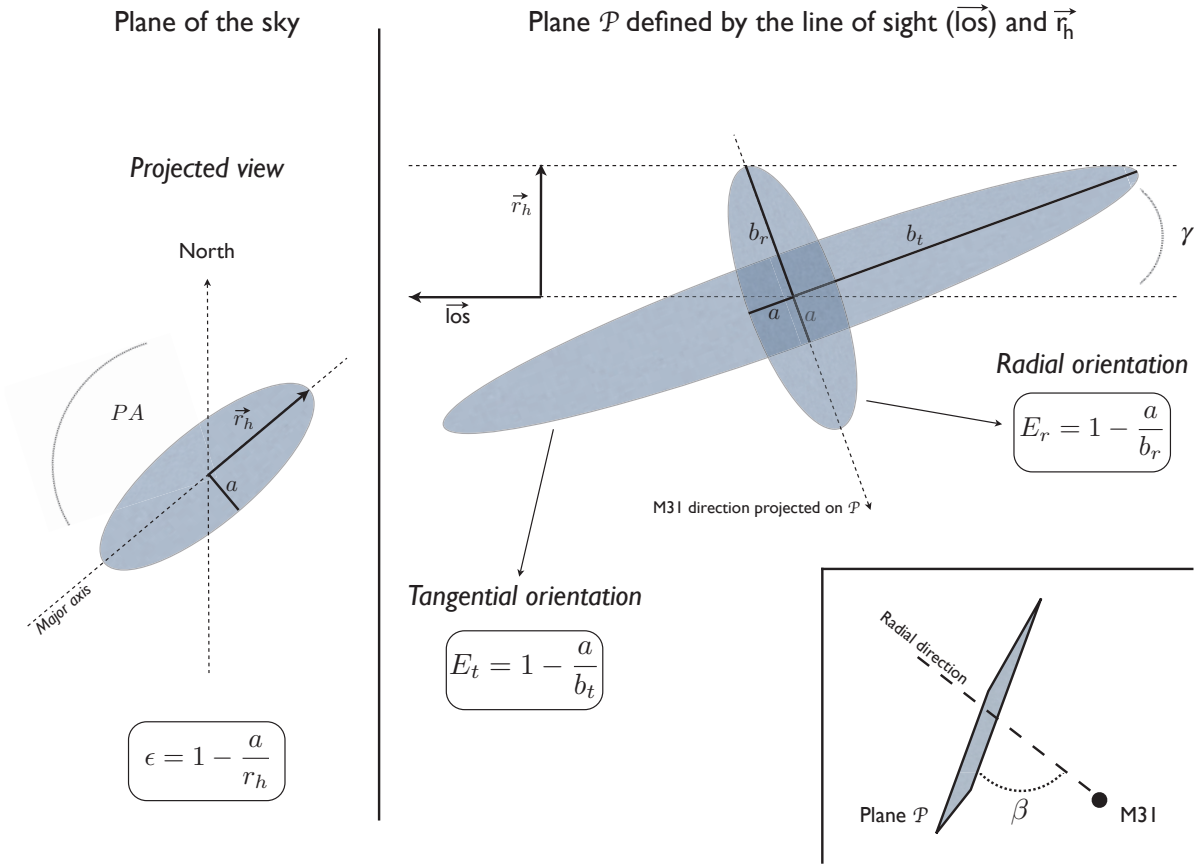

FIG. 15 – Schéma de la géométrie des structures prolates. La partie gauche montre la vue projetée sur le ciel tandis que celle de droite montre la vue dans le plan $\mathcal{P}$ défini par la ligne de visée et l'axe majeur. Deux cas sont représentés : tangentiel et radial. L'encart en bas à droite montre la position du plan $\mathcal{P}$ par rapport à la galaxie Andromède (M31) où β est l'angle minimum entre la direction radiale et $\mathcal{P}$. La variable a est le demi axe mineur du prolate égal au demi axe de l'ellipse projetée. Sur la partie gauche, PA est l'angle entre le Nord et le demi axe majeur $\vec{r_h}$ où $||\vec{r_h}||$ est le rayon de demi-lumière observé. A droite, b_r est le demi axe majeur du prolate placé dans la configuration la plus radiale par rapport à M31, et b_t est celui du prolate placé dans la configuration tangentielle. Le vecteur de position de la ligne de visée $\vec{los}$ relie la Terre au centre de la galaxie satellite. La variable γ est l'angle entre l'axe majeur du prolate et $\vec{los}$.

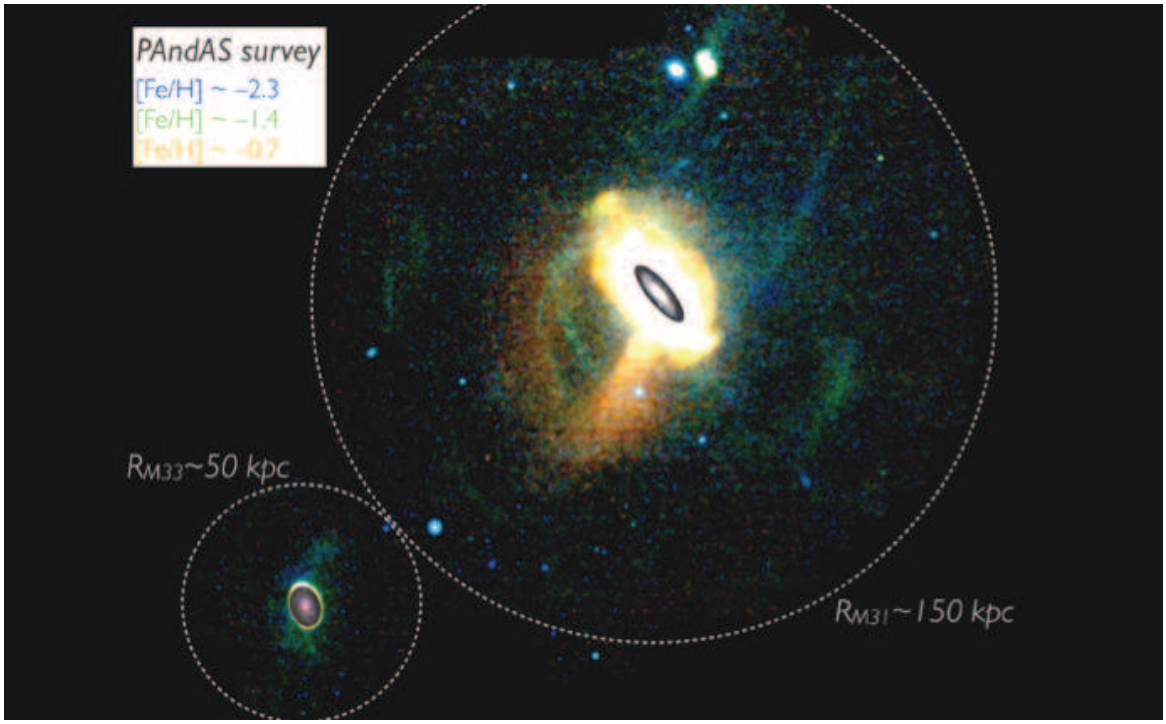

FIG. 16 – Composition colorée (Martin et al. 2013) à partir du relevé photométrique PAndAS. Chacune des 3 couleurs représente une métallicité. Les principaux courants d'étoiles sont bien visibles ainsi que les galaxies satellites les plus lumineuses.

6 Extraction des caractéristiques morphologiques à partir des observations

6.1 Caractéristiques morphologiques observationnelles

A partir du relevé homogène de PAndAS, les caractéristiques observationnelles ont été obtenues en utilisant une version de l'algorithme développé par Martin et al. (2008). C'est un traitement basé sur la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC). Il permet d'ajuster la meilleure ellipse sur la sur-densité ciblée en y liant un profil exponentiel. L'avantage de cette méthode est de fournir une fonction de densité de probabilité (PDF) sous forme d'une chaîne de Markov pour chaque paramètre que nous allons utiliser : l'ellipticité projetée (ϵ, avec $\epsilon = 1 - (a/b)$ où a est le demi axe mineur de l'ellipse ajustée et b le demi axe majeur), l'angle de position (PA, l'angle entre le Nord équatorial et l'axe majeur), et le rayon de demi-lumière (r_h, pris le long de l'axe majeur). Pour les galaxies NGC 147 et NGC 185, nous avons choisi de prendre les valeurs de Crnojević et al. (2014) également dérivées du relevé PAndAS. Des PDFs gaussiennes sont alors construites pour chaque paramètre avec un écart type correspondant aux incertitudes. Les chaînes de Markov en sont dérivées par tirage simultané

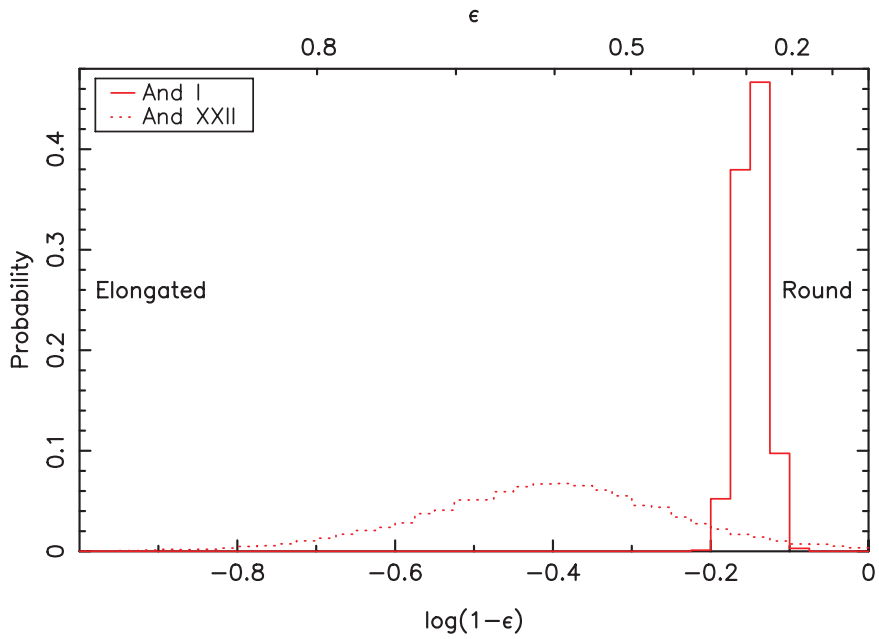

FIG. 17 – Distribution de l'ellipticité projetée pour And I (ligne pleine) et And XXII (ligne pointillée) (deux dSphs représentatives de notre échantillon) obtenue après 10^5 tirages dans les chaines de Markov de Martin et al. (2015) (en préparation).

dans chaque PDFs.

Ainsi, pour chaque satellite k de notre étude, nous possédons une chaîne de Markov contenant à chaque pas i, les paramètres morphologiques utilisés par la suite : ϵ_{ki}, PA_{ki} et $r_{h_{ki}}$. La Figure 17 présente la PDF de l'ellipticité projetée pour 2 galaxies dSphs, And I et And XXII. La première est un exemple d'une galaxie à la morphologie projetée plutôt ronde ($\epsilon \approx 0.29$) possédant un grand nombre d'étoiles géantes rouges résolues ($N^* \approx 1800$) alors que la seconde est plutôt étirée ($\epsilon \approx 0.65$) avec un petit nombre d'étoiles ($N^* \approx 19$). Ces PDFs ont été obtenues après 10^5 tirages dans les chaines de Markov (nombre typique de tirages effectués par la suite). Nous utiliserons également souvent pour les représentations graphiques $log(1-\epsilon) = log(a/b)$, plus représentatif de tout l'intervalle d'ellipticité où 0 correspond à des objets ronds.

Dans cette étude, nous avons considéré l'ensemble de nos 25 satellites comme un échantillon représentatif d'une population de galaxies dSphs autour d'une galaxie hôte. Ainsi, un triage dans chacune des chaînes de chaque satellite est vu comme la réalisation d'une vue depuis la Terre de nos objets autour de M31. Les points rouges de la Figure 18 représentent la distribution moyenne normalisée de l'ellipticité projetée du système de satellites après 10^5 réalisations aléatoires de celui-ci, c'est à dire après 10^5 tirages dans chacune des 25 chaînes d'ellipticité. Les distributions analogues sont également

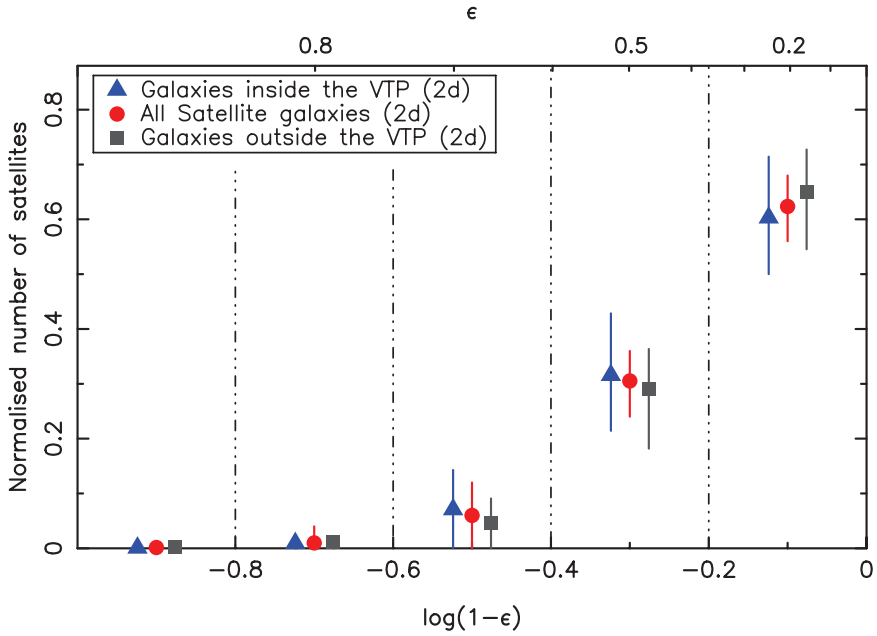

FIG. 18 – Ellipticité observée (ou projetée) issue du relevé PAndAS montrant la distribution moyenne globale en ellipticité construite par 10^5 tirages dans chacune des chaînes des 25 satellites (points rouges), dans celles des 11 satellites hors du VTP (carrés gris) et dans celles des 14 satellites dans le plan (triangles bleus) (Ibata et al. 2013). Les barres verticales illustrent la déviation normale à un sigma.

représentées pour les 11 satellites hors du plan avec les carrés gris et pour les 14 contenus dans le plan avec les triangles bleus. La taille des intervalles a été choisie suffisamment large, $log(1-\epsilon) = 0.2$, pour conserver une statistique fiable. Les barres verticales montrent l'écart type du nombre de satellites par intervalle ($\sim$ 70% des réalisations). Comme attendu, cette distribution présente une prédominance des objets ronds en projection. De plus, il n'existe pas de différence significative entre les galaxies hors du VTP et celles à l'intérieur de celui-ci.

6.2 Positions dans l'espace

Puisque notre méthode se propose de déprojeter la forme des galaxies dSphs, donc de s'affranchir du point de vue terrestre, le positionnement du centre de chaque satellite dans l'espace doit être trouvé. Les coordonnées sur le ciel (α_k, δ_k) sont connues et facilement accessibles avec une précision élevée. Nous considérerons donc les valeurs récentes de la littérature comme parfaites. Celles utilisées seront prises dans Collins et al. (2013) pour Cassiopée II (Cass II) et dans McConnachie (2012) pour les autres.

La difficulté pour positionner les objets dans l'espace réside dans la détermination de la distance depuis la Terre (d) la plus exacte. Pour cela, un travail déjà effectué par Conn et al. (2011, 2012) a été utilisé. Dans ce dernier, pour chaque satellite, les étoiles les plus brillantes, les géantes rouges sont identifiées et un poids statistique leur est associé individuellement en fonction de leur probabilité d'appartenir à l'objet ou non (figure 19(a)). Une fois les géantes rouges reportées dans un diagramme couleur - magnitude (CMD), la branche des géantes rouges (RGB) se distingue des autres étoiles. A ce moment, la coupure de la RGB (TRGB) est évaluée à l'aide d'une méthode bayésienne basée sur les chaînes de Markov (MCMC) qui permet aussi d'estimer les contaminations. En connaissant le type de population stellaire contenu dans l'objet observé, l'addition pondérée des étoiles considérées permet de construire une fonction de densité de probabilité (PDF) de magnitude (figure 19(b)). Un tirage dans cette PDF donne accès à une atténuation photométrique convertible en distance. Avec 3×10^6 tirages aléatoires, une PDF pour la distance d (figure 19(c)) est obtenue. Un prior sur la distance de l'objet, en fonction de sa position attendue, est utilisé a posteriori et réinjecté dans la méthode MCMC. Cette démarche permet d'obtenir la meilleure estimation actuelle de distance pour notre échantillon sous la forme de PDF.

A ce stade, pour un satellite k, un tirage aléatoire i dans chacune des chaînes de Markov à notre disposition nous fournit le jeu de paramètres α_k, δ_k, d_{ki}, ϵ_{ki}, PA_{ki} and $r_{h_{ki}}$. Avec ces derniers, une réalisation de la position dans l'espace du centre et de la morphologie projetée de la dSph i est décrite.

6.3 Construction d'un modèle

Nous rappelons que dans cette étude, la forme des satellites est considérée comme prolate (figure 15). Cette hypothèse implique que les dSphs possèdent deux axes mineurs a égaux et un axe majeur b. Ainsi, peu importe le point de vue sous lequel la galaxie est observée, l'axe mineur de l'ellipse sur le ciel sera identique et ne subira pas de déformation due à la projection. Donc, l'axe mineur apparent sera pris comme égal à l'axe mineur intrinsèque.

A contrario, l'axe majeur apparent $\vec{r_h}$, défini par PA et r_h, n'est pas égal à $\vec{b}$. Ce dernier peut avoir une multitude d'orientations dans le plan $\mathcal{P}$ défini par la ligne de visée et $\vec{r_h}$ (voir figure 15). C'est pour briser cette dégénérence qu'une hypothèse supplémentaire sur l'orientation des prolates a été adoptée. Trois cas seront explorés par la suite dans la section 7.

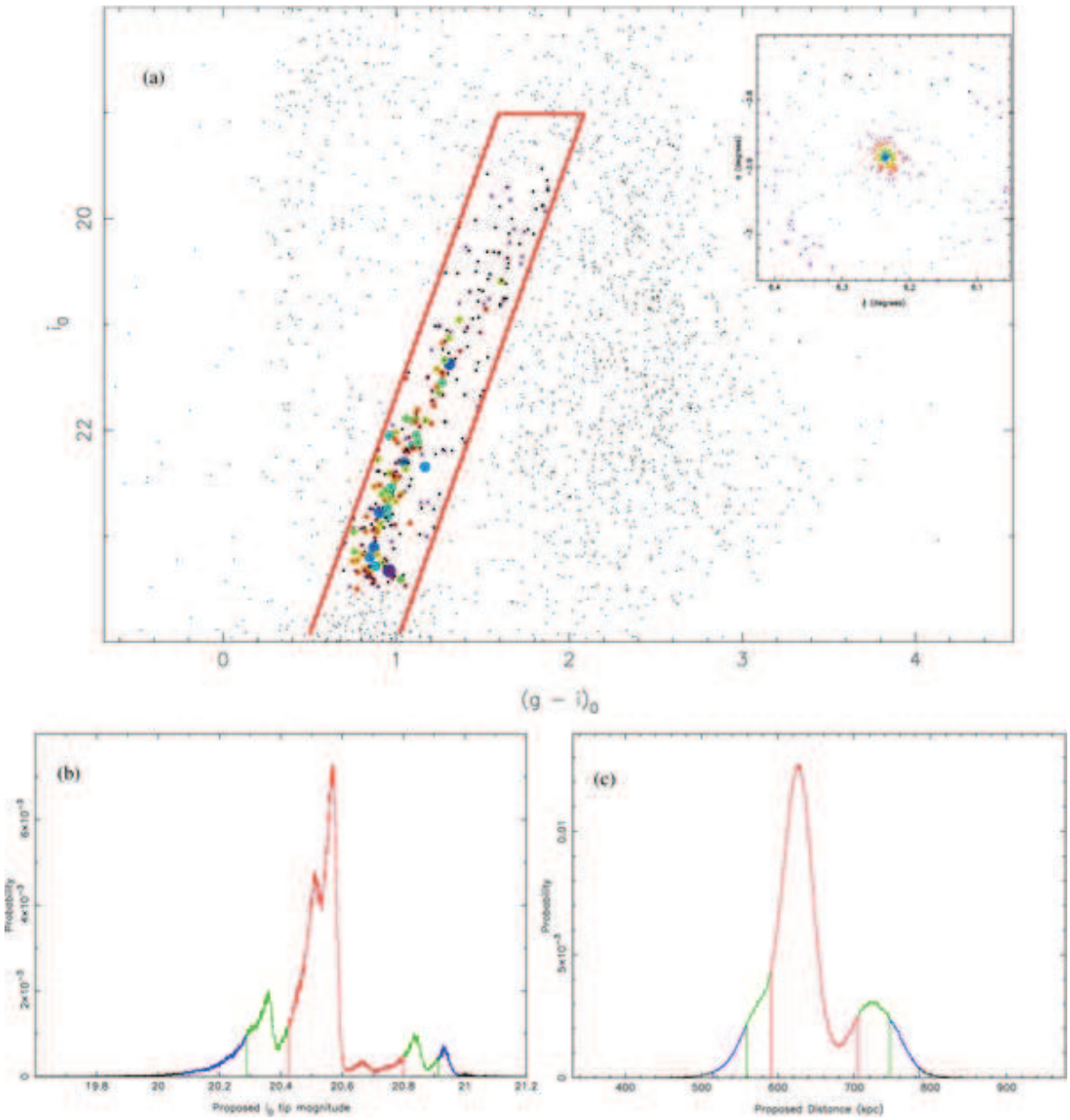

FIG. 19 – Démarche globale de la méthode appliquée à la galaxie naine sphéroïdale Andromeda XV (Conn et al. 2011, 2012). (a) Diagramme de couleur magnitude où les couleurs représentent la pondération des étoiles en fonction de leur probabilité d'appartenance à l'objet, du bleu (forte probabilité) au violet. (b) Fonction de densité de probabilité a posteriori (PDF) de magnitude pour les étoiles de la branche des géantes rouges. Les couleurs rouge, vert et bleu représentent respectivement un intervalle de confiance de 1, 2 et 3 écart type. (c) PDF de la distance obtenue après 3×10^6 tirages aléatoires dans la PDF (b). Le code couleur est identique à celui de la figure (b).

6.4 Limitation de l'axe majeur

Comme rappelé précédemment, l'axe majeur intrinsèque $\vec{b}$ doit se trouver dans le plan $\mathcal{P}$. Mais suivant les paramètres tirés des chaînes et l'orientation choisie du prolate, b peut prendre des valeurs impossibles. Un exemple évident est de se placer dans le cas extrême d'une configuration où le grand axe intrinsèque et notre ligne de visée sont parallèles (la projection apparaît ronde). La norme de l'axe majeur $\vec{b}$ devient alors infinie ce qui est physiquement absurde. Pour éviter de tels cas et ne garder que les cas physiquement réalistes, nous avons équipé la méthode d'un filtre qui rejette la solution trouvée quand celle-ci fournit une valeur de b supérieure au rayon de marée. Au delà de cette limite, nous ne considérons plus le satellite lié gravitationnellement et donc détruit. Ainsi, l'équation admettant pour axe majeur maximal le rayon de marée est :

$$b < \left(\frac{M_{\rm sat}}{2M_{\rm host}}\right)^{1/3} R \tag{4}$$

où $M_{\rm sat}$ est la masse du satellite considéré et $M_{\rm host}$ la masse de la galaxie hôte contenue dans une sphère de rayon R (distance entre le centre du satellite et celui de la galaxie hôte). La masse de l'hôte est estimée en utilisant le modèle de halo de NFW (Navarro et al. 1997), dont la masse de viriel est approximée à $2 \times 10^{12} M_{\odot}$, valeur moyenne de résultats récents (Watkins et al. 2010; Fardal et al. 2013)). La valeur de $M_{\rm sat}$ est obtenue à partir de la vitesse de dispersion intrinsèque du satellite sur la ligne de visée (σ_v) dont les valeurs récentes sont répertoriées dans McConnachie (2012) pour NGC 147 et NGC 185 et dans Collins et al. (2013) pour les autres :

$$M_{\rm sat} \sim \frac{\sigma_v^2\, b}{G} \tag{5}$$

où G est la constante gravitationnelle. Par conséquent, grâce aux équations (4) et (5), la limitation de l'axe majeur intrinsèque s'exprime de la façon suivante :

$$b < \sigma_v \sqrt{\frac{R^3}{2\,G\,M_{\rm host}}}. \tag{6}$$

Notons qu'à la vue des incertitudes élevées sur σ_v, nous avons voulu par la suite demeurer le plus prudent possible. Ainsi, pour ne pas risquer de ôter des valeurs physiques possibles, nous avons adopté les valeurs de σ_v plus un écart type. Dans le reste de l'étude, ce critère est toujours appliqué. Le taux de rejet en découlant est environ de 5% en moyenne. Enfin, pour éviter des valeurs irréalistes lorsque pour une dSphs, le σ_v est trop élevé ou mal évalué, un prior sous forme de limite brute est imposé à la méthode. Tous les pas des chaînes de Markov menant à des valeurs de l'axe majeur supérieures à 20 arcmin sont automatiquement rejetés.

6.5 Test élémentaire

Afin de tester la méthode développée dans cette étude, nous avons construit un modèle rustique. Le but est d'avoir une première idée de l'impact des effets de la déprojection sur la distribution de l'ellipticité. Pour ce faire, 25 prolates sont construits avec des tailles aléatoires (mais dans une gamme de grandeurs similaires à celles observées). La distribution de l'ellipticité intrinsèque de ces derniers est tirée aléatoirement dans la distribution de l'ellipticité de PAndAS (l'ellipticité intrinsèque est ainsi imposée de telle sorte que statistiquement, elle suive la distribution projetée observationnelle (voir figure 18)). Ils sont ensuite placés aléatoirement dans l'espace autour d'un centre équivalent à Andromède (une fois de plus dans une gamme de distances similaires à celles observées). Ce système artificiel est alors projeté jusqu'à une position équivalente à la Terre afin de simuler une observation factice. L'ellipticité de chaque ellipse (prolate projeté) est ensuite mesurée. Ces 25 valeurs sont mises sous la forme d'un histogramme à 5 intervalles, de $log(1-\epsilon) = 0.0$ à -1.0.

L'ensemble de cette démarche est refaite 1000 fois (cela équivaut à l'observation d'autant de systèmes analogues à celui de M31). La distribution finale de l'ellipticité projetée est alors obtenue en moyennant dans chaque intervalle le nombre de satellites présents, puis en normalisant cette distribution. Nous obtenons ainsi la fonction de densité de probabilité de l'ellipticité projetée si l'ellipticité intrinsèque était égale à l'ellipticité observationnelle de PAndAS (voir figure 20).

Comme il était attendu, la distribution de l'ellipticité projetée (appelée *reprojetée*) d'une population de satellites ayant une ellipticité intrinsèque égale à l'ellipticité observationnelle ne correspond pas à cette dernière. Les objets apparaissent plus ronds qu'ils ne sont réellement une fois observés. Sur la figure 20, dans l'intervalle correspondant aux objets les plus ronds (entre 0 et -0.2), la différence entre les deux distributions atteint même la valeur de deux écarts types. Cela signifie que considérer la distribution observée comme la distribution intrinsèque des objets n'est pas exact, c'est ce qui justifie notre étude. Nous allons donc nous attacher à trouver une distribution intrinsèque qui conviendrait mieux à la distribution observée.

7 Déprojection

Trouver une telle distribution, cohérente avec les observables projetées en ellipticité, orientation et position dans l'espace, signifie chercher les hypothèses correspondant le mieux aux caractéristiques morphologiques et d'orientations des satellites en trois dimensions menant à la distribution *reprojetée* la plus similaire.

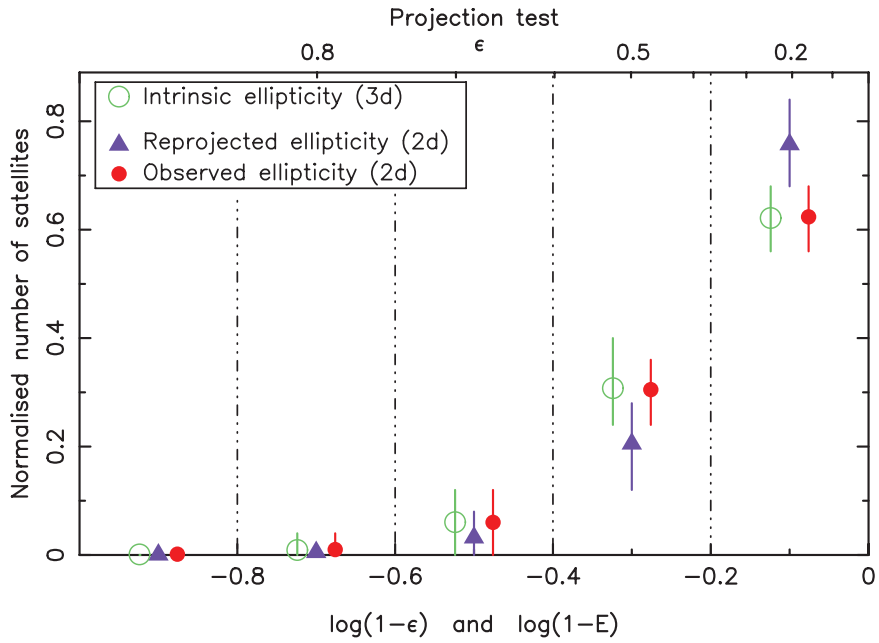

FIG. 20 – Les cercles verts représentent la distribution de l'ellipticité intrinsèque choisie pour ce test. Les points rouges sont la distribution de l'ellipticité observée déjà vue dans la figure 18, donnée pour référence dans les figures suivantes également. Les triangles violets représentent la distribution de l'ellipticité projetée pour 1000 systèmes tridimensionnels analogues à celui de M31 générés à partir d'une distribution aléatoire en positions et de la distribution verte pour l'ellipticité. Les barres d'erreurs verticales indiquent un écart type (68.2 % des valeurs).

7.1 Déprojection tangentielle

Comme première hypothèse, nous supposons que chaque satellite est orienté tangentiellement au vecteur $\vec{r_s}$ reliant le centre de la naine à celui de M31. C'est à dire que le demi grand axe réel (b) de la galaxie naine se trouve dans le plan $\mathcal{P}'$ perpendiculaire au vecteur $\vec{r_s}$. Avec cette contrainte, pour le satellite k, un tirage i des paramètres (l_k, b_k, d_{ki}) définit une direction unique pour le vecteur $\vec{b_t}$. Il se trouve à l'intersection des plans $\mathcal{P}$ et $\mathcal{P}'$.

Nous allons donc chercher analytiquement le vecteur $\vec{m}$ qui a la même projection sur le ciel que le rayon de demi lumière $\vec{r_h}$. Pour ce faire, à chaque dSph est associé un référentiel local propre ($\vec{los}$,$\vec{n}$,$\vec{e}$) centré sur le satellite. La ligne de visée $\vec{los}$ est l'un des axes, $\vec{n}$ pointe vers le nord et le dernier axe $\vec{e}$, troisième vecteur de la base directe pointe vers l'est. A partir des coordonnées standards (χ,η), la base locale est obtenue centrée sur le satellite :

$$\vec{los} = \begin{pmatrix} \cos\eta \sin\chi \\ \sin\eta \\ \cos\eta \cos\chi \end{pmatrix}, \vec{n} = \begin{pmatrix} -\sin\chi \sin\eta \\ \cos\eta \\ -\cos\chi \sin\eta \end{pmatrix}, \vec{e} = \begin{pmatrix} \cos\chi \\ 0 \\ -\sin\chi \end{pmatrix} \tag{7}$$

Dans cette base, sont exprimées les 3 équations permettant d'obtenir les 3 inconnues spatiales de $\vec{m}$. Ce vecteur doit être perpendiculaire à la direction pointée par $\vec{r_s}$, vecteur directeur de la droite reliant M31 au centre de la dSph :

$$\vec{r_s}.\vec{m} = 0. \tag{8}$$

De plus, la projection de $\vec{m}$ doit également avoir le même angle de position PA que $\vec{r_h}$:

$$\tan(PA) = \frac{\vec{m}.\vec{e}}{\vec{m}.\vec{n}} \tag{9}$$

Enfin, $\vec{m}$ étant le vecteur directeur de $\vec{b_t}$, il est normalisé :

$$m_x{}^2 + m_y{}^2 + m_z{}^2 = 1\,. \tag{10}$$

La résolution de ce système (équations 8, 9 et 10) nous donne donc :

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{r_{s_x}\sqrt{C}}\left(\frac{Ar_{s_y}}{B} + r_{s_z}\right) \\ \frac{A}{B\sqrt{C}} \\ \frac{1}{\sqrt{C}} \end{pmatrix} \tag{11}$$

où :

$$\begin{cases} A = \tan(PA)\cos\chi\sin\eta r_{s_x} - \tan(PA) r_{s_z}\sin\chi\sin\eta - r_{s_z}\cos\chi - r_{s_x}\sin\chi \\ B = \tan(PA) r_{s_y}\sin\chi\sin\eta + r_{s_x}\tan(PA)\cos\eta + r_{s_y}\cos\chi \\ C = \frac{1}{r_{s_x}^2}\left(\frac{A r_{s_y}}{B} + r_{s_z}\right)^2 + \left(\frac{A}{B}\right)^2 + 1 \end{cases}$$

Nous connaissons maintenant $\vec{m}$, the direction of $\vec{b_t}$, il reste alors à trouver la norme du demi grand axe tangentiellement déprojecté, b_t dont la projection correspondra à $||\vec{r_h}||$. Le satellite est considéré comme ayant une structure prolate. Donc nous nous plaçons cette fois dans le plan défini par la ligne de visée $\vec{los}$ et $\vec{m}$. La nouvelle base locale de ce plan ($\vec{y}$,$\vec{z}$) correspond au demi axe mineur (a) et au demi axe majeur (b_t) du prolate réel. L'équation de l'ellipse, surface résultant de l'intersection du plan ($\vec{y}$,$\vec{z}$) et du prolate est donnée par :

$$\frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{{b_t}^2} = 1 \tag{12}$$

Pour cette étude, les galaxies naines autour de M31 sont assez éloignées de la Terre pour être considérées comme se trouvant à l'infini. Par conséquent, r_h est approximativement vu entre deux lignes de visée parallèles, $\vec{los}$ et $\vec{los'}$ avec une séparation de ω. Nous appelons α l'angle entre $\vec{y}$ et $\vec{los}$. y_0 se trouve au point d'intersection entre $\vec{y}$ et $\vec{los'}$. Il en découle que :

$$\sin\alpha = \frac{\omega}{y_0} \tag{13}$$

En dérivant l'équation 12, nous obtenons la pente de la droite (d) qui possède $\vec{los'}$ comme vecteur directeur :

$$\frac{dy}{dz} = \frac{-az}{{b_t}^2\sqrt{1 - \frac{z^2}{{b_t}^2}}} \tag{14}$$

La droite (d) a donc pour équation :

$$y = y_0 - \frac{az^2}{{b_t}^2\sqrt{1 - \frac{z^2}{{b_t}^2}}} \tag{15}$$

Avec l'équation 13, il résulte que l'intersection entre (d) (équation 15) et le prolate (équation 12) nous donne :

$$a = \frac{\omega}{\sin\alpha}\sqrt{1 - \frac{z^2}{{b_t}^2}} \tag{16}$$

Le développement de l'équation 16 avec $\tan\alpha = -y'$ et $\Theta_t = \frac{\pi}{2} - \alpha$ permet d'obtenir la valeur finale du demi grand axe tangentiellement déprojeté :

$$b_t = \sqrt{\left(\frac{\omega}{\sin\Theta_t}\right)^2 - \left(\frac{a}{\tan\Theta_t}\right)^2} \tag{17}$$

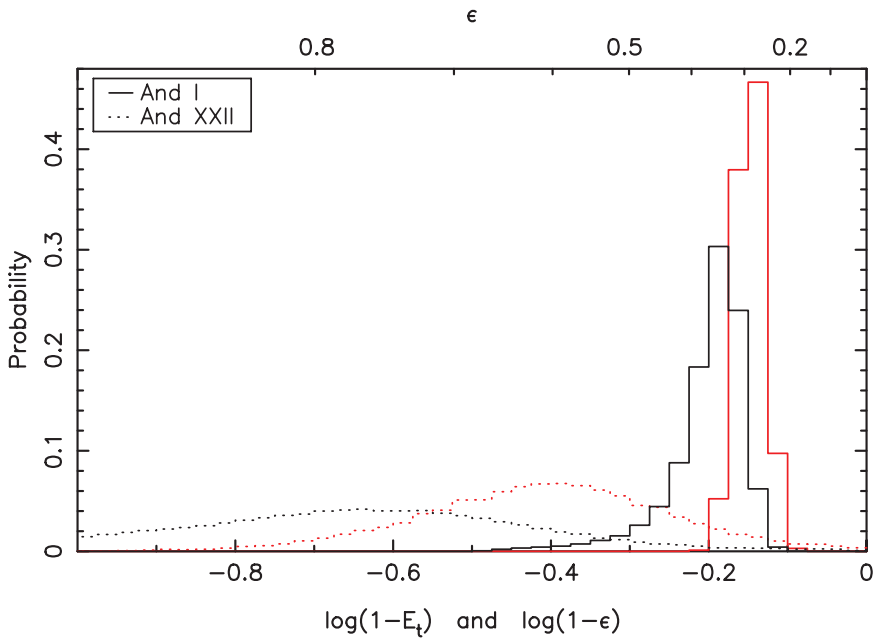

FIG. 21 – Histogramme de l'ellipticité pour Andromeda I (ligne pleine noire) et pour Andromeda XXII (ligne pointillée noire) après déprojection tangentielle obtenue à partir de 10^5 tirages dans les chaînes de Markov. Les courbes rouges sont celles des l'ellipticités observées déjà vues dans la figure 17 données pour comparaison.

Finalement, l'ellipticité intrinsèque d'un satellite k au tirage i en supposant notre "hypothèse tangentielle" ($E_{t_{ki}}$) est donnée par :

$$E_{T_{ki}} = 1 - \frac{a}{b_t} \tag{18}$$

La figure 21 donne l'histogramme de $log(1 - E_{r_k})$ pour 10^5 tirages dans les chaînes de Markov pour deux exemples de satellites, Andromeda I et Andromeda XXII. Comme il a été déjà constaté, les déprojections ont toujours pour résultats de rendre les objets plus elliptiques que ce soit pour les satellites observés en projection plutôt ronds (And I) ou pour les objets déjà elliptiques (And XXII). Les PDF sont également élargies, effet des incertitudes cumulées sur l'ensemble des paramètres tirés. Finalement, la PDF de Andromeda XXII semble très large, certaines valeurs de $log(1-E_{T_k})$ sont inférieures à -1. Cela révèle qu'un certain pourcentage des tirages a probablement été éliminé par le critère de marée.

Les chaînes de déprojection tangentielle de chaque galaxie naine sont maintenant calculées. Ainsi, un tirage dans chacune de ces chaînes de Markov décrit une réalisation du système tridimensionnel des 25 satellites du système Andromède considérés dans cette étude, tous dans une configuration tangentielle. Cette procédure est répé-

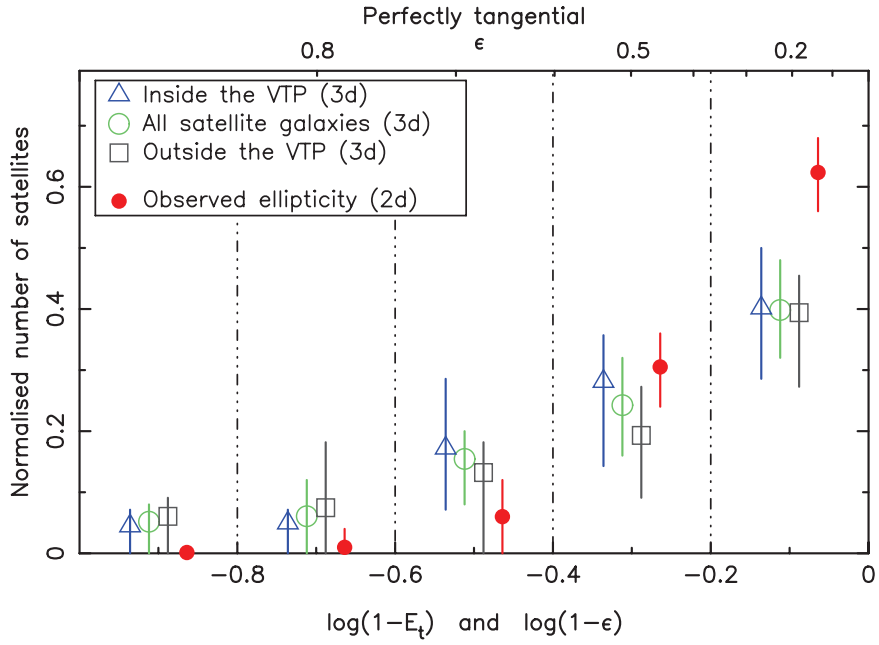

FIG. 22 – Distribution de l'ellipticité déprojetée tangentiellement pour 10^5 systèmes générés à partir des chaînes de Markov dérivées de l'analyse des observations. Les cercles verts représentent la distribution de l'ellipticité pour tout le système de 25 galaxies naines. Les triangles bleus sont pour les 14 contenues dans le grand plan fin de galaxies (Ibata et al. 2013), et les carrés gris sont pour les 11 en-dehors. La distribution en points rouges est issue des ellipticités observationnelles déjà vues dans la figure figure 18. Les barres verticales indiquent les déviations à un sigma.

tée 10^5 fois afin d'obtenir la distribution globale de l'ellipticité intrinsèque du système découlant des données observationnelles sous l'hypothèse d'une orientation purement tangentielle. Cette distribution est donnée figure 22. Avec cette condition, la PDF de l'ellipticité intrinsèque est beaucoup plus plate que celle projetée. Elle présente de plus une longue queue d'objets très étirés. Enfin, il n'existe pas de différence flagrante entre les satellites appartenants au VTP et ceux qui en sont exclus.

7.2 Déprojection radiale

La seconde hypothèse d'orientation explorée dans cette étude est de considérer que les objets sont orientés radialement. Ainsi, comme précédemment, $\vec{b_r}$ doit se trouver dans le plan $\mathcal{P}$. Mais, nous voulons cette fois que l'axe majeur réel déprojeté radialement, $\vec{b_r}$, soit confondu avec le vecteur $\vec{r_s}$. Cependant, l'ellipse du prolate projeté doit également être cohérente avec l'orientation de la projection de la galaxie (les observations). Nous nous retrouvons donc dans ce cas avec trois inconnues spatiales (les

composantes de $\vec{b_r}$) qui doivent respecter quatre équations indépendantes (deux pour la direction radiale, une pour r_h et une pour PA). Le problème n'est donc pas résoluble car il est sur-contraint. Ainsi, sauf cas particulier, une orientation exactement radiale n'est pas possible en général.

Pour résoudre ce problème, l'hypothèse d'une configuration rigoureusement radiale a été abandonnée. Nous avons considéré que le prolate doit se trouver au plus près possible de la direction radiale par rapport à la galaxie hôte, Andromède. Pour ce faire, l'angle β existant entre $\vec{r_s}$ et $\vec{b_r}$ doit être minimisé de tel sorte que la projection de $\vec{b}$ corresponde à $\vec{r_h}$. Par conséquent, β est l'angle minimum en accord avec nos données, une limite basse incompressible, pouvant exister entre le vecteur radial et l'axe majeur intrinsèque d'une galaxie naine.

Nous cherchons maintenant le vecteur $\vec{q}$ qui a la même projection sur le ciel que le rayon de demi lumière $\vec{r_h}$, et donc également un angle de position PA similaire. En même temps, $\vec{q}$ doit être aussi près possible de la direction radiale $\vec{r_s}$. Nous nous plaçons à nouveau dans le repère ($\vec{los}$,$\vec{n}$,$\vec{e}$) centré sur le satellite, la base locale définie précédemment (voir équation 7). Etant données la ligne de visée $\vec{los}$ et la direction tangentielle $\vec{m}$, $\vec{q}$ doit se trouver dans le plan $\mathcal{P}$ défini par ces deux vecteurs. Le vecteur $\vec{n_\mathcal{P}}$, normal à $\mathcal{P}$ s'exprime :

$$\vec{n_\mathcal{P}} = \begin{pmatrix} Bn_{\mathcal{P}_z} \\ An_{\mathcal{P}_z} \\ \frac{1}{\sqrt{1+A^2+B^2}} \end{pmatrix} \tag{19}$$

où

$$\begin{cases} A &= \frac{r_x m_z - m_x r_z}{-r_x m_y + m_x r_y} \\ B &= \frac{-m_y}{m_x} A - \frac{m_z}{m_x} \end{cases}$$

L'appartenance de $\vec{q}$ au plan $\mathcal{P}$ se traduit simplement par :

$$\vec{q}.\vec{n_\mathcal{P}} = 0 \tag{20}$$

La minimisation de l'angle β entre $\vec{q}$ et $\vec{r_s}$ revient à maximiser leur produit :

$$\vec{q}.\vec{r_s} = max \tag{21}$$

Enfin, $\vec{q}$ étant le vecteur directeur de $\vec{b_r}$, la condition de normalisation peut être appliquée :

$$q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = 1 \tag{22}$$

Ainsi, grâce à ces trois équations (20, 21 et 22), $\vec{q}$ est calculé :

$$\vec{q} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{n_{\mathcal{P}_x}}(n_{\mathcal{P}_x} q_y + n_{\mathcal{P}_z} q_z) \\ \frac{-4 n_{\mathcal{P}_y} n_{\mathcal{P}_z}}{n^2_{\mathcal{P}_y} + n^2_{\mathcal{P}_x}} q_z \\ \frac{A\sqrt{1-n^2_{\mathcal{P}_z}}}{\sqrt{A^2+B^2}} \end{pmatrix} \tag{23}$$

où :

$$\begin{cases} A &= r_{s_z}((n^2_{\mathcal{P}_x} + n^2_{\mathcal{P}_y}) - n_{\mathcal{P}_y} n_{\mathcal{P}_z}) - r_{s_x} n_{\mathcal{P}_z} n_{\mathcal{P}_x} \\ B &= n_{\mathcal{P}_x} r_{s_y} - n_{\mathcal{P}_y} r_{s_x} \end{cases}$$

Il reste alors à trouver la norme de $\vec{q}$. La démarche est ici identique à celle développée pour le cas tangentiel, il vient donc :

$$b_r = \sqrt{\left(\frac{\omega}{\sin \Theta_r}\right)^2 - \left(\frac{a}{\tan \Theta_r}\right)^2} \tag{24}$$

Finalement, l'ellipticité intrinsèque d'un satellite k au tirage i en supposant notre "hypothèse radiale" ($E_{r_{ki}}$) est donnée par :

$$E_{r_{ki}} = 1 - \frac{a}{b_r} \tag{25}$$

La figure 23 donne l'histogramme de $log(1 - E_{r_k})$ pour 10^5 tirages dans les chaines de Markov pour deux exemples de satellites, Andromeda I et Andromeda XXII. Une fois de plus, les deux satellites ont une géométrie intrinsèque plus elliptique. Cependant, la déformation est moins prononcée pour ces dSphs que dans le cas de la déprojection tangentielle, particulièrement pour Andromeda XXII. Pour celle-ci, une orientation radiale est peut-être plus probable.

La méthode de déprojection radiale fournit un paramètre de plus, β. C'est une indication sur la proximité géométrique dans l'espace de l'objet avec la direction radiale. Pour un tirage, la valeur β_{ki} est une limite incompressible en dessous de laquelle il est géométriquement impossible de placer la galaxie naine en respectant sa projection. Obtenir β signifie réduire les possibilités de dispositions d'une galaxie, plus la valeur minimum de cet angle est grande, plus la disposition tridimensionnelle est contrainte. Il est par conséquent intéressant de regarder la distribution de cet angle pour les satellites (voir figure 24). Dans l'exemple récurent des dSphs Andromeda I et Andromeda XXII, la première ne peut pas se rapprocher à plus de 15 degrés de la direction radiale alors que pour la seconde, toutes les orientations sont envisageables.

De la même manière que pour le cas tangentiel, avec les chaînes de déprojection ra-

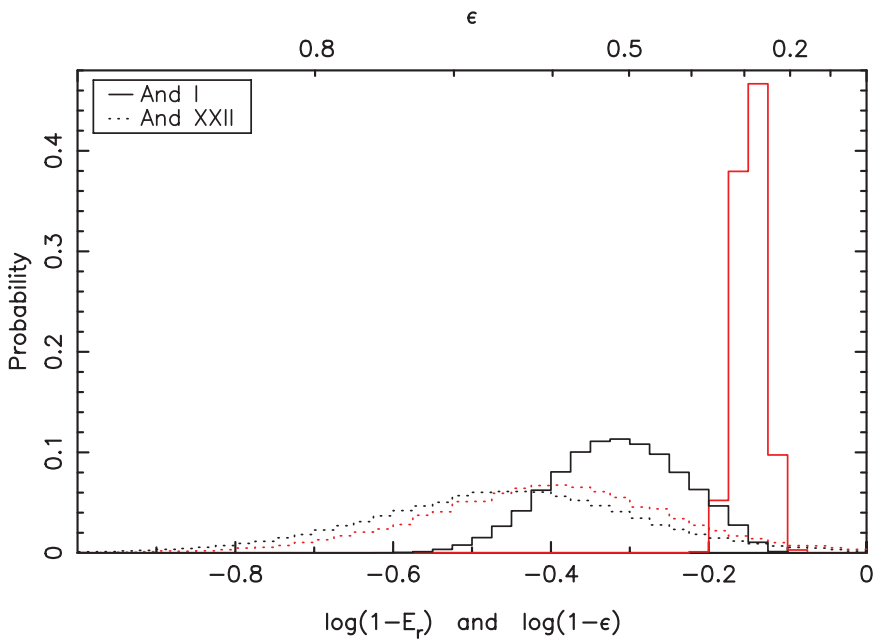

FIG. 23 – Histogramme de l'ellipticité intrinsèque pour Andromeda I (ligne pleine noire) et pour Andromeda XXII (ligne pointillée noire) après déprojection radiale obtenue à partir de 10^5 tirages dans les chaînes de Markov. Les courbes rouges sont celles des l'ellipticités observées déjà vues dans la figure 17 données pour comparaison.

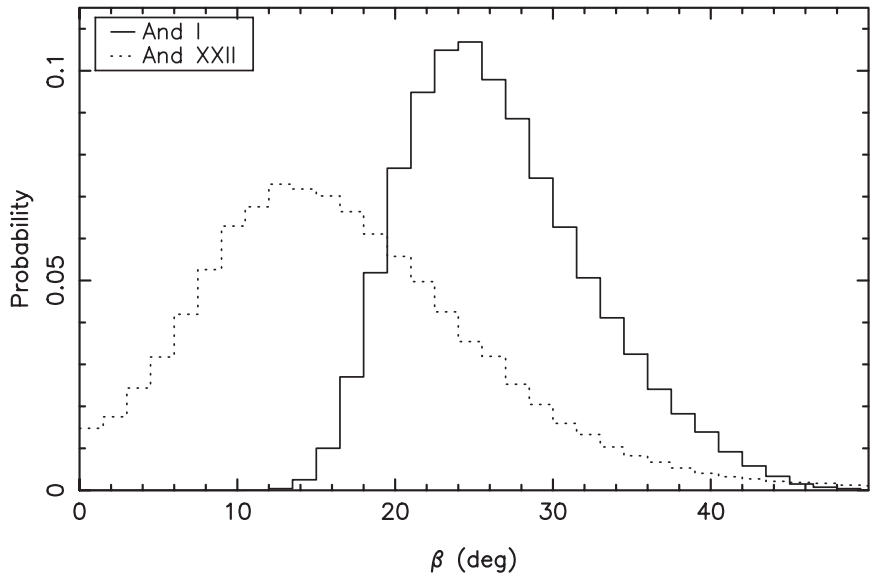

FIG. 24 – Fonction de densité de probabilité de l'angle β (en degrés) entre l'axe majeur de : Andromeda I (ligne pleine), Andromeda XXII (ligne pointillée) et leur direction radiale respective après le déprojection radiale (obtenue à partir de 10^5 tirages de MCMC).

diale de chaque galaxie naine, un tirage dans chacune décrit une réalisation du système tridimensionnel des 25 satellites du système Andromède considérés dans cette étude, tous dans la configuration la plus radiale possible. Cette procédure est répétée 10^5 fois afin d'obtenir la distribution globale de l'ellipticité intrinsèque du système découlant des données observationnelles sous l'hypothèse d'une orientation radiale. Cette distribution est donnée figure 25. Il est à noter ici que dans cette configuration, l'intervalle le plus rond n'est plus prédominant sur les autres. Cela veut dire qu'un grand nombre d'objets hautement elliptiques sont requis si cette hypothèse est exacte. Une fois encore, les différences ne sont pas significatives entre les satellites appartenant au plan de galaxies et ceux en dehors.

7.3 Déprojection γ (angle de déprojection aléatoire dans le plan $\mathcal{P}$)

Dans les précédents paragraphes, nous avons considéré une déprojection tangentielle et radiale. Nous avons vu qu'une structure prolate peut toujours être placée dans une configuration tangentielle, mais que dans le cas d'une configuration radiale, elle ne peut pas être plus proche de la direction radiale qu'un angle minimum β. Ce dernier dépend

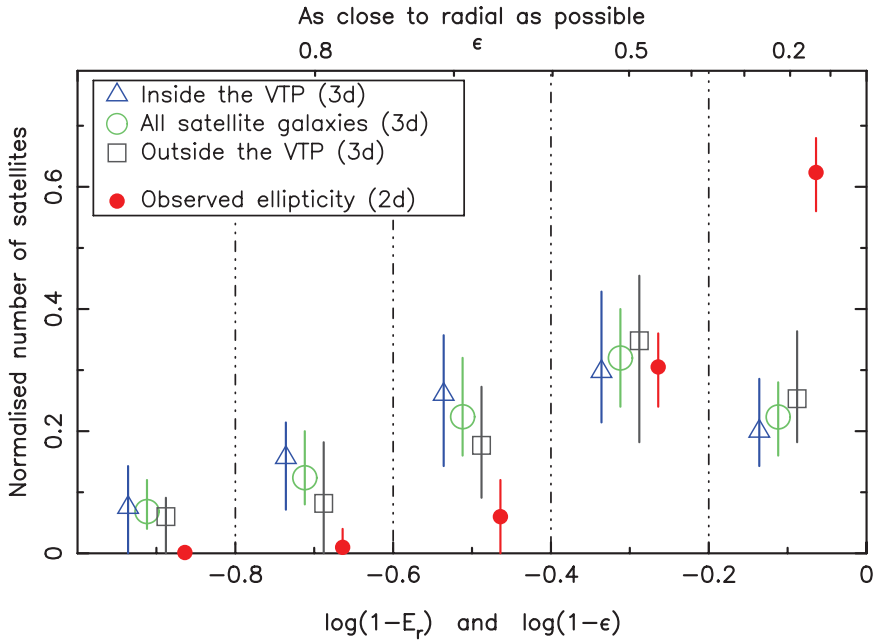

FIG. 25 – Légende identique à celle de la figure 22, mais cette fois, pour la méthode de déprojection radiale.

de la morphologie projetée et de la position du satellite. Cependant, en réalité, nous ne possédons a priori pas d'information permettant de favoriser une disposition ou une autre. Nous savons seulement que l'axe majeur intrinsèque doit se trouver dans le plan $\mathcal{P}$, formé par la ligne de visée et le rayon de demi lumière. Ainsi, pour notre dernier cas de figure, l'hypothèse la plus minimaliste est prise. A savoir que l'axe majeur du prolate se trouve dans $\mathcal{P}$, mais sans orientation particulière. L'angle γ est défini comme étant l'angle entre la ligne de visée et l'axe majeur intrinsèque $\vec{b_\gamma}$. Il sera aléatoirement tiré à chaque pas de la chaîne de Markov. Le calcul analytique en est cette fois simplifié. Une fois le vecteur normal au plan calculé (voir équation 19), le tirage d'un nombre aléatoire entre 0 et 1, plus les équations 20 et 22 définissent directement la direction du vecteur $\vec{b_\gamma}$. La norme de ce dernier s'obtient alors de manière similaire aux deux cas précédents :

$$b_\gamma = \sqrt{\left(\frac{\omega}{\sin\Theta_\gamma}\right)^2 - \left(\frac{a}{\tan\Theta_\gamma}\right)^2} \tag{26}$$

Finalement, l'ellipticité intrinsèque d'un satellite k au tirage i en supposant notre "hypothèse γ" ($E_{\gamma_{ki}}$) est donnée par :

$$E_{\gamma_{ki}} = 1 - \frac{a}{b_\gamma} \tag{27}$$

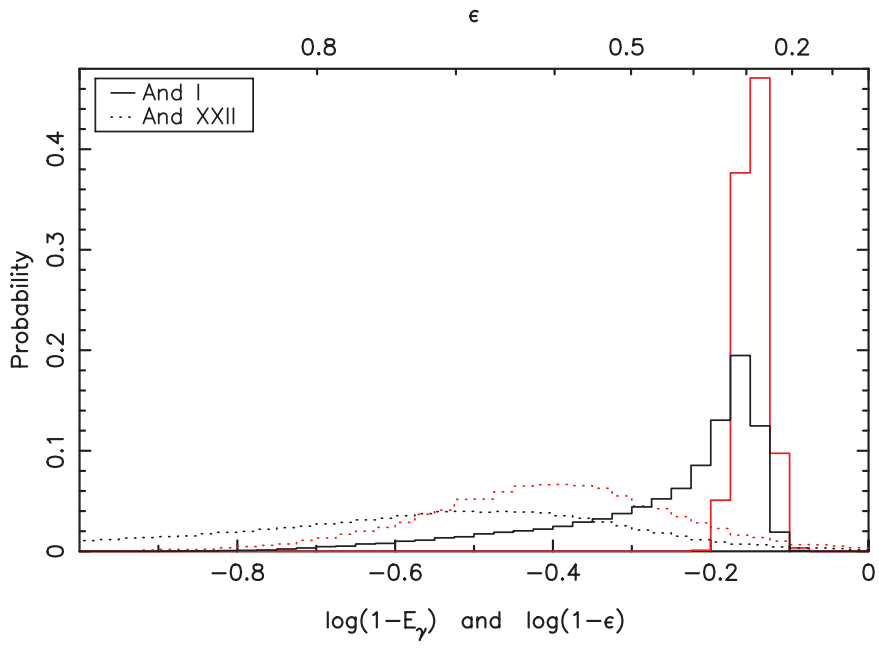

FIG. 26 – Histogramme de l'ellipticité intrinsèque pour Andromeda I et Andromeda XXII après la déprojection γ obtenue à partir de 10^5 tirages dans les chaînes MCMC. Les courbes rouges sont celles des l'ellipticités observées déjà vues dans la figure 17 données pour comparaison.

La figure 26 donne l'histogramme de $log(1 - E_{\gamma_k})$ pour 10^5 tirages dans les chaines de Markov pour nos deux exemples de satellites, Andromeda I et Andromeda XXII. Par rapport aux deux autres distributions (figures 21 et 23), les pics de maximum de probabilité ne sont que très légèrement décalés entre l'ellipticité intrinsèque et celle observée, surtout pour Andromeda I. La distribution pour Andromeda XXII est très aplatie, cette galaxie ne nous apportera pas beaucoup d'information sur la distribution globale du système. Enfin, c'est le postulat qui induit les plus fortes "queues d'ellipticité", ce qui est normal puisque toutes les orientations sont testées, ce qui enlève une partie de l'information et rend probable, même faiblement, quasiment toutes les ellipticités.

A ces distributions sont associées celles de l'angle γ (figure 27). La fonction de probabilité de cet angle indique les orientations géométriques possibles pour un objet. Nous retrouvons sur chacune des PDF, la distribution de β aux faibles angles. Ces distributions illustrent toute l'ampleur de la dégénérescence tridimensionnelle.

De manière similaire aux cas précédents, avec les chaînes de déprojection de chaque galaxie naine obtenue avec le critère γ, un tirage dans chacune décrit une réalisation du système tridimensionnel des 25 satellites du système Andromède considérés dans cette étude, tous dans une configuration aléatoire dans le plan $\mathcal{P}$. Cette procédure

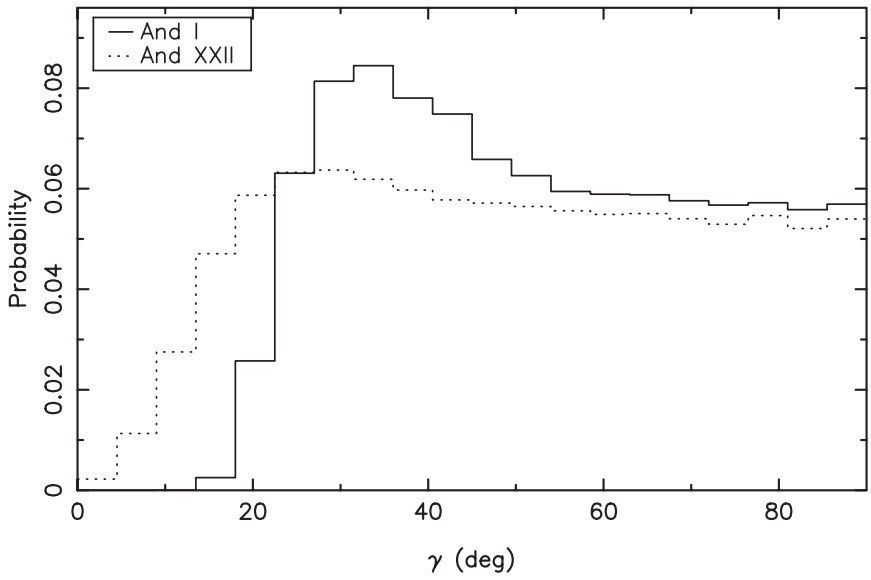

FIG. 27 – Fonction de densité de probabilité de l'angle γ (en degrés) entre l'axe majeur de Andromeda I (ligne pleine) et Andromeda XXII (ligne pointillée) avec leur direction radiale respective après la déprojection γ (obtenue à partir de 10^5 tirages MCMC.

est répétée 10^5 fois afin d'obtenir la distribution globale de l'ellipticité intrinsèque du système découlant des données observationnelles sous l'hypothèse d'une orientation aléatoire. Cette distribution est donnée figure 28. Cette distribution est celle qui est la plus plate, sans surprise puisque c'est la moins contrainte. Une fois de plus, il n'existe pas de différences significatives entre les galaxies naines appartenant au grand plan fin de M31 et celles en dehors.

8 Tests de re-projection

Les distributions de l'ellipticité obtenues dans les figures 22 et 25 prennent en considération l'information observationnelle avec une hypothèse sur l'orientation et une sur la forme prolate des satellites. A contrario, la distribution en ellipticité représentée dans la figure 28 prend en compte l'information projetée avec pour seule condition intrinsèque de posséder une structure prolate, sans condition particulière sur l'orientation. Si l'une de ces trois approches est exacte, une des distributions de la déprojection doit être l'ellipticité intrinsèque réelle.

Afin de vérifier la cohérence de ces approches, nous avons regardé si la distribution

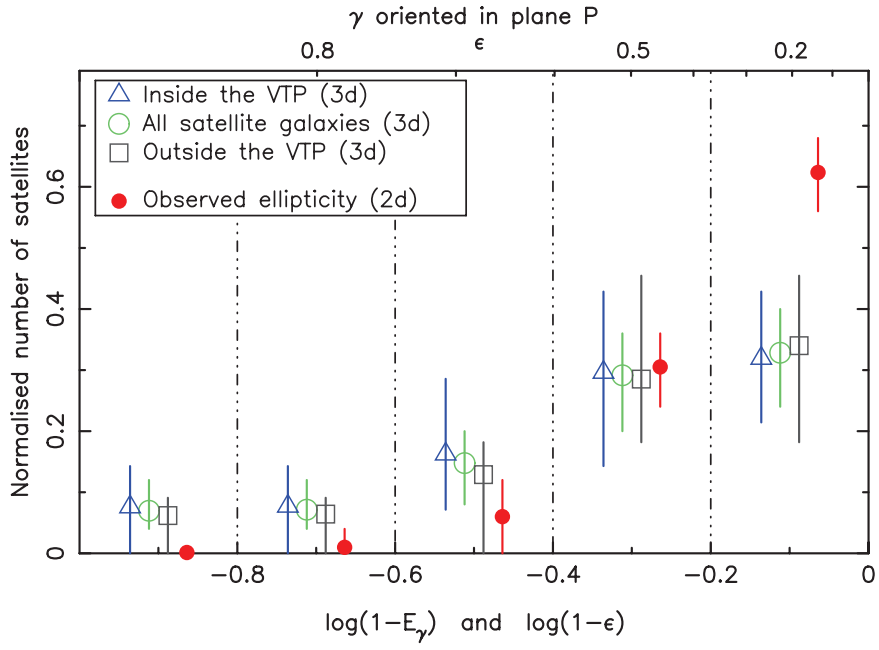

FIG. 28 – Légende identique à celle de la figure 22 mais cette fois pour la méthode de déprojection γ (où nous supposons uniquement que l'axe majeur se trouve dans le plan $\mathcal{P}$ avec un angle aléatoire par rapport à la ligne de visée).

en ellipticité projetée d'un système construit avec l'une de ces déprojections, était comparable avec la distribution réelle de l'ellipticité observée. Si une de ces dispositions est exacte, le fait d'avoir pris la bonne hypothèse va estomper la condition particulière. La distribution de l'ellipticité sera "universelle".

Pour ce faire, nous avons modélisé un système tridimensionnel contenant 25 ellipsoïdes prolates avec une orientation aléatoire. Pour chaque objet, l'ellipticité, et donc le demi axe majeur b, est aléatoirement tirée dans la distribution de l'ellipticité tangentiellement déprojetée. La valeur de l'axe mineur est arbitrairement choisie dans un domaine de valeurs identique à celui observé. Les positions des galaxies naines modèles sont aléatoirement tirées dans une sphère de 450 kpc autour de leur hôte. Un ensemble de 1000 tels systèmes sont générés et observés depuis une position équivalente à la Terre, à $780kpc$ de la galaxie hôte. La distribution de l'ellipticité projetée finale en résultant est mise en évidence dans la figure 29. Cette distribution reprojetée est parfaitement cohérente avec la distribution observationnelle. L'écart entre ces deux fonctions est très largement inférieur à un écart type dans tous les intervalles.

Nous poursuivons les tests avec exactement la même démarche que pour l'ellipticité tangentielle. Cette fois pourtant, la distribution intrinsèque radiale est utilisée pour modéliser les galaxies (voir les résultats figure 30). Puis la distribution intrinsèque

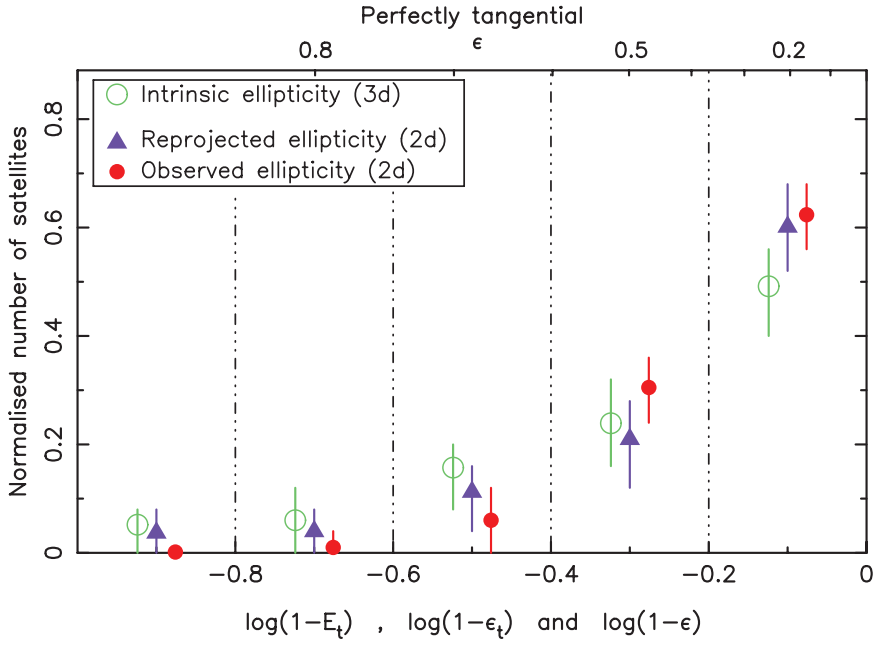

FIG. 29 – Distribution de l'ellipticité projetée pour 1000 systèmes de 25 galaxies satellites (triangles violets). Celles-ci sont construites avec une ellipticité intrinsèque tirée de la distribution tangentiellement déprojetée (cercles verts) vue dans la figure 22. Les points rouges représentent la distribution réelle (observée) de l'ellipticité vue dans la figure 17. Les barres verticales indiquent un écart type.

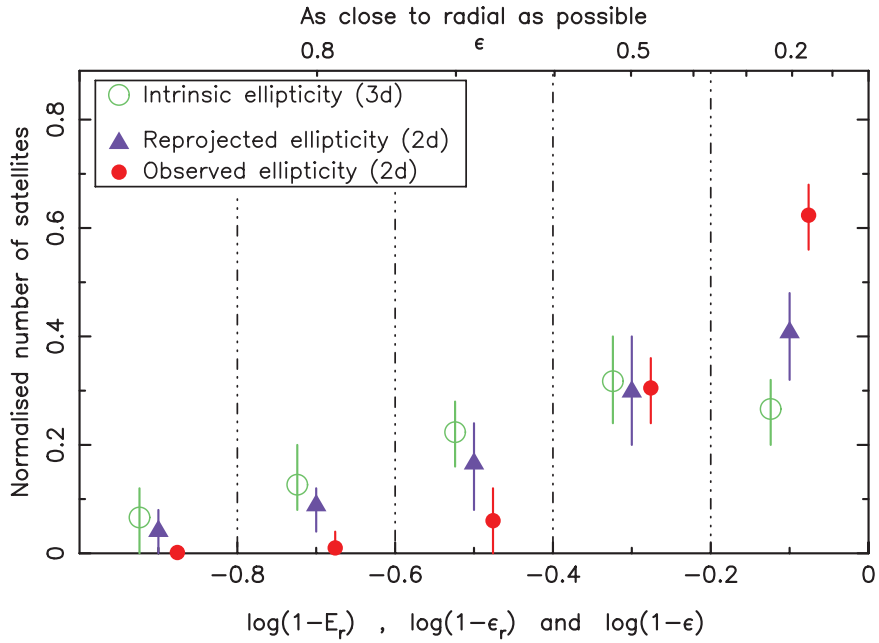

FIG. 30 – Légende identique à celle de la figure 29, mais pour la méthode de déprojection radiale.

"γ-déprojetée" est employée pour construire les satellites (voir les résultats figure 31).

Les différentes méthodes de déprojection (figures 29, 30 et 31) ont un impact différent sur les reprojections. Dans la figure 30, la distribution de l'ellipticité projetée (triangles violets) issue d'une distribution intrinsèque radialement calculée (cercles verts) ne reproduit que partiellement la distribution observationnelle. En effet, l'intervalle le plus rond est sous représenté. Cela signifie que si les galaxies naines ont une structure prolate et si la direction de notre point de vue n'est pas particulier, voir l'ensemble du système Andromède dans une configuration radiale (comme définie dans cette étude) n'est pas une bonne approximation. D'un autre côté, les distributions projetées construites à partir d'une distribution intrinsèque tangentielle (figure 29) ou γ (figure 31) sont absolument comparables à la distribution observée. Nous considérons cela comme un bon test de validation de notre méthode. Ainsi, modéliser les galaxies naines satellites par des structures prolates peut donner des solutions auto-cohérentes en ce qui concerne la distribution de l'ellipticité. Il faut de plus se rappeler que les systèmes modélisés dans cette partie sont répartis aléatoirement en position dans l'espace. Comme des distributions cohérentes ont été trouvées, cela signifie que nous sommes arrivés à nous affranchir de toutes particularités. Les incertitudes sur les données observationnelles ont été correctement prises en compte et les calculs analytiques ainsi que les hypothèses d'orientations sont pleinement justifiés. Cette décorrélation avec

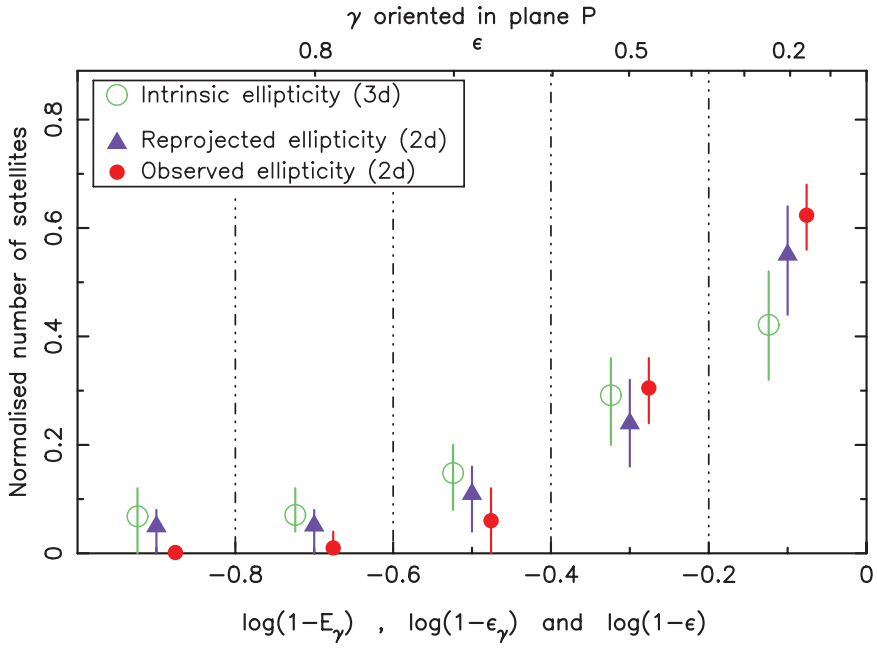

FIG. 31 – Légende identique à celle de la figure 29, mais pour la méthode de déprojection γ.

les observations permet donc de pouvoir considérer la population des galaxies naines d'Andromède comme la représentation d'un tirage (réalisation) dans une distribution universelle de l'ellipticité intrinsèque.

9 Cas individuels et discussion

Après avoir regardé la distribution de l'échantillon entier et vu la cohérence de la démarche, l'effet des différentes hypothèses sur les galaxies naines prisent individuellement est examiné. Les résultats avec chacune des trois méthodes sur chacun des 25 objets étudiés ici sont listés dans la table 1. Ils ont tous été obtenus à partir de 10^5 tirages dans les chaînes MCMC. La seconde colonne (2) contient le caractère "p" si la galaxie appartient au grand plan fin de M31 d'après Ibata et al. (2013) et "a" si non. Les colonnes (3) et (4) contiennent la moyenne de l'ellipticité observée et celle du rayon de demi lumière obtenues d'après Crnojević et al. (2014) pour NGC147 et NGC185 et d'après Martin et al. (2015) (en préparation) avec la méthode de Martin et al. (2008) pour les autres. La colonne (5) est la distance moyenne de Andromède au centre de M31 obtenue par Conn et al. (2012). Il faut noter que la moyenne de ces valeurs observées (colonnes (3), (4) et (5)) sont les tirages lors de l'application de la méthode de déprojection γ. C'est à dire qu'ils prennent en compte le fait que certaines valeurs

soient rejetées par notre critère de marée. Les colonnes (6), (8) et (10) représentent respectivement la moyenne de l'ellipticité tangentiellement, radialement et γ déprojetée. Les colonnes (7), (8) et (9) sont les pourcentages exclus par notre critère de marée dans les trois déprojections. La dernière colonne est l'angle β précédemment défini comme l'angle géométrique minimum de proximité tridimensionnelle entre la direction radiale et le plan $\mathcal{P}$. Toutes les incertitudes sont données sur chaque paramètre pour un écart type dérivant de notre méthode.

TAB. 1 – Propriétés des 25 satellites d'Andromède étudiés ici. Pour plus d'explications, voir le début de la section 9.

Nom	VTP	ϵ	r_h (arcmin)	d_{M31} (kpc)	E_t	Marée (%)	E_r	Marée (%)	E_γ	Marée (%)	β (deg)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
AndI	p	0.29±0.03	3.97±0.14	68.7±13.3	0.37±0.05	1.8	0.51±0.10	0.0	0.43±0.15	14.3	26.7±6.0
AndII	a	0.14±0.02	5.13±0.10	197.0±11.0	0.15±0.02	0.0	0.57±0.09	0.3	0.31±0.20	5.0	43.4±3.3
AndIII	p	0.59±0.03	1.89±0.15	91.2±13.9	0.66±0.05	0.4	0.76±0.06	0.0	0.71±0.13	6.8	40.9±7.7
AndV	a	0.28±0.07	1.68±0.14	116.3±5.9	0.70±0.15	7.9	0.31±0.07	0.0	0.47±0.22	3.3	16.2±7.1
AndIX	p	0.12±0.07	1.85±0.21	138.4±52.3	0.12±0.08	0.0	0.63±0.23	6.5	0.29±0.23	1.9	11.0±7.2
AndX	a	0.30±0.18	1.15±0.24	143.9±27.6	0.36±0.20	0.1	0.54±0.19	0.4	0.47±0.28	2.6	12.5±8.9
AndXI	p	0.24±0.16	0.78±0.20	141.0±41.7	0.46±0.31	2.6	0.41±0.27	0.4	0.43±0.29	1.3	34.4±24.1
AndXII	p	0.39±0.25	2.85±1.36	157.7±52.2	0.47±0.26	15.2	0.56±0.24	5.1	0.50±0.27	18.7	15.9±12.9
AndXIII	p	0.54±0.16	1.11±0.41	180.2±81.2	0.71±0.19	6.9	0.65±0.17	0.0	0.68±0.19	3.1	9.8±7.4
AndXIV	p	0.20±0.11	1.55±0.16	184.4±34.9	0.58±0.28	10.1	0.25±0.13	0.0	0.39±0.25	3.0	13.4±10.4
AndXV	a	0.24±0.10	1.39±0.13	167.9±45.5	0.26±0.10	0.4	0.73±0.20	18.7	0.42±0.24	3.5	36.2±13.7
AndXVI	p	0.29±0.08	1.00±0.08	316.1±33.7	0.30±0.08	0.0	0.79±0.08	0.2	0.49±0.23	0.7	21.9±3.0
AndXVII	p	0.42±0.10	1.39±0.21	71.8±21.0	0.49±0.12	7.4	0.66±0.15	0.5	0.55±0.16	13.8	30.5±11.0
AndXVIII	a	0.21±0.13	0.78±0.11	454.6±40.1	0.22±0.14	0.0	0.73±0.14	0.4	0.40±0.28	0.4	7.6±4.8
AndXIX	a	0.41±0.09	11.65±1.64	183.8±55.2	0.49±0.08	74.4	0.56±0.17	65.2	0.49±0.12	72.5	3.7±2.7
AndXX	a	0.30±0.20	0.77±0.25	141.7±13.4	0.57±0.31	2.9	0.38±0.24	0.2	0.48±0.30	1.5	32.5±24.9
AndXXI	a	0.32±0.11	4.18±0.61	137.2±9.7	0.54±0.14	12.9	0.39±0.12	0.1	0.44±0.17	16.9	36.2±10.8
AndXXII	a	0.58±0.14	1.14±0.32	261.5±33.6	0.77±0.13	3.3	0.63±0.13	0.0	0.72±0.17	3.2	17.1±8.6
AndXXIII	a	0.38±0.05	5.43±0.40	130.3±3.4	0.72±0.07	57.4	0.40±0.06	0.0	0.51±0.14	16.1	35.3±4.7
AndXXIV	a	0.23±0.15	2.92±0.72	166.7±24.8	0.30±0.19	0.9	0.45±0.24	2.9	0.38±0.26	6.8	25.8±13.4
AndXXV	p	0.20±0.11	3.18±0.33	111.9±32.2	0.33±0.17	21.2	0.32±0.17	1.3	0.31±0.18	18.3	23.3±14.0
AndXXVI	p	0.30±0.20	1.45±0.49	197.6±108.9	0.43±0.27	2.7	0.54±0.28	0.8	0.48±0.29	2.1	20.6±17.0
CasII	p	0.38±0.07	1.47±0.14	176.2±40.4	0.45±0.09	0.3	0.69±0.12	0.0	0.57±0.21	1.1	36.1±10.0
NGC147	p	0.46±0.02	6.70±0.09	118.6±10.1	0.63±0.07	1.6	0.58±0.06	0.0	0.60±0.15	10.4	39.1±4.8
NGC185	p	0.22±0.01	2.94±0.04	181.9±15.7	0.24±0.01	0.0	0.60±0.04	0.0	0.42±0.23	1.2	24.8±2.3

9.1 Particularités géométriques

Premièrement, la condition la plus contraignante est un angle β élevé. En effet, il correspond à la limite la plus basse pour une orientation radiale, et a fortiori pour une orientation quelconque. Cela signifie que même si nous ne connaissons pas la direction réelle d'une galaxie, nous avons l'assurance de ne pas être plus bas que β (voir figure 15). Ce critère ne dépend pas du tout de nos hypothèses. Ainsi, dans notre étude, nous avons identifié 6 galaxies naines - Andromeda II, Andromeda III, Andromeda XXI, Andromeda XXIII, Cassiopeia II et NGC 147 - qui ne peuvent absolument pas être disposées dans une configuration radiale. Pour les identifier, nous avons choisi un critère tel que $\beta - 1\sigma_\beta > 25\,\mathrm{deg}$ (où σ_β est l'écart type de β). Ces satellites sont relativement proches de leur hôte. De plus, elles ont, pour la plupart, des ellipticité élevées (plus de 0.5) dans chacune des méthodes de déprojections appliquées. Enfin, pour 5 de ces 6 galaxies, la déprojection γ montre le plus grand taux de rejet de marée parmi les trois cas. L'ensemble de ces particularités évoque la possibilité que ces 6 galaxies naines satellites soient fortement affectées par leur environnement comme les effets de marée. Elles pourraient même être des reliquats d'anciennes galaxies naines de marée (TDG). Pour la plus massive d'entre-elles, NGC 147, ce dernier résultat est en parfaite cohérence avec ceux de Crnojević et al. (2014) qui ont récemment avancé que cette galaxie présentait des queues de marée. De plus, cela pourrait aussi indiquer que cet objet commence à être déchiré à cause des fortes interactions gravitationnelles, comme le laisse présumer le courant d'étoiles qui s'en échappe (McConnachie et al. 2009).

Il est aussi intéressant de regarder le comportement face aux déprojections des autres galaxies naines qui possèdent à la fois un grand rayon de demi lumière observationnel et un taux élevé de rejets de marée dans chacune des méthodes. Andromeda XII, Andromeda XIX et Andromeda XXV en sont de bons exemples. De tels effets peuvent être causés par des interactions de marée avec M31, comme avancé par Collins et al. (2014) pour Andromeda XII et Andromeda XIX (aussi bien que pour Andromeda XXI). De plus, cela renforce pleinement l'hypothèse d'un déchirement imminent et le passage à des objets de types courants d'étoiles. Il est utile de rappeler ici que nous sommes restés prudents dans les estimations de la limite de marée des galaxies naines. En effet, nous avons utilisé la dispersion de vitesse observationnelle *plus* un écart type. De ce fait, les taux de rejets donnés dans la table 1 doivent être considérés comme des limites basses.

Enfin, Andromeda XIII et Andromeda XXII possèdent toutes deux une importante ellipticité intrinsèque avec toutes les sortes de déprojections. En effet, avec les trois, elles adoptent toujours une ellipticité autour de 0.7. Il est donc manifeste que ces galaxies dSphs sont intrinsèquement très étirées.

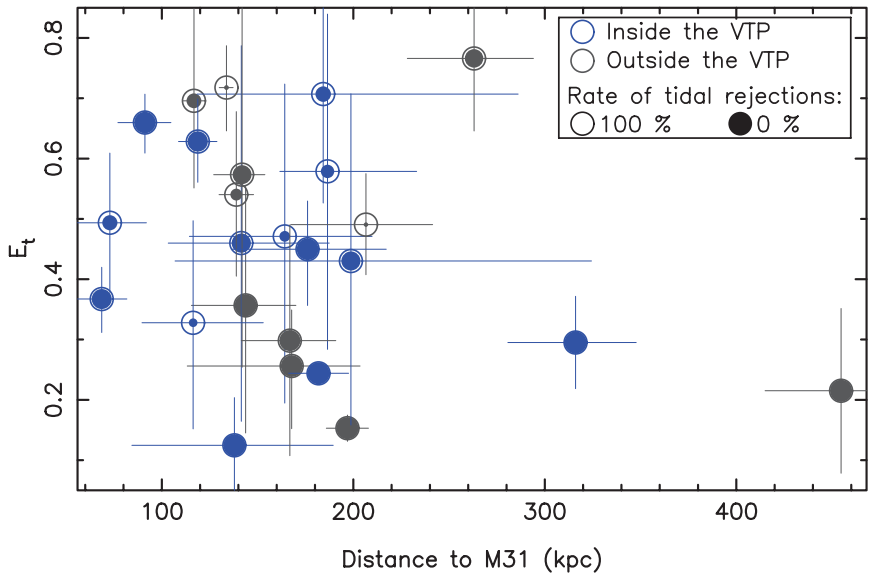

FIG. 32 – Ellipticité tangentiellement déprojetée versus distance à Andromède. Les cercles bleus sont les valeurs pour les satellites dans le grand plan fin de galaxies (Ibata et al. 2013) alors que les cercles gris sont celles des satellites en dehors. Le remplissage de ces cercles représente le taux de rejet dû au critère de marée (voir l'encart en haut à droite).

9.2 Echantillon total

Comme les tests de reprojections suggèrent la possibilité que l'orientation tangentielle soit très probable, nous avons examiné, dans ce cas, la variation de l'ellipticité déprojetée en fonction de la distance illustrée figure 32. A première vue, il n'existe pas de corrélation flagrante. Cependant, une inspection plus attentive du comportement des galaxies en dehors du plan entre 100 et 200 kpc dévoile une tendance relativement prononcée. Les dSphs sont plus étirées lorsqu'elles sont proches de M31. Il n'existe pas de telle corrélation pour les galaxies dans le VTP. Néanmoins, avec des barres d'erreurs aussi importantes, aucune conclusion robuste ne peut être bâtie. Mais la tendance, bien que modeste, montre qu'il serait intéressant de la comparer avec différents modèles, à la fois en cosmologie standard où le VTP pourrait avoir été récemment accrété que dans des scénarios alternatifs comme ceux basés sur les galaxies naines de marée.

Nous examinons maintenant les propriétés de la moyenne de l'ellipticité de l'ensemble de l'échantillon des galaxies naines d'Andromède considéré comme un tout. C'est à dire que nous les voyons comme un échantillon représentatif de ce type d'objets. Pour ce faire, nous considérons les 25 chaînes de 10^5 tirages comme une seule, l'unique représentation d'une galaxie dSph typique. Les ellipticités de ce groupe sont

TAB. 2 – Ellipticités moyennes de l'échantillon entier des galaxies naines d'Andromède utilisées dans cette étude, obtenues à partir de 25×10^5 tirages dans les chaînes de Markov.

	Mean ellipticity	Tidally rejected (%)
ϵ	0.32±0.11	−−
E_t	0.44±0.14	9.22
E_r	0.54±0.15	4.12
E_γ	0.48±0.21	9.14

listées dans la table 2 pour les déprojections tangentielle, radiale et γ associées à leur taux respectif de rejet de marée. Ces pourcentages sont compatibles avec un comportement physique puisqu'ils possèdent une valeur plus élevée pour les déprojections tangentielle et γ, plus basse pour celle radiale. En effet, les objets dans une configuration radiale sont en train de tomber vers leur hôte avec une structure compacte. A l'opposé, les objets dans une configuration tangentielle ou aléatoire sont suspectés d'avoir été fortement perturbés lors de leurs orbites autour de l'hôte.

Comme attendu, chaque sorte de déprojection donne une ellipticité plus importante (avec un minimum de 0.44) que les ellipticités observées. Ainsi, ce système a tendance à privilégier des formes plus étirées avec un ratio de l'axe mineur sur l'axe majeur (a/b) d'environ 1/2. Vera-Ciro et al. (2014) et Barber et al. (2015) trouvent un rapport d'axe légèrement plus grand mais cohérent avec nos valeurs dans la simulation Aquarius. Leurs mesures portent sur les régions internes ($\sim 1kpc$) des halos de matière noire des satellites, régions susceptibles d'héberger des étoiles. Nos conclusions paraissent être consistantes avec la possibilité que les composantes stellaires des galaxies satellites d'Andromède possèdent la même structure. Cela n'est peut être pas incompatible avec la possibilité qu'elles demeurent des reliquats d'anciennes galaxies naines de marée. Quoiqu'il en soit, ces valeurs ainsi que cette méthode peuvent servir comme tests pour différents modèles dans le futur.

10 Conclusions

Premièrement, nous avons montré qu'adopter une structure prolate pour les galaxies naines d'Andromède donne des solutions cohérentes dans le sens que la distribution de l'ellipticité dérivée des observations est similaire à celles dérivées de points de vues aléatoires. Les hypothèses simplificatrices adoptées ont permis d'obtenir l'ellipticité intrinsèque pour la totalité de la population de satellites. Les distributions en dérivant sont relativement plates pour $log(1-\epsilon)$ de 0 à -0.4, avant de décroître pour les plus grandes ellipticités. Certaines galaxies se trouvent être significativement étirées. Ce

n'est probablement pas incompatible à ce qu'elles soient des reliquats d'anciennes galaxies naines de marée comme récemment trouvés, par exemple par Yang et al. (2014). Mais cela pourrait également être cohérent avec des satellites ayant des composantes baryoniques possédant une forme identique à celle de leurs sous-halos de matière noire dans lesquels elles sont hébergées. Deuxièmement, il n'est pas remarqué de différence évidente entre les satellites appartenant au VTP et ceux en dehors. Les deux populations de galaxies naines semblent être peuplées du même type d'objets comme avancé récemment par Collins et al. (2015). Toutefois, nous avons distingué que la distribution de l'ellipticité en fonction de la distance à M31 dans le cas de la déprojection tangentielle était légèrement différente pour les galaxies à l'intérieur et à l'extérieur du VTP.

10.1 Annexe A

Monthly Notices of the ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY

MNRAS **450,** 1409–1419 (2015) doi:10.1093/mnras/stv741

The intrinsic ellipticity of dwarf spheroidal galaxies: constraints from the Andromeda system

J.-B. Salomon,* R. A. Ibata, N. F. Martin and B. Famaey

Observatoire astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France

Accepted 2015 March 31. Received 2015 March 31; in original form 2015 January 20

ABSTRACT

We present a study of the intrinsic deprojected ellipticity distribution of the satellite dwarf galaxies of the Andromeda galaxy, assuming that their visible components have a prolate shape, which is a natural outcome of simulations. Different possibilities for the orientation of the major axis of the prolate dwarf galaxies are tested, pointing either as close as possible to the radial direction towards the centre of Andromeda, or tangential to the radial direction, or with a random angle in the plane that contains the major axis and the observer. We find that the mean intrinsic axis ratio is $\sim 1/2$, with small differences depending on the assumed orientation of the population. Our deprojections also suggest that a significant fraction of the satellites, $\sim$10 per cent, are tidally disrupted remnants. We find that there is no evidence of any obvious difference in the morphology and major axis orientation between satellites that belong to the vast thin plane of corotating galaxies around Andromeda and those that do not belong to this structure.

Key words: galaxies: dwarf – Local Group.

1 INTRODUCTION

The Local Group can be thought of as the closest laboratory for testing cosmological predictions on small scales, including the dynamical formation and evolutionary history of galaxies (Freeman & Bland-Hawthorn 2002). In this context the dwarf spheroidal (dSph) galaxies are of particular interest, as they represent the smallest of galactic systems, and are thought to be embedded in primordial dark matter subhaloes, thus giving us insights on the earliest epochs of galaxy formation in the Universe. The investigation of these satellites is thus one of the most active areas of Local Group research at present (Tolstoy, Hill & Tosi 2009). Their morphological parameters, their masses, their spatial distribution around their host, or the number of observed satellites, can be confronted with predictions of the Λ cold dark matter (ΛCDM) model (Kravtsov, Gnedin & Klypin 2004; Tollerud, Boylan-Kolchin & Bullock 2014). For example, their spatial distribution can provide insights on the shape of the dark matter halo of the host galaxy (Peñarrubia, Kroupa & Boily 2002), whilst the dwarf galaxies morphological characteristics can provide insights on their formation history (Zolotov, Hogg & Willman 2011; Carraro 2014).

The very nature of the dSphs as faint, poorly populated systems, poses several observational challenges, even for their identification in the Local Group. Generally, they have been discovered through the identification of small overdensities of stars over the contaminating foreground stellar populations (and background population of mis-identified compact galaxies). Improvements in instrumentation and analysis techniques have led to the discovery of several new Local Group dSph galaxies in recent years (Belokurov et al. 2006; Zucker et al. 2006; Walsh, Jerjen & Willman 2007; McConnachie et al. 2008; Martin et al. 2009, 2013). The known population of dSphs in the Local Group has thereby increased considerably (McConnachie 2012), which is now beginning to allow us to draw statistically firm conclusions about the properties of the dSph population. For instance, a recent discovery has shown that half of the dwarf galaxy satellites of the Andromeda galaxy (M31) reside in a vast thin plane around their host (VTP), and appear to have coherent motions (Ibata et al. 2013). This observational dynamical alignment is still not fully understood within the ΛCDM framework where the subhaloes that might host dSphs are a priori expected to possess only a weak alignment (Shaya & Tully 2013; Bahl & Baumgardt 2014; Ibata et al. 2014b; Pawlowski et al. 2014). Finding whether the satellites that partake in the alignment have a particular intrinsic shape and orientation that distinguishes them from the other dSphs orbiting around M31 may help in assessing whether the two sub-populations have experienced a different dynamical history.

The morphological properties of satellite dwarf galaxies can also provide tests of theoretical frameworks of galaxy formation on small scales. These galaxies are usually described as a baryonic component embedded in a massive dark matter halo (Walker et al. 2009), meaning that their stars are relatively protected from the tidal field of their giant host. But the formation of a plane of satellites (as

* E-mail: jean-baptiste.salomon@astro.unistra.fr

© 2015 The Authors
Published by Oxford University Press on behalf of the Royal Astronomical Society

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

apparently required in M31), or any past interactions could have produced strong tidal effects that could have strongly affected their baryonic distribution and make them partly lose their dark matter halo. Another possibility is that some dSphs galaxies are actually not embedded in dark matter haloes at all, but are rather remnants of so-called tidal dwarf galaxies (TDG) which would have been created in an encounter between two major galaxies in the distant past, a scenario which might explain the formation of thin planes of galaxies such as the one observed around Andromeda (Pawlowski, Kroupa & de Boer 2011; Hammer et al. 2013) and around the Milky Way (e.g. Kroupa, Theis & Boily 2005; Kroupa et al. 2010; Pawlowski, Pflamm-Altenburg & Kroupa 2012). Such TDG would be mostly devoid of dark matter (Kroupa 1997), and would presumably be much more prone to tidal deformation than those embedded in primordial dark matter haloes. Some of the problems of this picture are in principle alleviated if the Modified Newtonian Dynamics framework (Milgrom 1983; Famaey & McGaugh 2012; Zhao et al. 2013) is adopted (Kroupa et al. 2010; Pawlowski & McGaugh 2014). Some other solutions consider the possibility of dissipative dark matter, as for example, in Foot & Silagadze (2013) or in Randall & Scholtz (2014).

In cosmological simulations, subhaloes are generally rounder than the host haloes. Subhaloes that have masses that are large enough to host dwarf galaxies have axis ratios : $0.65 \leq c/a \sim b/a \leq 0.95$ (Vera-Ciro et al. 2014). Observed dSphs are observed to be approximately roughly round: for the Milky Way, $\epsilon = 1 - a/b \sim 0.3$ (Martin, de Jong & Rix 2008). But we know that this observed ellipticity is just a projected view, and the third dimension could thus hide more elongated shapes. However, deprojecting to recover the intrinsic ellipticity is a challenge because distance uncertainties to different sides of the same dSph are currently far too large to allow any differential depth measurement except maybe in the Magellanic Clouds (Klein et al. 2014; Moretti et al. 2014). Therefore, in this paper, we propose a method which allows us to probe the third dimension, and we focus ourselves on M31.[1]

In Section 2, we summarize the general method employed in this contribution, justify our hypotheses and present our data. Section 3 presents all dwarf galaxies parameters used in the analysis, which have been extracted from the observations. In Section 4, we define how our deprojection procedure is built. Results are then discussed in Sections 5 and 6, and our conclusions are drawn in Section 7.

2 METHOD

2.1 Hypotheses

In order to deproject the view and try to see which intrinsic ellipticity distribution can fit the observed projected distribution of stellar populations in the target dwarf, some simplifying hypotheses need to be made. In the following, two main hypotheses are adopted. First, we consider that dSphs have a prolate shape, like a cigar. This is indeed the natural shape of dark matter haloes in the relevant mass range (Vera-Ciro et al. 2014; Barber et al. 2015). In simulations, in which dwarf satellites galaxies are initially made of rotating stellar discs, this is a less natural assumption, but they can in principle also be deformed into a prolate shape through bar-like instabilities caused by ongoing small tidal interactions with the host (Łokas et al. 2010). Our second assumption will be to take an orientation of the prolate body that is consistent with the observed projection of the major axis, as sketched in Fig. 1. Three cases will be considered:

(i) the prolate dwarf galaxy is oriented perpendicular to the radial vector linking the host and the satellite,
(ii) the major axis of the prolate dwarf galaxy is oriented as close as possible to the radial vector,
(iii) the prolate dwarf galaxy has a random orientation that is consistent with the observed projection.

[1] The method presented here could be modified later on to be applied to dwarf satellites of the Milky Way.

2.2 Data

In the present contribution, we will examine the structural properties of the dwarf galaxies surrounding the Andromeda galaxy (M31). Our observational data are derived from the Pan-Andromeda Archaeological Survey (PAndAS; McConnachie et al. 2009). This photometric survey with the MegaCam camera on the Canada–France–Hawaii Telescope has mapped a large area around Andromeda ($\approx$400 deg^2), allowing the discovery and characterization of the dwarf satellite galaxies of M31. A detailed account of the processing of the PAndAS survey through to the final catalogue of aperture magnitudes is given in Ibata et al. (2014a).

The PAndAS photometry was also used to estimate the distances to the dwarf galaxies, using the tip of the red giant branch method (Conn et al. 2012). By using a Markov Chain Monte Carlo (MCMC) approach that incorporated Bayesian priors on the expected morphology of the satellites and their luminosity function, Conn et al. (2012) were able to derive a posterior probability distribution function (PDF) for the distance to each of the satellites present in the survey.

From the homogeneous PAndAS data set, we also inferred the morphological parameters of all dwarf galaxies that fall in the survey footprint. These were derived using a version of the Martin et al. (2008) algorithm, updated for a full MCMC treatment, and which will be presented in another publication that is to be submitted soon (Martin et al., in preparation).

3 EXTRACTING DWARF GALAXY CHARACTERISTICS FROM THE OBSERVATIONS

3.1 Morphology and selection

The code developed by Martin et al. (2008) infers the following observational parameters: the projected ellipticity (ϵ, with $\epsilon = 1 - (a/b)$ where a is the minor axis of the adjusted ellipse and b the semimajor axis), the position angle (PA, the angle between the equatorial north and the major axis), and the half-light radius (r_h, taken along the major axis). The code was run on 23 dwarf galaxies present in the PAndAS survey and outputs posterior PDFs in the form of MCMC chains. We have also included in our study the dwarf elliptical satellites, NGC 147 and NGC 185. For them, realistic MCMC chains have been created by simultaneous drawings from Gaussian PDFs built from Crnojević et al. (2014), also derived from the PAndAS survey. According to Ibata et al. (2013), among these 25 satellites, 14 are in the VTP: And I, And III, And IX, And XI, And XII, And XIII, And XIV, And XVI, And XVII, And XXV, And XXVI, Cass II, NGC 147 and NGC 185. Whereas 11 are outside the VTP: And II, And V, And X, And XV, And XVIII, And XIX, And XX, And XXI, And XXII, And XXIII and And XXIV.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

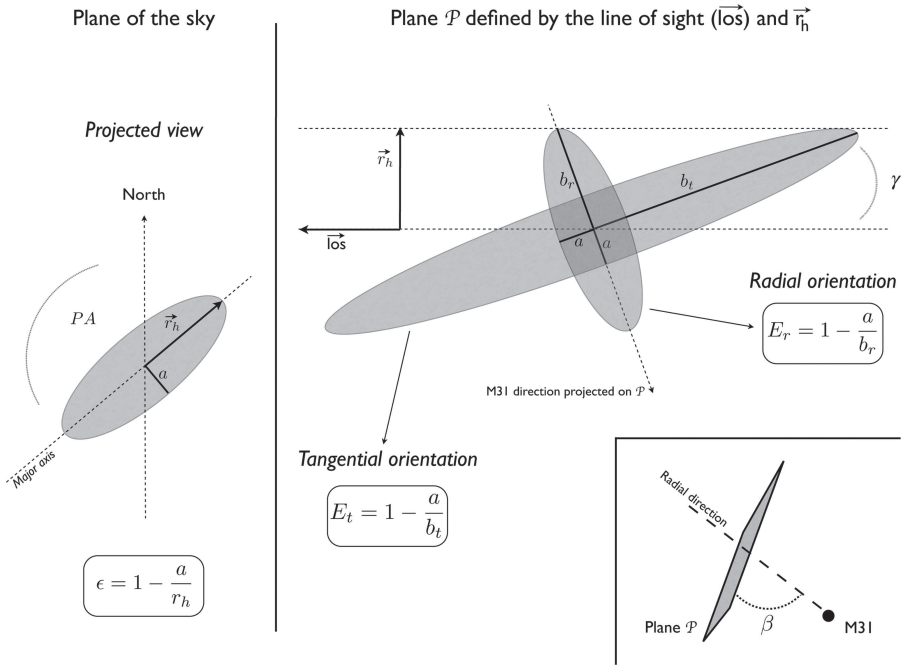

Figure 1. Sketch of the geometry. The left-hand panel shows the projected view on the sky, while the right-hand panel shows the view in the plane $\mathcal{P}$ defined by the line of sight and the projected semimajor axis. Two cases are represented : the tangential case and the radial one. The bottom right-hand panel shows the position of the plane $\mathcal{P}$ compared to M31, where β is the minimum angle between the radial direction and $\mathcal{P}$. The variable a is the semiminor axis of the prolate ellipsoid, equal to the semiminor axis of the projected ellipse. On the left-hand panel, PA is the angle between north and the semimajor axis $\boldsymbol{r}_{\rm h}$ where $||\boldsymbol{r}_{\rm h}||$ is the observed half-light radius. On the right-hand panel, $b_{\rm r}$ is the intrinsic semimajor axis of the prolate ellipsoid placed in the configuration that is most radially-oriented with respect to M31, and $b_{\rm t}$ is the one placed in the tangential configuration. The line-of-sight position vector $\boldsymbol{los}$ links the Earth to the centre of the satellites galaxy. The variable γ is the angle between the intrinsic major axis of the prolate ellipsoid and the line-of-sight position vector.

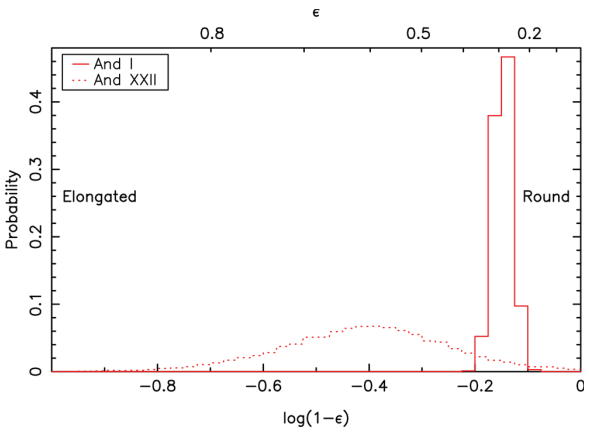

Figure 2. Representative projected ellipticity distributions. Histogram of the projected ellipticity for And I (solid line) and And XXII (dotted line) (two representative dSph in the sample) obtained from 10^5 draws from the Markov chain of Martin et al. (2008).

Thus, for each satellite k of Andromeda, the code provides us with a Markov chain that contains at each step i the positional and morphological parameters of interest: ϵ_{ki}, PA_{ki} and $r_{h_{ki}}$. For example, in Fig. 2 we display the PDF derived from 10^5 draws (this is typically the number of draws in all MCMC chains used in this study) of the projected ellipticity from the Markov chain of Andromeda I, an example of a rather round dSph galaxy with a large number of resolved red giant stars and Andromeda XXII, an example of an extended dSph galaxy with a small number of resolved red giant stars. It is more representative to plot $\log(1-\epsilon) = \log(a/b)$ where 0 corresponds to a round object.

When the whole sample of dSphs considered is taken into account, one draw from their respective Markov chain of ellipticity and distance represents a possible view from the Earth of the system of satellites around Andromeda. Fig. 3 represents the normalized average of the projected ellipticity of the satellites according to the derived PDFs for 10^5 random realizations (of the 25 satellites). Bins have been chosen to be large enough, $\log(1-\epsilon) = 0.2$, to ensure reliable statistics. The vertical bars are 1σ standard deviations of the number of satellites per bin, derived from 7×10^4 draws.

As expected, the projected ellipticity shows predominantly round objects. Moreover, no significant difference between galaxies in the VTP (blue triangles) or outside it (grey squares) is evident.

3.2 Position in three dimensions

Once morphological parameters have been obtained, the position of each dSph centre in three dimensions has to be found. For that purpose, Andromeda's satellite galactic coordinates (α_k, δ_k) are considered perfect. We have chosen to take them from the literature in Collins et al. (2013) for Cassiopeia II and in McConnachie (2012) for the other ones. For the third dimension, the distance from Earth (d), we use results found by Conn et al. (2012) (see Fig. 4).This provides us with a Markov chain of distance for each galaxy d_k. Each step i of it gives a possible d_{ki} for the satellite.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

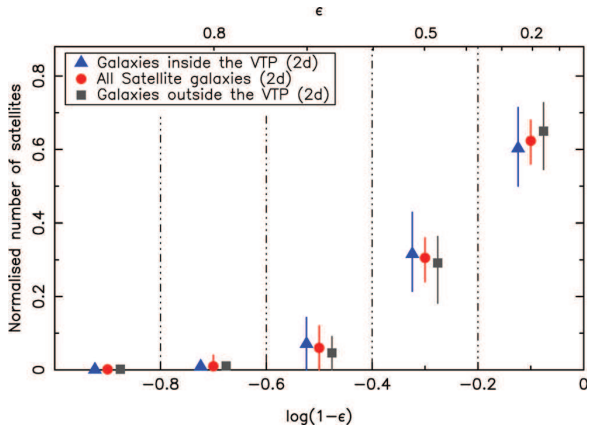

Figure 3. Observed (i.e. projected) ellipticity derived from the PAndAS survey, showing the average distribution of ellipticity for the 25 satellites, randomly drawn 10^5 times from each of the 25 Markov chains. Bin sizes are $\log(1-\epsilon) = 0.2$. Red circles are the ellipticity distribution of the entire system of 25 dwarf galaxies. Blue triangles correspond to the 14 dwarf galaxies contained in the vast thin plane of satellites (Ibata et al. 2013), while the grey squares are for the 11 outside of the VTP. Vertical error bars indicate one standard deviation derived from this experiment.

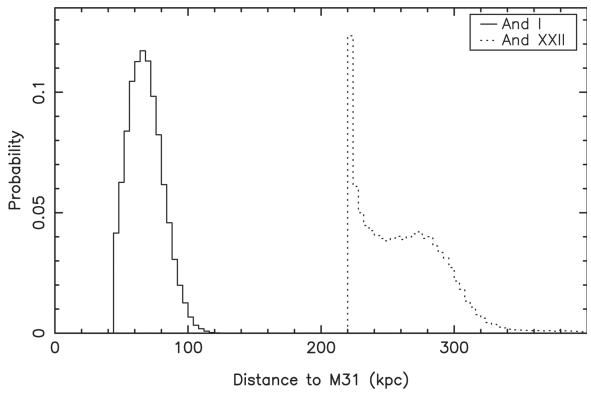

Figure 4. Histogram of the distance of the centre of two representative systems, And I (solid line) and And XXII (dotted line) from the centre of M31 (derived from 10^5 draws from the Markov chain of Conn et al. 2012).

For a dwarf galaxy, a drawing in its morphological Markov chain and one in its distance Markov chain combined with sky coordinates provide a set of six parameters. They define a possible representation in space of the centre around Andromeda in association with three possible projected morphological characteristics: α_k, δ_k, d_{ki}, ϵ_{ki}, PA_{ki} and $r_{h_{ki}}$.

3.3 Model

In all the following analysis, the intrinsic shape of the dwarf galaxies is approximated as a prolate ellipsoid, which is a natural outcome of dark matter satellites in ΛCDM simulations (Vera-Ciro et al. 2014; Barber et al. 2015). With this assumption the satellites have two equal minor axes (a) and one major axis (b). Consequently, since a prolate structure is symmetrical by rotation around the major axis, the projected minor axis remains identical, irrespective of the point of view. Thus, the apparent minor axis of the ellipse given by the projected satellite is taken to measure the real minor axis (a). On the other hand, $\boldsymbol{r}_\mathrm{h}$ is known, defined by PA and r_h.

Of course, due to the projection on the sky, the real major axis $\boldsymbol{b}$ is not equal to $\boldsymbol{r}_\mathrm{h}$: $\boldsymbol{b}$ can have any orientation in the plane ($\mathcal{P}$) defined by the line of sight and $\boldsymbol{r}_\mathrm{h}$ (see Fig. 1). Thus, an additional condition is required to fix the three-dimensional orientation of the major axis, and consequently the intrinsic ellipticity of the satellites. We consider three possibilities which will be discussed in Section 4.

3.4 Limitation of the major axis

As defined above, the intrinsic major axis $\boldsymbol{b}$ has to lie in the plane $\mathcal{P}$. However, depending on the parameter set drawn from the chain, it is possible that b can take on physically implausible values. To avoid this situation, we implement a filter to reject solutions where b would be larger than the tidal radius of the satellite (tidal rejection criterion). Thus, the tidal radius is considered as the maximal radius:

$$b < \left(\frac{M_\mathrm{sat}}{2M_\mathrm{host}}\right)^{1/3} R, \tag{1}$$

where M_sat is the satellite mass and M_host the mass of the host galaxy contained in the sphere of radius R (distance between the satellite centre and the host galaxy centre). We estimate M_host using an NFW (Navarro, Frenk & White 1997) halo model (with virial mass $2 \times 10^{12}\,\mathrm{M}_\odot$, a mean value of recent results (Watkins, Evans & An 2010; Fardal et al. 2013)). The value of M_sat is derived from the line-of-sight velocity dispersion (σ_v) listed in McConnachie (2012) for NGC 147 and NGC 185 and in Collins et al. (2013) for the other galaxies, taking

$$M_\mathrm{sat} \sim \frac{\sigma_v^2\, b}{G}, \tag{2}$$

where G is the gravitational constant. Consequently, with equations (1) and (2), the following limit can be set to b:

$$b < \sigma_v \sqrt{\frac{R^3}{2\,G\,M_\mathrm{host}}}. \tag{3}$$

Given the large uncertainties in σ_v, we wish to remain conservative and so as not to eliminate physically possible cases, we adopt the values corresponding to the listed value of σ_v plus one standard deviation. In the following analysis, this criterion is always automatically applied, and it forces the rejection of approximately 5 per cent of the MCMC parameter trial values. Finally, to avoid the MCMC process from exploring unrealistic solutions, we limited the projected half-light radius to 20 arcmin.

3.5 Simple test

We constructed a simple toy model to test the algorithms that we developed and to obtain a first assessment of the magnitude of the effect of de-projection on the ellipticity distribution. Three-dimensional prolate dwarf galaxies are generated with a random size (in the range of the observed dwarf satellites galaxies) and are placed at random locations around the Andromeda galaxy (again in the observed range). In Fig. 5, we show the consequence of assuming that the intrinsic ellipticity is given by the observed *projected* distribution previously displayed in Fig. 3 (red dots). These prolate structures are observed from a position corresponding to Earth, and we measure the projected ellipticity that the artificial structures would then be seen to possess (purple triangles). As expected, the projected distribution will appear rounder than the

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

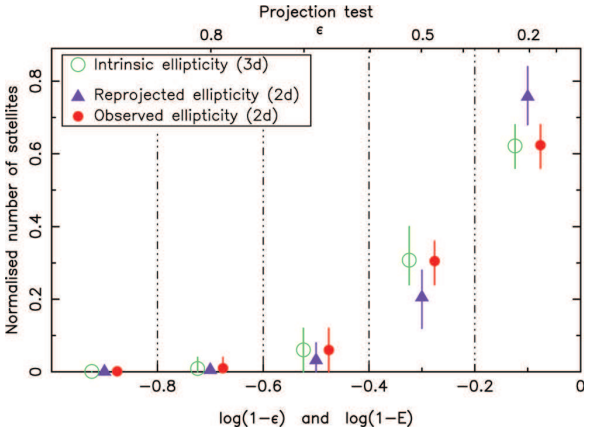

Figure 5. Green circles represent the intrinsic ellipticity chosen for this test. Purple triangles represent the distribution of projected ellipticity for 1000 three-dimensional systems of 25 dSph galaxies generated from a random distribution of position and from the green distribution for the ellipticity. Red dots are the observed ellipticities previously seen in Fig. 3. Vertical error bars indicate one standard deviation.

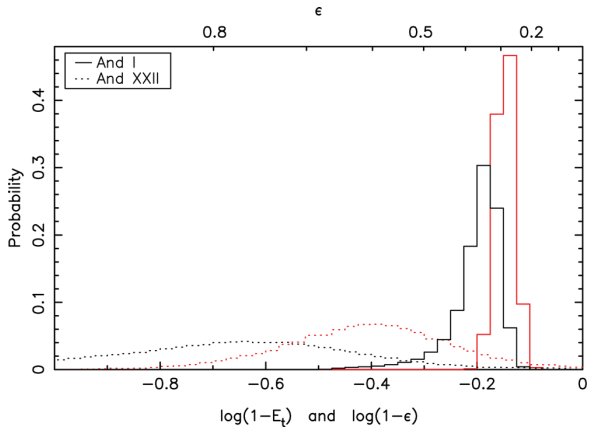

Figure 6. Histogram of the ellipticity for And I (solid black line) and And XXII (dotted black line) after tangential deprojection obtained from 10^5 draws of the MCMC chain. The red curves are the observed ellipticity previously seen in Fig. 2.

intrinsic distribution. The differences in the rounder bin is about 2σ, thus confirming that the projected distribution cannot be seen as the three-dimensional one.

4 DEPROJECTION

Our next task is to find the distribution of intrinsic ellipticities that is consistent with the observed projected distribution of Fig. 3, and with the observed orientations and distances of the real satellites. As stated above, this will require an additional geometric constraint, which we will implement via an assumption regarding the three-dimensional orientation of the satellites.

4.1 Tangential deprojection

As a first hypothesis, we suppose that each satellite is oriented tangentially with respect to the vector $\boldsymbol{r}_s$ connecting it to M31, i.e. that the real semimajor axis (b) of the modelled dwarf galaxy is on the plane $\mathcal{P}'$ perpendicular to $\boldsymbol{r}_s$. For satellite k, a given set i of parameters (l_k, b_k, d_{ki}) then uniquely defines the direction of the vector $\boldsymbol{b}$, which corresponds to the intersection of $\mathcal{P}$ and $\mathcal{P}'$. Once the direction of $\boldsymbol{b}$ is known, $||\boldsymbol{b}||$ is determined by requiring that it correspond to the projected view of the dwarf galaxy whose apparent semimajor axis is $||\boldsymbol{r}_{\rm h}||$. Finally, the intrinsic ellipticity $E_{T_{ki}}$ assuming this 'tangential hypothesis', is calculated (see Fig. 6). In Appendix A, we describe this deprojection in more detail.

As the tangential deprojected chain of each of the dwarf galaxies is now known, a random draw from each of the Markov chains gives a system of satellites all of which are in tangential orientation. This procedure is repeated to obtain the global ellipticity distribution of the dwarf galaxy system, which is shown in Fig. 7. Under this 'tangential' assumption, the intrinsic distribution of ellipticity is substantially flatter than the projected ellipticity, and produces a long tail of highly flattened systems. No significant difference between galaxies within the VTP or outside of it is apparent.

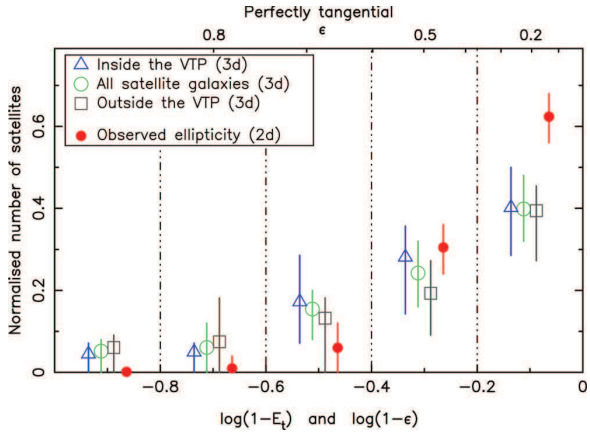

Figure 7. Distribution of tangentially deprojected ellipticity for 10^5 systems generated from Markov chains derived from the observational analysis. Green circles mark the ellipticity distribution of the entire system of 25 dwarf galaxies. Blue triangles are for those contained in the vast thin plane of galaxies (Ibata et al. 2013), 14 dSphs and grey squares are for those outside the VTP, 11 dSphs. Red dots are the observed ellipticities previously seen in Fig. 3. Vertical error bars indicate one standard deviation.

4.2 Radial deprojection

The second hypothesis that we explore in this analysis is to consider that the satellites are oriented as close as possible to the radial direction with respect to Andromeda. As before, the major axis $\boldsymbol{b}$ must lie on $\mathcal{P}$. For this 'radial' deprojection, we would like $\boldsymbol{b}$ to lie along $\boldsymbol{r}_s$. However, the prolate ellipsoid must also be consistent with the observed (projected) orientation of the galaxy. In this situation, we have three spatial unknowns that have to respect four independent equations, so that the problem turns out to be overconstrained. Thus, an exact radial orientation is, in general, impossible.

A way to resolve the problem is to attempt to orient the prolate ellipsoid as close as possible to a radial direction. To this end, we minimize the angle β, between $\boldsymbol{r}_s$ and $\boldsymbol{b}$ such that the projection of $\boldsymbol{b}$ yields $\boldsymbol{r}_{\rm h}$. Consequently, β is the minimum angle, an incompressible lower limit, that can exist between the radial vector and the major

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

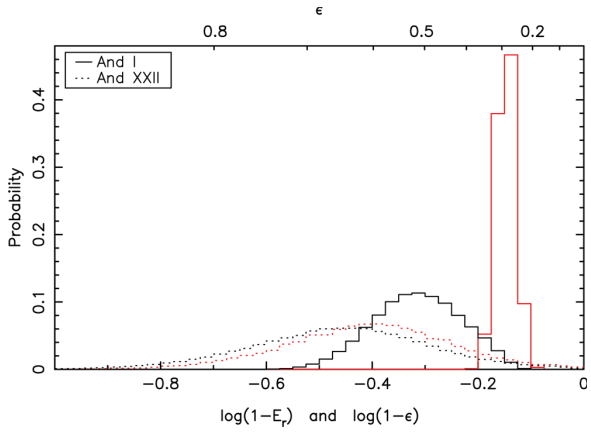

Figure 8. Histogram of the ellipticity for And I (solid black line) and And XXII (dotted black line) after radial deprojection obtained from 10^5 draws of the MCMC chain. The red curves are the observed ellipticity previously seen in Fig. 2.

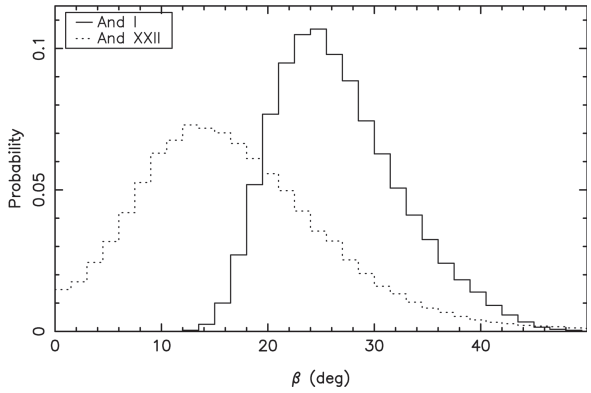

Figure 9. Probability density function of the angle β between the major axis of: And I (solid line), And XXII (dotted line) and their respective radial direction after radial deprojection (obtained from 10^5 MCMC draws).

axis vector of a dwarf galaxy according to our data. The intrinsic ellipticity (assuming this 'radial' hypothesis) $E_{R_{ki}}$ is thus obtained (see Fig. 8) coupled with β_{ki} (see Fig. 9). For more details, see Appendix B.

The radially deprojected ellipticity is displayed in Fig. 10, and interestingly, the roundest bin is not dominant, and a significant number of highly elliptical systems are required if this assumption is realistic. Again, differences between galaxies within the VTP of galaxies and outside of it are not significant.

4.3 γ-deprojection (random angle within $\mathcal{P}$)

In the previous subsections, we considered a 'tangential' and a 'radial' deprojection. We have seen that a satellite can always be fit to a three-D tangential orientation, but that a prolate system cannot be placed closer to a radial direction than a minimum angle β (which depends on the structure and position of the satellite). However in reality, we do not have observational information that allows us to

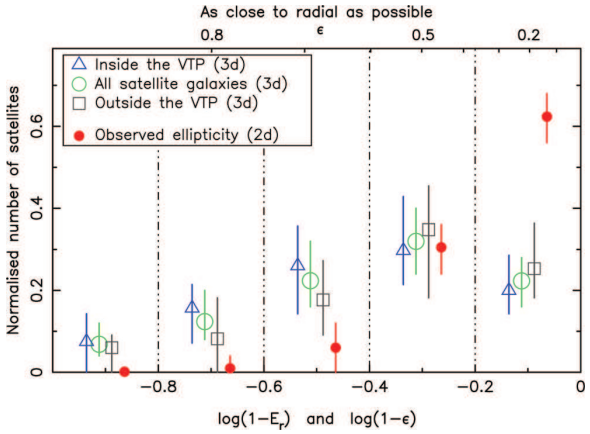

Figure 10. As Fig. 7, but for the radial deprojection method.

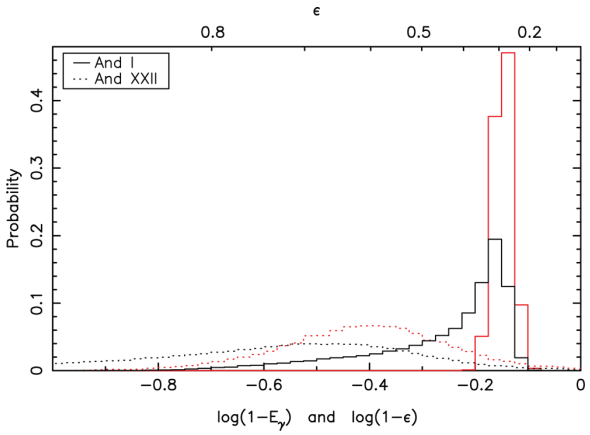

Figure 11. Histogram of the ellipticity for And I (solid black line) and And XXII (dotted black line) after γ-deprojection obtained from 10^5 draws of the MCMC chain. The red curves are the observed ellipticity previously seen in Fig. 2.

favour either of these orientations, and we only know that the major axis lies within the line-of-sight plane $\mathcal{P}$. This motivates our final deprojection, where we instead make the minimal assumption that the satellites are randomly oriented within $\mathcal{P}$. The random angle γ, is the angle between the line of sight and the major axis $\boldsymbol{b}$. The intrinsic ellipticity (assuming this 'gamma' hypothesis) $E_{\gamma_{ki}}$ is thus obtained (see Fig. 11) coupled with γ_{ki} (see Fig. 12).

The resulting deprojection is shown in Fig. 13 and presents a rather flat ellipticity distribution. Again, there is almost no difference between the dwarf galaxies that belong to the VTP and those outside of it.

5 RE-PROJECTION TESTS

The distributions of ellipticity obtained in Figs 7 and 10 take into account the observational information with a hypothesis on the orientation and on the prolate shape of the satellite galaxies. In contrast, the distributions of ellipticity obtained in Fig. 13 take into account the observational information assuming that the shape of the satellite galaxies is prolate, but that no particular direction can be privileged. If either of these approaches is realistic, one of

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

the resulting deprojected distributions should be the real intrinsic ellipticity.

To test the consistency of this approach, we decided to examine whether the derived deprojected ellipticity distributions would give rise to projected distributions similar to the observed distribution of ϵ for random viewing directions.

To this end, we modelled systems containing 25 (three-dimensional) prolate ellipsoids with random orientation. The ellipticity, and so the semimajor axis, is randomly picked from the 3D tangential-deprojected ellipticity distribution. The positions of the dwarf galaxy models are drawn randomly inside a sphere of 450 kpc around the host. A set of 1000 such systems were generated and observed from a position equivalent to that of the Earth point at 780 kpc from the host galaxy. The final 2D projected ellipticity is shown Fig. 14. The same test is applied with the 3D radial-deprojected ellipticity and the 3D γ-deprojected one. Results are shown in Figs 15 and 16, respectively.

In Fig. 15, one can see that the projected ellipticity distribution (purple triangles) based on the radial deprojection does not reproduce well the observed distribution of ellipticity (red circles) in the roundest bin. This means that if dwarf galaxies are prolate

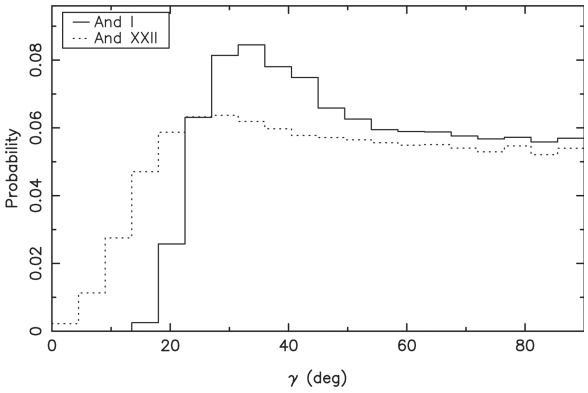

Figure 12. Probability density function of the angle γ (in degrees) between the major axis of And I (solid line) and And XXII (dotted line) with their respective radial direction after γ-deprojection (obtained from 10^5 MCMC draws).

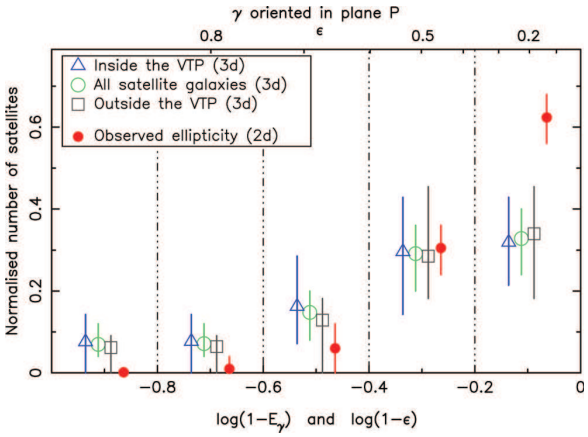

Figure 13. As Fig. 7, but for the γ deprojection method (where we assume that the major axis lies in plane $\mathcal{P}$ at a random angle with respect to the line of sight).

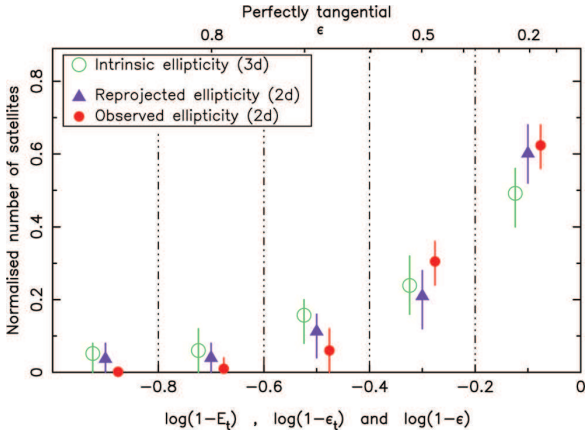

Figure 14. Distribution of projected ellipticity for 1000 sets of 25 dSph satellites randomly built with intrinsic ellipticity picked from the tangentially deprojected distribution (purple triangles). Red dots show the distribution of observed ellipticities. Green circles are the intrinsic ellipticity determined with the tangential deprojection method represented in Fig. 7. Vertical error bars indicate one standard deviation.

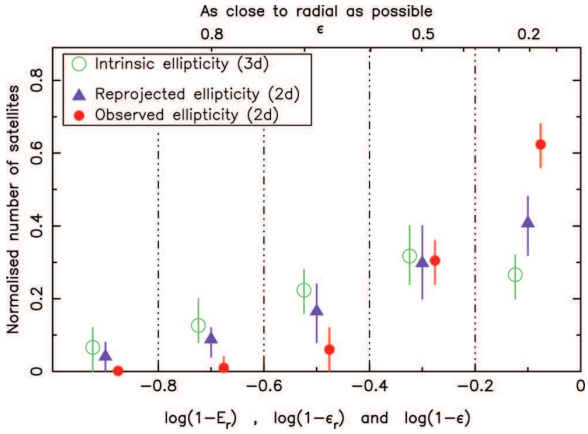

Figure 15. As Fig. 14, but for the radial deprojection method.

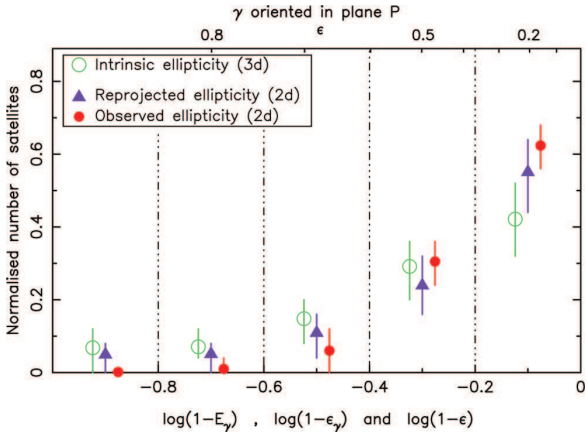

Figure 16. As Fig. 14, but for the γ-deprojection method.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

structures, and if our viewing direction is not special, the galaxies are not oriented in a radial configuration. However, the projected distributions based on tangential (Fig. 14) or the γ (Fig. 16) methods are perfectly consistent with the observed distribution of ellipticity. We consider that this is a good consistency test of our method. Thus, modelling dwarf galaxies as possessing prolate shapes can give self-consistent solutions in terms of their derived ellipticity distribution. Furthermore, the population of dwarf galaxies around Andromeda can be considered as a drawing from a distribution of general intrinsic ellipticity.

6 INDIVIDUAL CASES AND DISCUSSION

The results for all of the dSph galaxies are listed in Table 1. The second column contains the character 'p' if the galaxy belongs to the VTP according to Ibata et al. (2013), and 'a' otherwise. Columns 3 and 4 contain the mean observed ellipticity and the mean observed half-light radius obtained with the method of Martin et al. (2008). Column 5 is the mean distance from M31 to the centre of the dSph galaxy obtained by Conn et al. (2012). Note that these observed average values (columns 3–5) take into account the fact that some values have been rejected by our tidal criterion in the γ-deprojection method. Columns 6, 8 and 10 represent the mean of the tangential-deprojected, radial-deprojected and γ-deprojected ellipticity obtained with our method. Columns 7, 9 and 11 are the percentage of excluded cases by our tidal criteria for the three deprojections. The last column is the angle β previously defined as the geometrically minimum possible angle between the radial direction and the plane $\mathcal{P}$. All uncertainties indicate one standard deviation of each parameter with our method.

First, the most powerful geometric constraint is a high angle β. Indeed, it corresponds to the lower limit for a radial orientation. This means that even if the orientation is unknown, a dwarf galaxy cannot be closer to the radial direction than β (see Fig. 1). This criterion does not depend at all on our hypothesis. Thus, in the present study, we have identified six dwarf galaxies – And II, And III, And XXI, And XXIII, CasII and NGC 147, which can absolutely not be radially oriented. For this we have chosen a criterion such that $\beta - 1\sigma > 25^\circ$ (where σ is here the standard deviation of β). These dwarf galaxies are relatively close to their host. Moreover, they mostly have a large half-light radius and favour a high ellipticity (more than 0.5) in each kind of deprojection. Also, for five of these six galaxies, the γ-deprojection shows the largest rate of tidal rejections among the three cases. These particularities suggest that these six dwarf galaxies may be largely affected by their environment and could be affected by tides or even remnants of ancient TDG. For the most massive object, NGC 147, This last result is in good agreement with Crnojević et al. (2014) where they have recently found that NGC 147 presents tidal tails. Moreover, it could also indicate that it is beginning to be stretched due to gravitational interactions, as attested by the stellar stream that emanates from it (McConnachie et al. 2009).

It is also interesting to see the deprojection behaviour of the other dwarf galaxies that have an observed large half-light radius and a high level of tidal rejections with all three deprojection methods. And XII, And XIX and And XXV are such cases. This might be due to the effects of tidal interactions with M31, as argued by Collins et al. (2014) for And XIX and And XXV (as well as And XXI). Moreover, this strongly suggests that these galaxies are close to being destroyed and becoming stellar streams. Please note that we have been conservative in estimating the tidal limits of the dwarf galaxies, as we used the measured velocity dispersion *plus* one standard deviation to calculate the tidal limits. Thus, the percentage of tidal rejections listed in Table 1 should be considered as lower limits.

Finally, And XIII and And XXII have a large intrinsic ellipticity with all of the deprojection choices. Indeed, with the three deprojections, they always conserve an ellipticity around 0.7. Thus, these dSph galaxies are intrinsically very elongated.

As the re-projection tests suggest a possible tangential orientation being very plausible, we have examined in this case the deprojected ellipticity as a function of the distance (Fig. 17). Blue circles are the values for the satellites within the VTP and grey circles are the values for those outside. There is a priori no obvious correlation. Nevertheless, a close inspection of the repartition of the satellites outside of the VTP seems to indicate a relatively tight correlation between 100 and 200 kpc: dSphs are more elongated when closer to M31. No such correlation is present for satellites in the VTP. With the large error bars, no strong conclusion can be drawn, but it would be interesting to compare this with different models, both in standard cosmology in which the VTP could have been recently accreted and in alternative scenarios such as those based on TDGs.

We next examine the properties of the population of 25 dwarf galaxies as a whole, which we consider as a representative sample for this kind of object. The ellipticity of this group is listed in Table 2 for projected (ϵ), tangential-deprojected (E_t), radial-deprojected (E_r) and γ-deprojected (E_γ) with their total percentage of tidal rejection.

This percentage is compatible with a physical behaviour with a high value for tangential and γ deprojection and a much lower value for the radial deprojection. Objects in a radial configuration are falling towards their host with a compact shape whereas objects in tangential or random orientation are suspected to have been strongly disrupted in their orbits around their host.

As expected, each kind of deprojection gives a larger ellipticity (with a minimum of 0.44) than the projected observations. Thus, these dwarf galaxies tend to possess an elongated shape with a minor to major axis ratio (a/b) of approximately 1/2. Vera-Ciro et al. (2014) and Barber et al. (2015) find a slightly larger but coherent axis ratio in the inner regions ($\sim$1 kpc) of the dark matter satellites in the Aquarius simulation that could possibly host stars. Thus, our conclusion appears to be consistent with the possibility that stellar components in the Andromeda satellite galaxies possess the same shape. This is perhaps not incompatible either with them being remnants of ancient TDG. These observational values can in any case serve as a test of various models in the future.

7 CONCLUSIONS

First of all, we have seen that adopting a prolate shape for the dwarf satellite galaxies of Andromeda gives a coherent solution in the sense that the derived ellipticity distribution for the real viewing direction is similar to what would be derived from a random vantage point. This simplifying assumption has allowed us to derive the intrinsic ellipticity for the entire population of satellites. The resulting ellipticity distribution is found to be relatively flat between $\log(1-\epsilon)$ of 0 to -0.4 before decaying at larger ellipticities. Some of the dwarf galaxies are found to be intrinsically significantly elongated. This is probably not incompatible with them being remnants of ancient TDG as recently found by, e.g. Yang et al. (2014), but it could also be consistent with dwarf galaxies having the same shape as their hosting dark matter subhalo. Secondly, no clear difference in ellipticity between the satellites inside the VTP and those outside of it was noticed. The two populations of galaxies seem to

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

Table 1. Properties of the 25 satellites of Andromeda studied here, showing the results of the three different deprojections obtained from 10^5 draws of the MCMC chain. (1) Ibata et al. (2013) (2) According to Crnojević et al. (2014) for NGC147 and NGC185 and to Martin et al. (in preparation) for the other galaxies (3) Conn et al. (2012).

Name	VTP	ϵ	$r_{\rm h}$ (arcmin)	d_{M31} (kpc)	$E_{\rm t}$	Tide (per cent)	$E_{\rm r}$	Tide (per cent)	E_γ	Tide (per cent)	β (deg)
	(1)	(2)*	(2)*	(3)*							
And I	p	0.29 ± 0.03	3.97 ± 0.14	68.7 ± 13.3	0.37 ± 0.05	1.8	0.51 ± 0.10	0.0	0.43 ± 0.15	14.3	26.7 ± 6.0
And II	a	0.14 ± 0.02	5.13 ± 0.10	197.0 ± 11.0	0.15 ± 0.02	0.0	0.57 ± 0.09	0.3	0.31 ± 0.20	5.0	43.4 ± 3.3
And III	p	0.59 ± 0.03	1.89 ± 0.15	91.2 ± 13.9	0.66 ± 0.05	0.4	0.76 ± 0.06	0.0	0.71 ± 0.13	6.8	40.9 ± 7.7
And V	a	0.28 ± 0.07	1.68 ± 0.14	116.3 ± 5.9	0.70 ± 0.15	7.9	0.31 ± 0.07	0.0	0.47 ± 0.22	3.3	16.2 ± 7.1
And IX	p	0.12 ± 0.07	1.85 ± 0.21	138.4 ± 52.3	0.12 ± 0.08	0.0	0.63 ± 0.23	6.5	0.29 ± 0.23	1.9	11.0 ± 7.2
And X	a	0.30 ± 0.18	1.15 ± 0.24	143.9 ± 27.6	0.36 ± 0.20	0.1	0.54 ± 0.19	0.4	0.47 ± 0.28	2.6	12.5 ± 8.9
And XI	p	0.24 ± 0.16	0.78 ± 0.20	141.0 ± 41.7	0.46 ± 0.31	2.6	0.41 ± 0.27	0.4	0.43 ± 0.29	1.3	34.4 ± 24.1
And XII	p	0.39 ± 0.25	2.85 ± 1.36	157.7 ± 52.2	0.47 ± 0.26	15.2	0.56 ± 0.24	5.1	0.50 ± 0.27	18.7	15.9 ± 12.9
And XIII	p	0.54 ± 0.16	1.11 ± 0.41	180.2 ± 81.2	0.71 ± 0.19	6.9	0.65 ± 0.17	0.0	0.68 ± 0.19	3.1	9.8 ± 7.4
And XIV	p	0.20 ± 0.11	1.55 ± 0.16	184.4 ± 34.9	0.58 ± 0.28	10.1	0.25 ± 0.13	0.0	0.39 ± 0.25	3.0	13.4 ± 10.4
And XV	a	0.24 ± 0.10	1.39 ± 0.13	167.9 ± 45.5	0.26 ± 0.10	0.4	0.73 ± 0.20	18.7	0.42 ± 0.24	3.5	36.2 ± 13.7
And XVI	p	0.29 ± 0.08	1.00 ± 0.08	316.1 ± 33.7	0.30 ± 0.08	0.0	0.79 ± 0.08	0.2	0.49 ± 0.23	0.7	21.9 ± 3.0
And XVII	p	0.42 ± 0.10	1.39 ± 0.21	71.8 ± 21.0	0.49 ± 0.12	7.4	0.66 ± 0.15	0.5	0.55 ± 0.16	13.8	30.5 ± 11.0
And XVIII	a	0.21 ± 0.13	0.78 ± 0.11	454.6 ± 40.1	0.22 ± 0.14	0.0	0.73 ± 0.14	0.4	0.40 ± 0.28	0.4	7.6 ± 4.8
And XIX	a	0.41 ± 0.09	11.65 ± 1.64	183.8 ± 55.2	0.49 ± 0.08	74.4	0.56 ± 0.17	65.2	0.49 ± 0.12	72.5	3.7 ± 2.7
And XX	a	0.30 ± 0.20	0.77 ± 0.25	141.7 ± 13.4	0.57 ± 0.31	2.9	0.38 ± 0.24	0.2	0.48 ± 0.30	1.5	32.5 ± 24.9
And XXI	a	0.32 ± 0.11	4.18 ± 0.61	137.2 ± 9.7	0.54 ± 0.14	12.9	0.39 ± 0.12	0.1	0.44 ± 0.17	16.9	36.2 ± 10.8
And XXII	a	0.58 ± 0.14	1.14 ± 0.32	261.5 ± 33.6	0.77 ± 0.13	3.3	0.63 ± 0.13	0.0	0.72 ± 0.17	3.2	17.1 ± 8.6
And XXIII	a	0.38 ± 0.05	5.43 ± 0.40	130.3 ± 3.4	0.72 ± 0.07	57.4	0.40 ± 0.06	0.0	0.51 ± 0.14	16.1	35.3 ± 4.7
And XXIV	a	0.23 ± 0.15	2.92 ± 0.72	166.7 ± 24.8	0.30 ± 0.19	0.9	0.45 ± 0.24	2.9	0.38 ± 0.26	6.8	25.8 ± 13.4
And XXV	p	0.20 ± 0.11	3.18 ± 0.33	111.9 ± 32.2	0.33 ± 0.17	21.2	0.32 ± 0.17	1.3	0.31 ± 0.18	18.3	23.3 ± 14.0
And XXVI	p	0.30 ± 0.20	1.45 ± 0.49	197.6 ± 108.9	0.43 ± 0.27	2.7	0.54 ± 0.28	0.8	0.48 ± 0.29	2.1	20.6 ± 17.0
Cas II	p	0.38 ± 0.07	1.47 ± 0.14	176.2 ± 40.4	0.45 ± 0.09	0.3	0.69 ± 0.12	0.0	0.57 ± 0.21	1.1	36.1 ± 10.0
NGC 147	p	0.46 ± 0.02	6.70 ± 0.09	118.6 ± 10.1	0.63 ± 0.07	1.6	0.58 ± 0.06	0.0	0.60 ± 0.15	10.4	39.1 ± 4.8
NGC 185	p	0.22 ± 0.01	2.94 ± 0.04	181.9 ± 15.7	0.24 ± 0.01	0.0	0.60 ± 0.04	0.0	0.42 ± 0.23	1.2	24.8 ± 2.3

Note. *Note that these values are calculated according to the γ-deprojection tidal rejection criterion.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

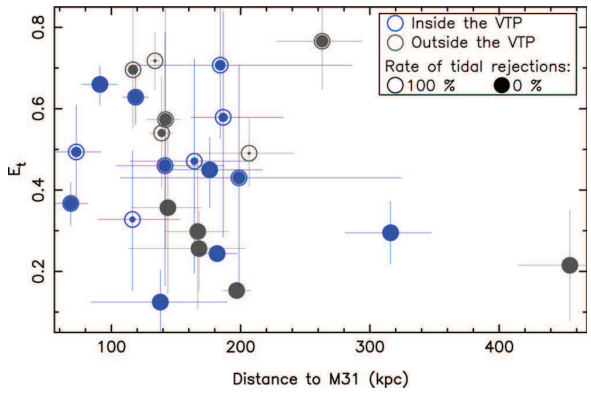

Figure 17. Tangentially deprojected ellipticity versus distance to Andromeda. Blue circles are the values for the satellites in the VTP of galaxies (Ibata et al. 2013), while grey circles are for the ones outside. The filling of these circles represents the tidal rejection rate (see labels in the top-right box).

Table 2. Average ellipticities of the whole sample of dwarf galaxies of Andromeda used in this work, obtained from 25×10^5 draws of the MCMC chain.

	Mean ellipticity	Tidally rejected (per cent)
ϵ	0.32 ± 0.11	–
E_t	0.44 ± 0.14	9.22
E_r	0.54 ± 0.15	4.12
E_γ	0.48 ± 0.21	9.14

be made of the same type of objects as also recently concluded by Collins et al. (2015). Nevertheless, we noted that the distribution of ellipticity versus distance to M31 in the tangential deprojection case was slightly different for galaxies inside and outside of the VTP.

REFERENCES

Bahl H., Baumgardt H., 2014, MNRAS, 438, 2916
Barber C., Starkenburg E., Navarro J. F., McConnachie A. W., 2015, MNRAS, 447, 1112
Belokurov V. et al., 2006, ApJ, 647, L111
Carraro G., 2014, preprint (arXiv:1406.1243)
Collins M. L. M. et al., 2013, ApJ, 768, 172
Collins M. L. M. et al., 2014, ApJ, 783, 7
Collins M. L. M. et al., 2015, ApJ, 799, L13
Conn A. R. et al., 2012, ApJ, 758, 11
Crnojević D. et al., 2014, MNRAS, 445, 3862
Famaey B., McGaugh S. S., 2012, Living Rev. Relativ., 15, 10
Fardal M. A. et al., 2013, MNRAS, 434, 2779
Foot R., Silagadze Z. K., 2013, Phys. Dark Universe, 2, 163
Freeman K., Bland-Hawthorn J., 2002, ARA&A, 40, 487
Hammer F., Yang Y., Fouquet S., Pawlowski M. S., Kroupa P., Puech M., Flores H., Wang J., 2013, MNRAS, 431, 3543
Ibata R. A. et al., 2013, Nature, 493, 62
Ibata R. A. et al., 2014a, ApJ, 780, 128
Ibata R. A., Ibata N. G., Lewis G. F., Martin N. F., Conn A., Elahi P., Arias V., Fernando N., 2014b, ApJ, 784, L6
Klein C. R., Cenko S. B., Miller A. A., Norman D. J., Bloom J. S., 2014, preprint (arXiv:1405.1035)
Kravtsov A. V., Gnedin O. Y., Klypin A. A., 2004, ApJ, 609, 482
Kroupa P., 1997, Nature, 2, 139
Kroupa P., Theis C., Boily C. M., 2005, A&A, 431, 517
Kroupa P. et al., 2010, A&A, 523, A32
Łokas E. L., Kazantzidis S., Klimentowski J., Mayer L., Callegari S., 2010, ApJ, 708, 1032
McConnachie A. W., 2012, AJ, 144, 4
McConnachie A. W. et al., 2008, ApJ, 688, 1009
McConnachie A. W. et al., 2009, Nature, 461, 66
Martin N. F., de Jong J. T. A., Rix H.-W., 2008, ApJ, 684, 1075
Martin N. F. et al., 2009, ApJ, 705, 758
Martin N. F. et al., 2013, ApJ, 779, L10
Milgrom M., 1983, ApJ, 270, 365
Moretti M. I. et al., 2014, MNRAS, 437, 2702
Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493
Pawlowski M. S., McGaugh S. S., 2014, MNRAS, 440, 908
Pawlowski M. S., Kroupa P., de Boer K. S., 2011, A&A, 532, A118
Pawlowski M. S., Pflamm-Altenburg J., Kroupa P., 2012, MNRAS, 423, 1109
Pawlowski M. S. et al., 2014, MNRAS, 442, 2362
Peñarrubia J., Kroupa P., Boily C. M., 2002, MNRAS, 333, 779
Randall L., Scholtz J., 2014, preprint (arXiv:1412.1839)
Shaya E. J., Tully R. B., 2013, MNRAS, 436, 2096
Tollerud E. J., Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., 2014, MNRAS, 440, 3511
Tolstoy E., Hill V., Tosi M., 2009, ARA&A, 47, 371
Vera-Ciro C. A., Sales L. V., Helmi A., Navarro J. F., 2014, MNRAS, 439, 2863
Walker M. G., Mateo M., Olszewski E. W., Peñarrubia J., Wyn Evans N., Gilmore G., 2009, ApJ, 704, 1274
Walsh S. M., Jerjen H., Willman B., 2007, ApJ, 662, L83
Watkins L. L., Evans N. W., An J. H., 2010, MNRAS, 406, 264
Yang Y., Hammer F., Fouquet S., Flores H., Puech M., Pawlowski M. S., Kroupa P., 2014, MNRAS, 442, 2419
Zhao H., Famaey B., Lüghausen F., Kroupa P., 2013, A&A, 557, L3
Zolotov A., Hogg D. W., Willman B., 2011, ApJ, 727, L14
Zucker D. B. et al., 2006, ApJ, 643, L103

APPENDIX A: TANGENTIAL CASE

We seek the vector $\boldsymbol{m}$ which has the same projection on the sky as the half-light radius $\boldsymbol{r}_h$. This means it has the same projected PA (see equation A3). At the same time, $\boldsymbol{m}$ must be perpendicular to the direction $\boldsymbol{r}_s$, between M31 and the centre of the dSph (see equation A2). First of all, for a dSph, we define a local coordinate system ($\boldsymbol{los}$,$\boldsymbol{n}$,$\boldsymbol{e}$) centred on the galaxy where the line-of-sight $\boldsymbol{los}$ is one of the axes and where $\boldsymbol{n}$ points towards the north. From (standard) sky coordinates (χ,η) with respect to the centre, we obtain the local base:

$$\boldsymbol{los} = \begin{pmatrix} \cos\eta \sin\chi \\ \sin\eta \\ \cos\eta \cos\chi \end{pmatrix}, \boldsymbol{n} = \begin{pmatrix} -\sin\chi \sin\eta \\ \cos\eta \\ -\cos\chi \sin\eta \end{pmatrix}, \boldsymbol{e} = \begin{pmatrix} \cos\chi \\ 0 \\ -\sin\chi \end{pmatrix}. \tag{A1}$$

From this base with our conditions and the normalization of $\boldsymbol{m}$, a three-equation system can be deduced:

$$\boldsymbol{r}_s.\boldsymbol{m} = 0 \tag{A2}$$

$$\tan(PA) = \frac{\boldsymbol{m}.\boldsymbol{e}}{\boldsymbol{m}.\boldsymbol{n}} \tag{A3}$$

$$m_x{}^2 + m_y{}^2 + m_z{}^2 = 1\,. \tag{A4}$$

The solution of this system gives us

$$\boldsymbol{m} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{r_{s_x}\sqrt{C}} \left(\frac{A r_{s_y}}{B} + r_{s_z} \right) \\ \frac{A}{B\sqrt{C}} \\ \frac{1}{\sqrt{C}} \end{pmatrix}, \tag{A5}$$

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

where

$$\begin{cases} A = \tan(PA)\cos\chi\sin\eta r_{s_x} - \tan(PA) r_{s_z}\sin\chi\sin\eta \\ \qquad - r_{s_z}\cos\chi - r_{s_x}\sin\chi \\ B = \tan(PA) r_{s_y}\sin\chi\sin\eta + r_{s_x}\tan(PA)\cos\eta \\ \qquad + r_{s_y}\cos\chi \\ C = \frac{1}{r_{s_x}^2}\left(\frac{A r_{s_y}}{B} + r_{s_z}\right)^2 + \left(\frac{A}{B}\right)^2 + 1 \end{cases}.$$

As we know $\boldsymbol{m}$, the norm of the tangentially deprojected semimajor axis b_t has yet to be discovered. DSph are considered as prolate (see equation A6). Thus, we are putting ourselves this time in the plane defined by $\boldsymbol{los}$ and $\boldsymbol{m}$. The new local base $(\boldsymbol{y},\boldsymbol{z})$ corresponds to the minor (a) and the semimajor axis (b_t) of the real prolate:

$$\frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{{b_\mathrm{t}}^2} = 1. \tag{A6}$$

For the present purposes, dSph around M31 are far enough to be considered as being at infinity. Consequently, r_h is approximately seen between two parallel rays, $\boldsymbol{los}$ and $\boldsymbol{los'}$ with a separation of ω. We called α the angle between $\boldsymbol{y}$ and $\boldsymbol{los}$. y_0 is the point at the intersection between $\boldsymbol{y}$ and $\boldsymbol{los'}$. It follows that:

$$\sin\alpha = \frac{\omega}{y_0}. \tag{A7}$$

From equation (A6), we obtain y and

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}z} = \frac{-az}{{b_\mathrm{t}}^2\sqrt{1 - \frac{z^2}{{b_\mathrm{t}}^2}}}. \tag{A8}$$

With equation (A8), we obtain the equation for the straight line (d) which has $\boldsymbol{los'}$ for guiding vector:

$$y = y_0 - \frac{az^2}{{b_\mathrm{t}}^2\sqrt{1 - \frac{z^2}{{b_\mathrm{t}}^2}}}. \tag{A9}$$

And so, the intersection between (d) (equation A9) and the prolate (equation A6) with equation (A7) gives

$$a = \frac{\omega}{\sin\alpha}\sqrt{1 - \frac{z^2}{{b_\mathrm{t}}^2}}. \tag{A10}$$

The development of equation (A11) with $\tan\alpha = -y'$ and $\beta_t = \frac{\pi}{2} - \alpha$ gives the final real semimajor axis, tangentially deprojected:

$$b_\mathrm{t} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{\sin\beta_t}\right)^2 - \left(\frac{a}{\tan\beta_t}\right)^2}. \tag{A11}$$

APPENDIX B: RADIAL CASE

We seek the vector $\boldsymbol{q}$ which has the same projection on the sky as the half-light radius $\boldsymbol{r}_\mathrm{h}$. It means the same projected PA. At the same time, $\boldsymbol{q}$ must be as close as possible to the radial direction $\boldsymbol{r_s}$, connecting M31 with the centre of the dSph (see equation A2). We place the system in the same basis as the tangential deprojection (see appendix A). The line of sight is again $\boldsymbol{los}$ and $\boldsymbol{m}$ is the tangential direction. Thus, $\boldsymbol{q}$ must be placed in the plane $\mathcal{P}$ defined by these two vectors. $\mathcal{P}$ has as its normal vector $\boldsymbol{n}_\mathcal{P}$:

$$\boldsymbol{n}_\mathcal{P} = \begin{pmatrix} B n_{\mathcal{P}_z} \\ A n_{\mathcal{P}_z} \\ \frac{1}{\sqrt{1+A^2+B^2}} \end{pmatrix} \tag{B1}$$

where

$$\begin{cases} A = \frac{r_x m_z - m_x r_z}{-r_x m_y + m_x r_y} \\ B = \frac{-m_y}{m_x} A - \frac{m_z}{m_x} \end{cases}$$

And so, with the minimum angle between $\boldsymbol{q}$ and $\boldsymbol{r_s}$, the constraint of lying in Plane $\mathcal{P}$ and the normalization of $\boldsymbol{q}$, a system of three equations can be deduced:

$$\begin{cases} \boldsymbol{q}.\boldsymbol{n}_\mathcal{P} & = 0 \\ \boldsymbol{q}.\boldsymbol{r_s} & = \max. \\ q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 & = 1 \end{cases} \tag{B2}$$

This system is solved by maximizing equation B2:

$$\boldsymbol{q} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{n_{\mathcal{P}_x}}(n_{\mathcal{P}_x} q_y + n_{\mathcal{P}_z} q_z) \\ \frac{-4 n_{\mathcal{P}_y} n_{\mathcal{P}_z}}{n_{\mathcal{P}_y}^2 + n_{\mathcal{P}_x}^2} q_z \\ \frac{A\sqrt{1 - n_{\mathcal{P}_z}^2}}{\sqrt{A^2+B^2}} \end{pmatrix} \tag{B3}$$

where

$$\begin{cases} A = r_{s_z}\left(\left(n_{\mathcal{P}_x}^2 + n_{\mathcal{P}_y}^2\right) - n_{\mathcal{P}_y} n_{\mathcal{P}_z}\right) - r_{s_x} n_{\mathcal{P}_z} n_{\mathcal{P}_x} \\ B = n_{\mathcal{P}_x} r_{s_y} - n_{\mathcal{P}_y} r_{s_x} \end{cases}.$$

Finding the norm b_r follows the same approach as that for the tangential case and so

$$b_\mathrm{r} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{\sin\beta_r}\right)^2 - \left(\frac{a}{\tan\beta_r}\right)^2}. \tag{B4}$$

This paper has been typeset from a TEX/LATEX file prepared by the author.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ at Observatoire Astronomique de Strasbourg on July 23, 2015

Il faut être sûr d'une chose, c'est que nous pouvons douter de tout...

Troisième partie

Le mouvement propre du système Andromède

Sommaire

11 Présentation **94**

12 Méthode **97**

12.1 Principe 97

12.2 Validation de la méthode sur la simulation cosmologique ELVIS . . . 102

12.2.1 Halos isolés 102

12.2.2 Halos pairs 104

13 Applications aux observations **105**

13.1 Echantillon complet de satellites 105

13.2 Tester l'influence des incertitudes observationnelles sur la méthode. . 107

13.2.1 Modèle 107

13.2.2 Halo de matière noire et distances 108

14 Sélections et discussions **109**

14.1 Relaxation de la contrainte de vitesse radiale de M31 109

14.2 M31 considérée comme un "satellite" supplémentaire du système . . . 110

14.3 Influence du plan de satellites 112

14.4 Sélection de van der Marel & Guhathakurta (2008) 112

14.5 Influence des satellites possédant une vitesse observationnelle élevée . 113

15 Conclusions **114**

15.1 Enseignements 114

15.2 Applications 115

15.3 Annexe B 117

11 Présentation

Déterminer précisément le mouvement propre du système Andromède par rapport à la Voie Lactée est crucial afin de contraindre la masse et l'évolution passée ou future du Groupe Local. La mesure observationnelle directe de la vitesse de la galaxie dominant ce système est un enjeu de longue date. En effet, M31 étant la galaxie géante la plus proche de la Voie Lactée, la mesure de sa vitesse sur la ligne de visée a débuté il y a déjà un siècle (Slipher 1913). Andromède était alors considérée comme une nébuleuse. Sa forme spirale était attribuée à un perturbateur invisible parfois appelé étoile noire. Mais bien que les instruments de l'époque soient plus rudimentaires, la première mesure de la vitesse radiale de M31 par Slipher, estimée à 300 km/s est étonnante par sa précision puisque cette valeur est très proche de la valeur actuelle malgré l'amélioration des télescopes (de Vaucouleurs et al. 1991). Ceci est d'autant plus impressionnant que la résolution des spectrographes n'a été suffisante qu'en 1975 pour avoir les premières mesures individuelles de vitesse radiale des étoiles de la banlieue de la Voie Lactée (Hartwick & Sargent).

Les vitesses sur la ligne de visée sont obtenues à partir du spectre. Le décalage entre les raies d'émissions de l'objet observé et une référence est mesuré. L'intervalle, dû au célèbre effet Doppler, est converti ensuite en vitesse. Celle-ci est aujourd'hui connue avec une précision de 4 km/s. Comme nous le développerons plus loin, la difficulté réside maintenant dans l'identification et la définition de la vitesse moyenne d'une galaxie. En effet, l'amélioration de la résolution des observations nous permet maintenant de distinguer plusieurs composantes dans une galaxie. Du point de vue observationnel, donc baryonique, ce n'est plus un objet intègre mais l'association d'un bulbe, d'un disque fin, d'un disque épais, de courants stellaires... Chaque population possède sa propre cinétique (Bensby et al. 2014). Discerner laquelle représente le mieux la galaxie et trace ainsi le déplacement de la composante dominante qu'est le halo de matière noire est un défi. Mais le relever semble inévitable afin de comprendre l'histoire de la formation du Groupe Local puisqu'il est probable que la cinétique de la partie obscure soit primordiale.

Cependant, la vitesse propre d'Andromède, c'est à dire sa vitesse transverse, est restée difficilement mesurable. En effet, contrairement à un déplacement radial par rapport à l'observateur, un mouvement tangentiel à la voûte céleste n'induit pas de décalage Doppler. Une des méthodes pour obtenir la vitesse transverse est de mesurer le mouvement apparent de l'objet sur le ciel sur plusieurs époques. L'idéal pour cela est d'observer des zones émettrices bien définies comme par exemple des masers à eau. Le mouvement de ces derniers peut être mesuré très précisément en comparant temporellement leurs positions par rapport à des objets fixes d'arrière plan, typiquement des

quasars. C'est grâce aux masers, observés en interférométrie radio que le mouvement propre de M33 (Brunthaler et al. 2005) et celui de IC10 (Brunthaler et al. 2007) ont été mesurés. Il faut donc pour cela une très bonne astrométrie qui de surcroît, soit stable dans le temps (Sohn et al. 2010). De plus, un mouvement interne de l'objet comme une rotation peut fausser la mesure s'il n'est pas bien modélisé. Cependant, dans la plupart des cas, les galaxies ne contiennent pas de masers détectés. Ce fut le cas pour Andromède jusqu'en 2011 (Darling). Les premiers masers ont donc récemment été trouvés dans l'anneau moléculaire de M31. Il reste encore à vérifier ces mesures et avoir des observations sur des bases de temps suffisamment étendues. Enfin, connaître le signal de quelques masers n'affranchit pourtant pas de devoir modéliser le mouvement interne de la galaxie, ce qui peut engendrer des biais importants.

Sans utiliser les masers, il faut retourner à l'observation individuelle du mouvement des étoiles. Mais les erreurs sur le déplacement des sources sont alors bien plus importantes. Des méthodes statistiques sont donc employées sur des champs contenant plusieurs centaines d'étoiles pour tenter de diminuer les incertitudes. Cette démarche a été récemment appliquée à Andromède par Sohn et al. (2012). La vitesse propre a été estimée à partir d'observations réalisées avec le télescope Hubble (HST) combinées avec des observations plus anciennes. Pour ce faire, durant 5 à 7 ans, trois champs ont été observés : un dans le bulbe central, un dans le disque externe et un dans le courant géant. Le déplacement de ces champs est évalué par rapport à des galaxies compactes de références en arrière plan.

Après l'estimation des biais, la vitesse transverse de M31 estimée dans cette étude est de 17 ± 17 km/s (van der Marel et al. 2012). Cela implique qu'Andromède et la Voie Lactée "tombent" exactement l'une sur l'autre. Ce résultat semble assez surprenant puisqu'il indique que les perturbations gravitationnelles extérieures aux deux géantes sont quasiment inexistantes. De plus, cela revient aussi à minimiser largement l'impact global de la formation du Groupe Local. En effet, dans les simulations cosmologiques produisant des couples, un déplacement aussi radial n'apparaît pas naturellement dans les groupes (Garrison-Kimmel et al. 2014).

Cependant, malgré la prouesse technique du travail de Sohn et al. (2012), certaines hypothèses peuvent être discutées. D'abord, les trois champs considérés, à savoir le disque, le bulbe stellaire et le courant géant d'étoiles se distinguent largement par leur population. Elles se différencient principalement par l'âge et la cinématique de leurs étoiles. Sohn et al. modélisent la dynamique de chaque champs. Pourtant la cinématique interne de ces derniers est encore très approximativement connue. Ainsi, cela engendre d'importantes incertitudes causées par la forte dépendance avec les modèles.

Par exemple, la valeur finale de la vitesse transverse est obtenue par une moyenne

pondérée des données issues des trois champs. Lors de cette étape, le champ sphéroïdal est la composante majeure contribuant à la détermination du mouvement propre. Or, une étude attentive des étoiles de ce champ montre qu'il se trouve être à la limite d'une autre structure interne apparentée à une coquille (Ibata et al. 2007, 2014a ; Bate et al. 2014). À cet endroit, le long de l'axe mineur de M31, plusieurs structures cinématiques ont été identifiées (Gilbert et al. 2007). Le champ appelé sphéroïdal par Sohn et al. est censé partager pleinement la moyenne du mouvement propre d'Andromède. Si ce champ contient des étoiles n'appartenant pas au bulbe central (par exemple à des courants), les vitesses qui en sont déduites peuvent être fortement biaisées.

Enfin, étant très délicate, l'analyse photométrique des données est source d'erreurs. La fonction d'étalement du point (PSF) varie en fonction de la couleur des étoiles étudiées. Elle varie également entre les étoiles et les galaxies de référence en arrière plan. De plus, au regard de la durée s'écoulant entre la première et la dernière observation, la stabilité et la dégradation des caméras du HST en fonction du temps méritent d'être prise en compte.

C'est donc pour l'ensemble des raisons exposées précédemment que nous avons développé une méthode complètement indépendante de celle de Sohn et al. (2012). Nous avons cherché à obtenir le mouvement propre global du système Andromède, c'est à dire évaluer son déplacement d'ensemble par rapport à la Voie Lactée. Pour obtenir cette vitesse propre, les satellites de M31 ont été utilisés comme traceurs, permettant à cette occasion de s'affranchir de tout mouvement interne de la galaxie spirale ainsi que des biais photométriques induits par le comptage d'étoiles. Grâce aux nouveaux satellites récemment découverts, notamment avec le relevé PAndAS (McConnachie et al. 2009), la statistique est maintenant suffisante pour que l'ensemble de ces objets permettent de retracer les caractéristiques globales du halo d'Andromède. C'est avec une méthode de maximisation de la vraisemblance que nous avons pu fournir une nouvelle estimation de la vitesse transverse de système de M31, significativement plus élevée que les précédentes.

Dans le paragraphe 12.1, nous détaillerons la méthode employée. Elle sera alors immédiatement appliquée à des analogues du Groupe Local issus des simulations cosmologiques afin de la valider et d'estimer les incertitudes (paragraphe 12.2). Puis la technique sera utilisée sur les observations et les résultats seront présentés dans la section 13. Dans la section 14, différentes sélections observationnelles permettront une discussion des résultats. Enfin, la section 15 reprendra les principaux points développés en guise de conclusion. L'ensemble de la démarche détaillée ici est résumée dans l'article en préparation donné dans l'annexe B (Salomon et al. 2015, en préparation).

12 Méthode

12.1 Principe

Pour mettre au point notre méthode, nous nous sommes appuyés sur l'approche de van der Marel & Guhathakurta (2008). Dans le cas où une galaxie géante possède des satellites, ces derniers sont incrustés dans le halo de matière noire entourant l'hôte, qui domine complètement son environnement. Ainsi, l'hypothèse principale de cette étude est que la vitesse du système est inscrite dans chacun de ses satellites. La vitesse de ces derniers peut donc se mettre sous la forme :

$$\mathbf{v_{sat,i}} = \mathbf{v_{M31}} + \mathbf{v_{pec,i}} \tag{28}$$

où $\mathbf{v_{M31}}$ est la vitesse du halo de la galaxie hôte, $\mathbf{v_{sat,i}}$ est la vitesse du satellite i et $\mathbf{v_{pec,i}}$ sa vitesse particulière. Etant donné que nous avons plusieurs satellites, c'est à dire plusieurs lignes de visées, cela va permettre d'avoir différentes projections de $\mathbf{v}_{M31}$ et donc de connaître la valeur réelle de ses composantes.

Dans la suite de cette étude, nous nous placerons dans le référentiel fixe centré sur le Soleil, avec l'axe z pointé sur M31, x pointant vers l'est et y pointant vers le nord. La représentation dans l'espace de la base directe utilisée est illustrée dans la figure 33. Toutefois, observant depuis la Terre, seules les vitesses héliocentriques sont accessibles. C'est à dire que ces vitesses sont prises à partir du Soleil qui est en déplacement. D'une part, il suit le mouvement global de rotation de la Voie Lactée. Cette vitesse, $\mathbf{v_{LSR}}$, est évaluée en fonction de la distance à laquelle le Soleil est estimé par rapport au centre de la Voie Lactée. Ce cadre est qualifié de référentiel local au repos, appelé Local Standard of Rest (LSR). De plus, le Soleil a une vitesse particulière par rapport au LSR, $\mathbf{v_{pec,\odot}}$. Ainsi, la vitesse corrigée d'un satellite dans le repère défini comme fixe et centré sur le Soleil est :

$$\mathbf{v_{sat,i}} = \mathbf{v_{M31}} + \mathbf{v_{pec,i}} + \mathbf{v_{LSR}} + \mathbf{v_{pec,\odot}} \tag{29}$$

Par la suite, nous appellerons parfois celle-ci vitesse propre ou intrinsèque même si ces adjectifs sont abusifs puisqu'ils dépendent des mesures des vitesses du Soleil décrites ci-dessous. Ces vitesses s'expriment usuellement dans le repère héliocentrique $(U_\odot, V_\odot, W_\odot)$. $V_\odot$ pointe dans la direction de la rotation circulaire de la Galaxie. $U_\odot$ pointe vers le centre de la Voie Lactée et $W_\odot$ vers le nord. Pour avoir $\mathbf{v_{LSR}}$ et $\mathbf{v_{pec,\odot}}$, nous avons combiné la vitesse particulière obtenue par Schönrich et al. (2010) et celle totale issue de Reid et al. (2014) qui utilisent une distance Galactocentrique de 8.28 $\pm$

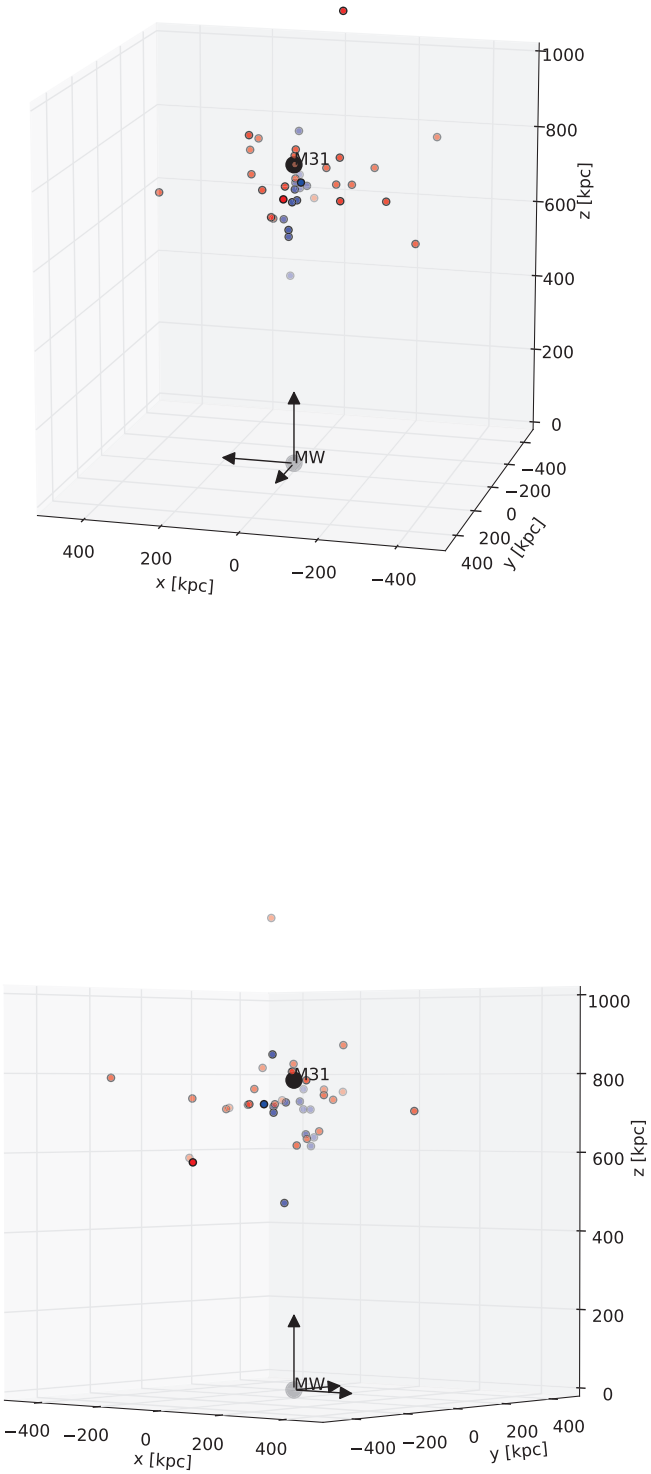

FIG. 33 – Distribution spatiale de l'échantillon des 39 satellites de M31 par rapport à la Voie Lactée (MW). Les points bleues représentent les satellites dans le VTP et les rouges, ceux en dehors. Le référentiel utilisé dans cette étude a pour origine la MW.

0.29 kpc (Gillessen et al. 2009). Il vient les vitesses suivantes en km/s :

$$(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (11.1, 255.2, 7.25). \tag{30}$$

La vitesse intrinsèque du Soleil est donc approximée, mais celles des satellites restent inconnues. Même si la vitesse propre de quelques objets est disponible (voir section 11), nous avons choisi de nous affranchir des mesures astrométriques dans cette étude afin d'éviter tout biais provenant d'un traitement photométrique ou d'une modélisation. Nous ne possédons donc précisément que les vitesses sur la ligne de visée (los). Celle de la galaxie Messier 31 est tirée de de Vaucouleurs et al. (1991), $v_{M31G} = 300 \pm 4$ km/s. Les vitesses radiales des satellites seront introduites dans la section 13.

La technique bayésienne utilisée ici est une méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC). L'équation 29 est encore vraie une fois projetée sur les trois axes de notre repère. Nous supposerons dans la première partie de cette étude que le système Andromède possède la même vitesse radiale que la galaxie dominante : $v_{M31z} = v_{M31G}$. Nos deux inconnues sont alors v_{M31x} et v_{M31y}. Au pas k, une valeur est donnée à ces deux vitesses suivant la méthode MCMC. L'addition des trois composantes de v_{M31} dessine alors une vitesse dans l'espace. Celle-ci est projetée sur chaque ligne de visée correspondant aux coordonnées d'un satellite i. Elle est ensuite convertie en vitesse héliocentrique. Cette dernière, construite au pas k pour un satellite i, est appelée $\mathrm{v}_{MCMC_{ik}}$.

La vitesse $\mathbf{v_{pec,i}}$ est alors vue comme une dispersion par rapport à $\mathrm{v}_{MCMC_{ik}}$ suivant la loi gausienne d'écart type σ_{r_i}. Pour le déterminer, la vitesse particulière est estimée comme étant issue d'une distribution de vitesses en équilibre autour d'une galaxie hôte. Nous avons pris l'hypothèse que les satellites évoluent dans le halo d'Andromède. Le profil de ce dernier est approximé par un modèle de NFW (Navarro et al. 1997) de rayon de Viriel $\mathrm{r}_V = \mathrm{r}_{200} = 300$ kpc, d'une concentration $\mathrm{c} = 12$ et d'une masse de Viriel $\mathrm{M}_V = 1 \times 10^{12}$ $\mathrm{M}_\odot$, valeurs moyennes de la littérature (Watkins et al. 2010; Fardal et al. 2013) qui seront discutées ensuite. Pour évaluer la dispersion de vitesse radiale d'un satellite $\sigma_{r_{ik}}$ au pas k, le halo est considéré comme isotherme et isotopique. Ainsi, d'après l'équation 14 de Łokas & Mamon (2001) :

$$\begin{aligned}\sigma^2_{r_{ik}} = V_V^2 \frac{1}{2} c^2 g(c) s_{ik} (1+cs_{ik})^2 \Big[\pi^2 - \ln(cs_{ik}) - \frac{1}{cs_{ik}} - \frac{1}{(1+cs_{ik})^2} \\ - \frac{6}{1+cs_{ik}} + \left(1 + \frac{1}{c^2 s_{ik}^2} - \frac{4}{cs_{ik}} - \frac{2}{1+cs_{ik}}\right) \times \ln(1+cs_{ik}) \\ + 3\ln^2(1+cs_{ik}) + 6Li_2(-cs_{ik}) \Big]\end{aligned} \tag{31}$$

V_V est égale à la vitesse de rotation circulaire au rayon de Viriel, $s_{ik} = r_{ik}/r_V$ où

r_{ik} est la distance du centre du satellite au centre du halo et $g(c) = 1/(\ln(1+c) - c/(1+c))$. Li_2 est la fonction du logarithme intégral. Une partie de la puissance de la méthode développée dans cette étude est de prendre en compte les distances précises des satellites. Les récentes mesures de Conn et al. (2012) sont sous la forme de fonction de densité de probabilité (PDF) de distance. Ainsi, à chaque pas, pour chaque satellite, une distance r_{ik} est tirée dans les PDFs. Cela permet donc de considérer toute la complexité tridimensionnelle de notre information sur la répartition des satellites dans le halo.

Nous avons supposé que le centre du halo se situe à la position moyenne de la galaxie Andromède. En effet, d'après la théorie de la formation cosmologique des galaxies proposée pour la première fois par White & Rees (1978), les baryons, à l'origine distribués uniformément sont accrétés par les halos. La matière baryonique se concentre alors à l'intérieur du potentiel gravitationnel de leur halo de matière noire. Les baryons sont censés se condenser vers l'endroit où le potentiel du halo est le plus important et former alors une galaxie. Dans le même temps, la formation hiérarchique se met en place. Les halos "grossissent" via les différentes fusions et accrétions de sous halos (Baugh 2006). Ces derniers ne bouleversent cependant pas la structure globale du halo hôte. En fonction de leur orbite, les sous-halos perdent de la masse par les forces de marée. Ils se rapprochent ensuite progressivement du centre du halo parent à cause de la friction dynamique (Benson 2010). Les baryons contenus dans le halo retracent a priori les caractéristiques du halo (More et al. 2011). Ainsi, l'hypothèse que le centre du halo de M31 soit confondu avec la position de la galaxie géante et le centre du système de satellites d'Andromède est raisonnable.

La figure 34 représente des modélisations de la variation de la mesure de la vitesse du système de M31 en fonction de la ligne de visée sur un champ autour d'Andromède. Les panneaux de la colonne de gauche indiquent les vitesses dans le référentiel héliocentrique centré sur M31. Les panneaux de la colonne de droite sont les vitesses corrigées de celle du Soleil, c'est à dire dans le référentiel fixe (x, y, z) défini précédemment. Les quatre illustrations du haut reflètent le champ de vitesse sur la ligne de visée si le système d'Andromède n'a pas de mouvement transverse intrinsèque (résultats actuels, par exemple de van der Marel et al. 2012), $\mathbf{v}_{M31}$ = (0, 0, -87.5) en km/s. Les vitesses des deux figures supérieures contiennent la vitesse du complexe M31 et une vitesse particulière aléatoirement issues de la distribution du halo de NFW (équation 31). Les deux représentations en-dessous sont identiques mais les vitesses particulières sont divisées par 3 afin de diminuer le bruit et ainsi, rendre plus évident à l'oeil l'effet de la projection de la vitesse du système Andromède sur les différentes lignes de visées. Les quatre illustrations inférieures reprennent le même schéma, deux figures avec les vitesses particulières considérées dans cette étude et deux figures avec $\mathbf{v_{pec,i}}$ divisée par 3. Une vitesse transverse a cette fois été donnée au système Andromède, $\mathbf{v}_{M31}$

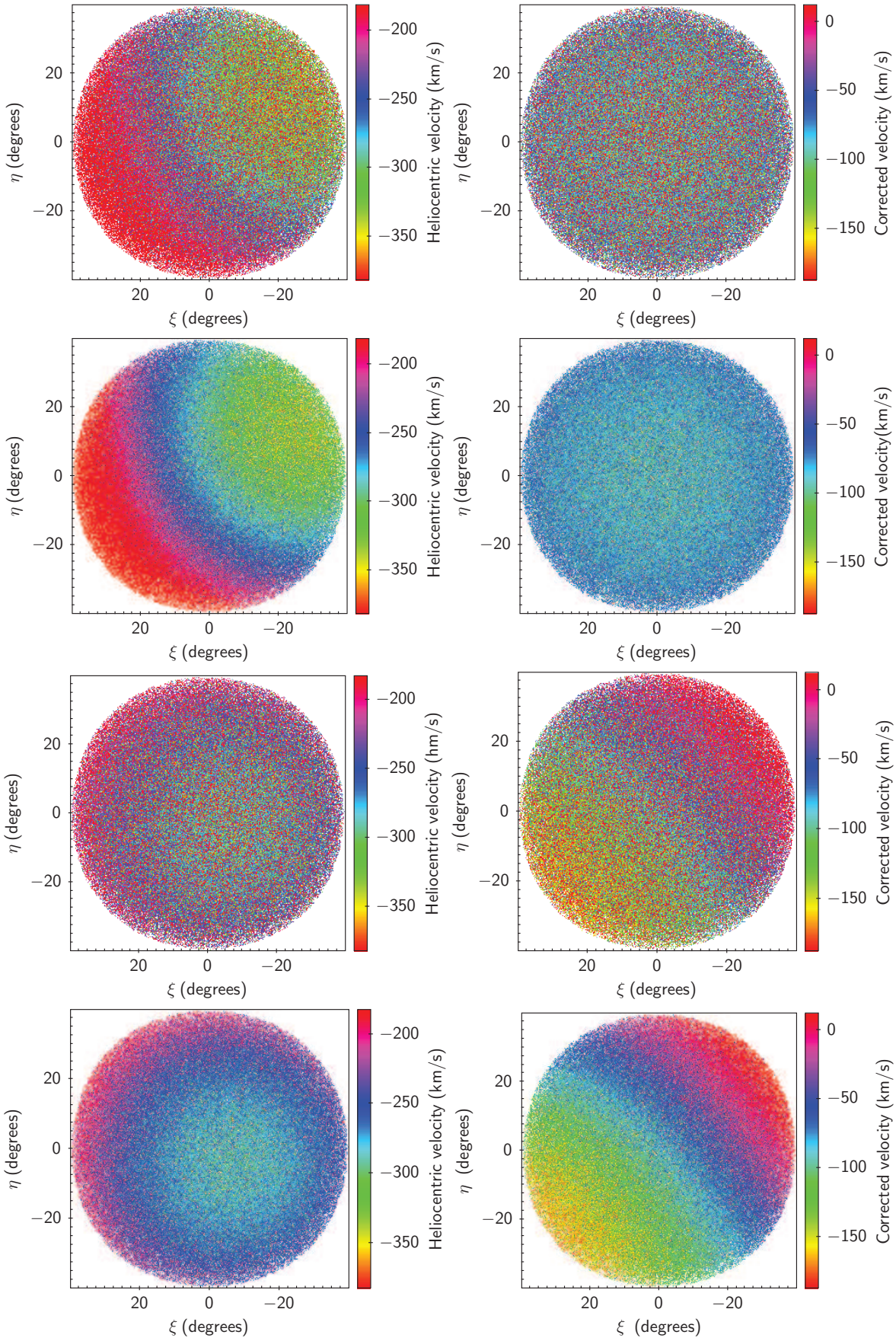

FIG. 34 – Vitesses héliocentriques à gauche et vitesses corrigées du mouvement du soleil à droite. De haut en bas : (1) pas de vitesse transverse pour le système. (2) identique à (1) mais dispersion de vitesse divisée par 3. (3) vitesse propre du système trouvée dans cette étude. (4) identique à (3) mais dispersion de vitesse divisée par 3.

= (-111.5, 99.4, -87.5) en km/s. Ces valeurs seront les résultats finaux découlant de cette étude (voir la section 14). Il est à remarquer l'importance de la rotation de la Voie Lactée et du mouvement propre du Soleil sur les vitesses radiales. Notre résultat dépendra donc fortement de la correction héliocentrique adoptée. Mais nous pouvons globalement constater que l'effet d'un mouvement global transverse du système de M31 est perceptible depuis la Terre et se matérialise par un gradient dans la projection des vitesses. Si les hypothèses considérées dans cette étude sont appropriées et la statistique suffisante, nous pouvons donc mesurer le mouvement propre du complexe d'Andromède.

Ainsi, après quelques pas (typiquement 4×10^6), la méthode MCMC va trouver la vraisemblance $\mathcal{L}_k$ la plus élevée. Cette dernière se met sous la forme :

$$\ln \mathcal{L}_k = \sum_{i=1}^{n_{sat}} \left[-\ln(\sigma_{r_{ik}} \sqrt{2\pi}) - \frac{1}{2} \left(\frac{v_{MCMC_{ik}} - v_{obs_{ik}}}{\sigma_{r_{ik}}} \right)^2 \right] \tag{32}$$

Les vitesses v_{M31x} et v_{M31y} seront alors estimées en ayant pris en compte les vitesses sur les lignes de visées, les positions dans l'espace et la distribution dans le halo de NFW. Notons que les vitesses sur la ligne de visée seront tirées dans une PDF gaussienne dont la largeur est égale aux incertitudes observationnelles.

12.2 Validation de la méthode sur la simulation cosmologique ELVIS

Afin de valider la méthode, nous avons choisi de l'appliquer sur les résultats à z = 0 d'une simulation cosmologique haute résolution procurant des analogues au volume local : ELVIS (Exploring the Local Volume In Simulations, Garrison-Kimmel et al. 2014a). Cette simulation fournit un zoom sur 12 paires de halos hôtes et 24 halos hôtes isolés, tous dans la même gamme de masse que celle de la Voie Lactée ou Andromède. Pour chaque halo central, un grand nombre de particules sont accessibles dans un rayon supérieur au rayon de Viriel. La haute résolution permet d'avoir des objets liés et auto-gravitants s'apparentant ainsi à des satellites, jusqu'à 10^8 $M_\odot$. Pour utiliser notre méthode, nous avons sélectionné pour chaque halo hôte, ses 39 satellites les plus massifs : nombre identique à notre échantillon observationnel considéré par la suite.

12.2.1 Halos isolés

La méthode est dans un premier temps appliquée sur les 24 halos isolés de la simulation ELVIS. Pour ce faire, chacun est observé de 10 points de vues différents, aléatoirement répartis, à une distance de 783 kpc, distance moyenne Andromède / Voie

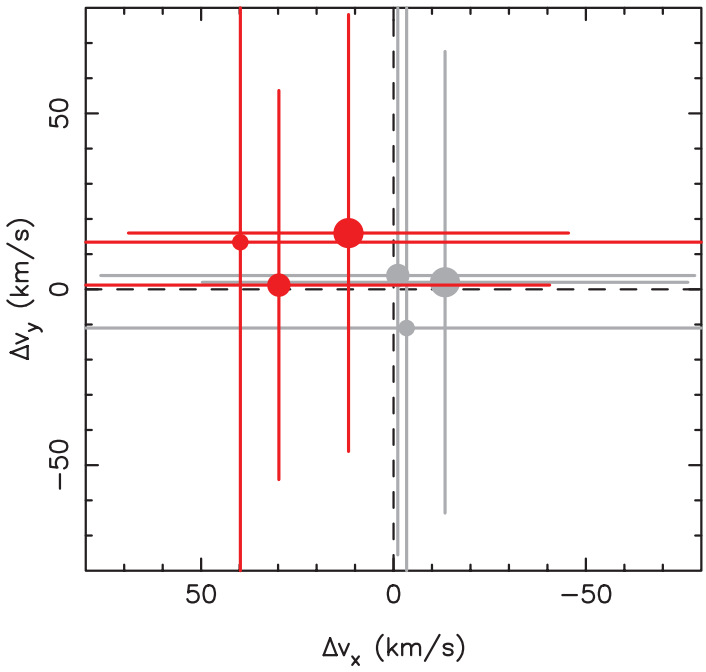

FIG. 35 – Déviation moyenne de l'obtention des vitesses tangentielles v_x et v_y du centre des halos hôtes obtenues par notre méthode par rapport à celles réelles. Dans chaque halo, 39 satellites sont considérés. Les points gris correspondent à l'application de notre méthode sur 240 halos hôtes isolés. Les points rouges sont les déviations de notre méthode sur 24 halos hôtes dans une configuration paire. La taille des points représente la taille limite de sélection des satellites dans le halo, petits points : $R_{lim}/R_{200} = 1$, moyens points $R_{lim}/R_{200} = 2$ et gros points $R_{lim}/R_{200} = 3$.

Lactée. Nous considérons donc avoir 240 observations de halos hôtes indépendants. Nous nous plaçons dans le référentiel de l'observateur où l'axe z représente la ligne de visée et les deux autres - x et y - arbitrairement choisis en respectant toutefois l'orthonormalitée du repère.

Les points gris de la Figure 35 montrent la déviation moyenne de la détermination de nos deux paramètres v_x et v_y par notre méthode par rapport aux vitesses réelles pour les 240 halos hôtes isolés ainsi que leur écart type. Pour chaque halo, des chaînes de Markov de 2×10^6 pas ont été construites. La taille des points correspond à la limite de sélection en distance des 39 satellites, c'est à dire dans un rayon limite, R_{lim}, du satellite par rapport au centre du halo. Le petit, le moyen et le gros point correspondent respectivement à une sélection de $R_{lim}/R_{200} = 1$, $R_{lim}/R_{200} = 2$ et $R_{lim}/R_{200} = 3$ où R_{200} est le rayon de viriel de la galaxie hôte considérée. L'estimation des vitesses tangentielles devient meilleure en augmentant la distance jusqu'à laquelle les satellites sont sélectionnés. C'est un effet dû à la méthode qui est d'autant plus performante si les lignes de visées considérées sont différentes. L'espace des vitesses

est mieux exploré. L'ensemble va ainsi contenir une plus grande information sur la vitesse de l'hôte. Cependant, cette amélioration se limite lorsque les satellites sont trop éloignés de l'hôte. L'erreur moyenne sur la détermination des vitesses atteint ainsi une asymptote égale environ à 10 km/s aux alentours de $R_{lim}/R_{200} \sim 2$ avec une incertitude de 65 km/s.

12.2.2 Halos pairs

De la même manière que sur les halos isolés, la méthode est maintenant appliquée sur les 12 paires de halos hôtes de la simulation ELVIS. Chaque observation est effectuée depuis le centre du halo couplé ce qui procure 24 systèmes hôte-satellites. Les points rouges de la Figure 35 montrent la déviation moyenne de la détermination de v_x et v_y par notre méthode par rapport à la vitesse réelle pour 24 halos hôtes en binômes.

Une optimisation de l'obtention des vitesses tangentielles est également atteinte à partir de $R_{lim}/R_{200} \sim 2$. L'erreur moyenne se situe cette fois autour de 15 km/s avec des incertitudes de l'ordre de 55 km/s. Ces dernières sont un peu plus faibles dans le cas des halos pairs, et ce, malgré une statistique bien plus faible (24 contre 240). Cela peut être dû à la limitation de l'influence du milieu extérieur (Aubert & Pichon 2007). En effet, au cours de leur accrétion, les satellites dans un halo subissent l'influence du milieu extérieur, effet non pris en compte dans notre méthode. Pour des halos pairs, les satellites subissent également l'influence du milieu extérieur (Forero-Romero et al. 2011) mais ce dernier est couplé à l'influence du halo voisin. Or cette dernière est prise en compte dans notre méthode puisque nous nous plaçons dans le référentiel du halo jumeau.

Par conséquent, si les sous-halos de matière noire sont peuplés d'une composante baryonique partageant la même cinétique et s'ils évoluent effectivement dans le halo hôte, la vitesse d'ensemble peut être récupérée à partir d'un unique point de vue grâce à la technique développée ici. La validité et la performance de notre méthode sont vérifiées sur une simulation cosmologique haute résolution. La vitesse globale est bien retrouvée avec une erreur minime par rapport aux incertitudes. Et ces dernières sont elles-mêmes tout à fait raisonnables (~ 55 km/s) par rapport aux précédentes données de la littérature (van der Marel & Guhathakurta 2008).

13 Applications aux observations

13.1 Echantillon complet de satellites

Pour cette étude, 39 satellites sont considérés : AndI, AndII, AndIII, AndV, AndVI, AndVII, AndIX, AndX, AndXI, AndXIII, AndXV, AndXVI, AndXVII, AndXVIII, AndXIX, AndXX, AndXXI, AndXXII, AndXXIII, AndXXIV, AndXXV, AndXXVI, AndXXVIII, AndXXIX, AndXXX(CassII), NGC147, NGC185, M32, NGC205, IC10, LGS3, Pegasus, IC1613, M33, PerI, LacI, CassIII, AndXII et AndXIV. Les positions sur le ciel ainsi que les vitesses de ces satellites et de M31 sont issues des données récentes de la littérature (McConnachie 2012; Collins et al. 2013; Martin et al. 2014). Afin d'avoir une représentation tridimensionnelle du système M31, nous avons également utilisé les distances données dans ces articles pour 14 de ces satellites. Les incertitudes sur ces distances ont permis de construire des PDF gaussiennes pour ces distances. Celles des 25 autres ont été obtenues par Conn et al. (2012). Par la suite, chaque pas de la chaîne de Markov débutera par un tirage aléatoire dans chacune de ces PDFs.

La figure 33 représente la distribution spatiale de notre échantillon de satellites. La figure 36 permet de visualiser la distance moyenne à la Voie Lactée de chaque satellite en fonction de son angle central. Ce dernier est l'angle observationnel entre le centre de M31 et le centre d'un satellite. Les vitesses radiales sont ajoutées au graphique. Il n'existe pas de corrélation flagrante entre les trois paramètres que sont la distance, la vitesse et l'angle central. C'est grâce aux différentes inclinaisons des vecteurs vitesses que nous allons pouvoir obtenir le mouvement propre du complexe Andromède.

Comme abordé dans la section 12.1, nous avons choisi de travailler dans un référentiel centré sur le soleil, dont l'axe z pointe vers le centre de M31, l'axe x pointe en direction de l'Est et l'axe y vers le Nord (voir Figure 33). Afin de corriger l'influence de la rotation du soleil dans la galaxie ainsi que sa vitesse particulière sur les vitesses observées à différentes positions, nous avons corrigé les vitesses radiales des vitesses galactiques présentées dans la section 12.1 (dans le référentiel galactique, $U_\odot = 11.1$ km/s, $V_\odot + \Theta_\odot = 255.2$ km/s et $W_\odot = 7.25$ km/s). Nous reprenons les paramètres du halo développés dans la Section 12.1 pour obtenir les σ_{r_i} pour chaque satellite.

Notre méthode MCMC est alors appliquée à l'ensemble des observations. Dans la première ligne de la table 3, nous reportons les vitesses galactocentriques obtenues : v_{M31x}, v_{M31y}, v_{tang} (norme de v_{M31x}, v_{M31y}) et v_{M31z} respectivement les vitesses Est, Nord, sur le ciel et radiale. Les vitesses heliocentriques sont respectivement de 23.6 $\pm$ 69.6 km/s, 0.9 $\pm$ 57.8 km/s, 82.6 $\pm$ 43.8 km/s et -300.0 $\pm$ 4.0 km/s. Elles sont les valeurs centrales d'un ajustement gaussien des PDF obtenues à partir de chaînes de

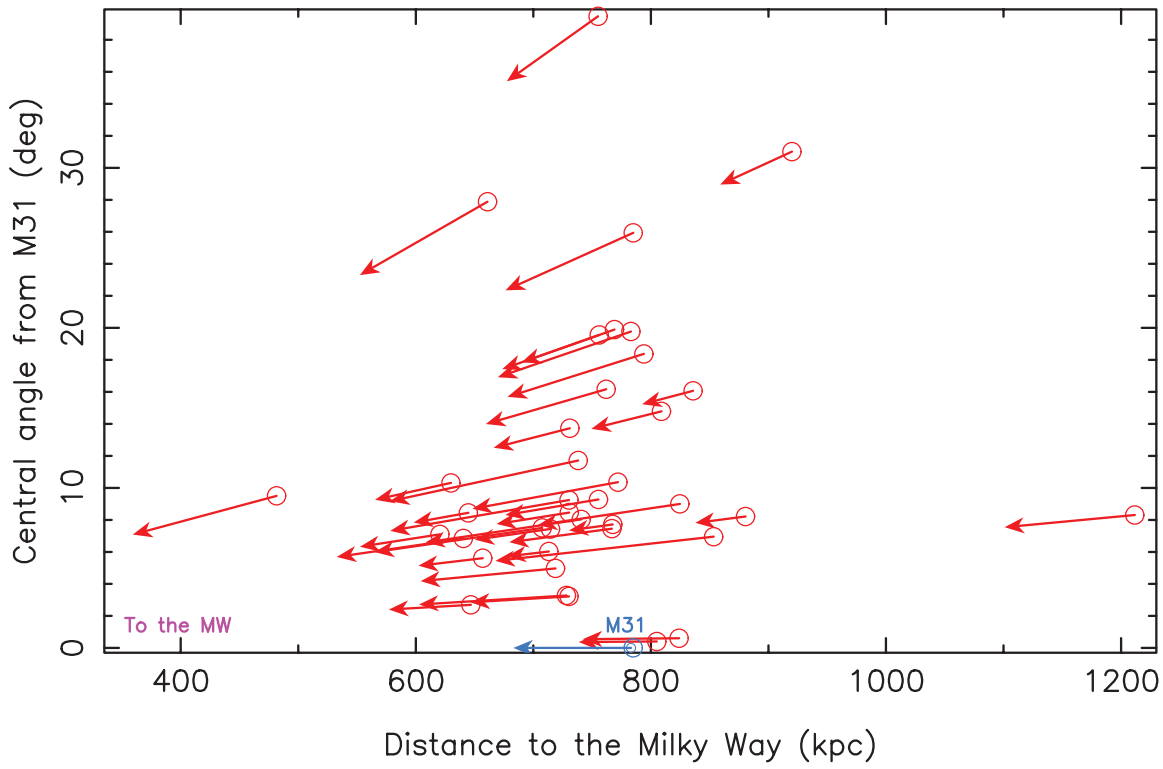

FIG. 36 – Distance à la Voie Lactée des 39 satellites d'Andromède considérés dans cette étude en fonction de leur angle central mesuré à partir de M31. À chaque satellite est associée sa vitesse sur la ligne de visée.

TAB. 3 – Résultats.

Méthodes et sélections	Est v_{M31x} (km/s)	Nord v_{M31y} (km/s)	Ciel v_{tang} (km/s)	Radial v_{M31z} (km/s)
39 satellites, v_{M31z} fixé	−121.0±69.6	80.1±57.8	159.5±62.4	−103.9±4.0
39 sat., v_{M31z} libre	−111.1±70.0	100.3±59.8	164.5±61.8	−87.0±14.0
40 sat. (avec M31)	**−111.5±70.2**	**99.4±60.0**	**164.4±61.8**	**−87.5±13.8**
26 sat. (sans VTP)	−77.6±70.7	1.2±64.2	109.9±55.2	−84.0±16.8
17 sat. (papier VdM08)	−60.3±132.1	70.0±67.7	154.8±81.2	−74.0±21.3
30 sat. (v_{esc} lim.)	−171.2±79.5	96.6±68.3	211.3±70.5	−98.3±15.4

Markov de taille 4×10^6 pas. Elles sont associées à leurs incertitudes représentant un écart type. Ces dernières sont du même ordre que celles obtenues avec les simulations cosmologiques ce qui confirme la cohérence de l'étude.

13.2 Tester l'influence des incertitudes observationnelles sur la méthode.

13.2.1 Modèle

La méthode étant validée et appliquée, nous avons alors cherché à estimer les incertitudes et les biais induits par notre échantillon observationnel. Pour cela, nous avons construit un modèle tridimensionnel simple représentant le système d'une galaxie hôte et de ses satellites observé depuis une seconde hôte. Pour estimer efficacement les éventuelles erreurs systématiques, nous avons choisi de prendre le même nombre de satellites utilisés pour les observations : 39 et de les placer aux mêmes endroits. La vitesse, $\mathbf{v_{M31}}$, de notre équivalent au système Andromède observée depuis notre équivalent au Soleil est arbitrairement fixée, d'abord à (i) (-100, 100, -100) km/s, puis à (ii) (0, 0, -100) km/s pour tester un cas sans vitesse transverse. La vitesse de chaque satellite est établie par l'addition de $\mathbf{v_{M31}}$ et $\mathbf{v_{pec,i}}$. La direction de $\mathbf{v_{pec,i}}$ est aléatoirement tirée dans l'espace. Sa norme est choisie suivant une loi normale d'écart type σ_r (voir Eq. 31). Un observateur représentant notre équivalent Soleil est placé à 783 kpc (distance moyenne Voie Lactée - Andromède) en rotation circulaire $\mathbf{v_{LSR}} = 220$ km/s par rapport au centre d'une seconde hôte placée à 8 kpc avec une vitesse particulière par rapport au LSR de $\mathbf{v_{pec,\odot}} = 10$ km/s sur $(U, V, W)_\odot$. A partir de cet observateur, nous possédons alors l'ensemble des vitesses des satellites sur la ligne de visée. Cela nous permet d'appliquer notre méthode et de comparer les résultats trouvés par rapport aux réels.

Dans un premier temps, nous construisons notre modèle avec les mêmes paramètres du halo que ceux utilisés pour les observations, $c = 12$, $r_{200} = 300$ kpc et $M_{200} = 1 \times 10^{12}$ $M_\odot$. Les 39 satellites sont placés aux distances moyennes observées. Notre méthode MCMC est alors appliquée sur 1000 modèles similaires du système Andromède construits avec la valeur de ces paramètres. C'est à dire que la différence entre chaque système réside seulement dans les vitesses particulières données aux satellites. Pour chaque système, nos chaînes de Markov pour v_{M31x} et v_{M31y} possèdent 2×10^6 pas, valeur typique utilisée par la suite permettant d'obtenir des fonctions de densité de probabilité avec une très bonne statistique. Ces dernières nous fournissent les valeurs de meilleur vraisemblance par ajustement gaussien. Enfin, vue la précision observationnelle des vitesses sur la ligne de visée ($\sigma_v < 10$ km/s) par rapport aux incertitudes de notre méthode, nous considérerons par la suite qu'elles sont absolues.

TAB. 4 – Évaluation des incertitudes induites par les paramètres constants sur notre méthode avec un modèle de 39 satellites.

		Masse ($\times 10^{12}$ $M_\odot$)	c	r_{200} (kpc)	Δv_{M31x} (km/s)	Δv_{M31y} (km/s)
Valeurs de références	(i)	1.0	12.0	300.0	2.4±73.0	0.1±59.6
	(ii)	1.0	12.0	300.0	2.4±73.1	0.0±59.6
Déviation en masse		0.7	12.0	300.0	2.4±73.0	0.1±59.6
		1.5	12.0	300.0	2.4±73.0	0.1±59.6
		2.0	12.0	300.0	2.4±73.0	0.1±59.6
Déviation en concentration		1.0	8.0	300.0	2.4±73.0	0.1±59.7
		1.0	16.0	300.0	2.4±73.0	0.1±59.7
		1.0	20.0	300.0	2.4±73.1	0.0±59.7
Déviation en rayon de Viriel		1.0	12.0	200.0	2.4±73.0	0.0±60.0
		1.0	12.0	250.0	2.4±73.0	0.1±59.7
		1.0	12.0	350.0	2.4±73.0	0.1±59.6
Déviation en distance		1.0	12.0	300.0	−1.8±72.9	1.6±62.3

Nous comparons alors ces valeurs avec les valeurs réelles, celles ayant servies à construire les modèles. Ces 1000 différences entre valeurs réelles et valeurs obtenues nous fournissent des valeurs moyennes de déviance avec leurs écarts types $\Delta v_{M31x} \sim 2 \pm 73$ km/s et $\Delta v_{M31y} \sim 0 \pm 60$ km/s pour les deux cas étudiés (i) et (ii) (voir les valeurs de références dans la table 4). Les variations sont causées par l'hétérogénéité de la répartition spatiale de nos satellites.

L'agencement des galaxies autour de M31 induit donc de très faibles déviations pour la méthode que ce soit vers l'est ou vers le nord. Les incertitudes sont du même ordre que sur les observations ou sur les simulations cosmologiques (~ 65 km/s). Les déviations sont alors négligeables par rapport aux incertitudes. Cela implique que la méthode utilisée dans cet article, reposant sur une relative homogénéité de la distribution spatiale des satellites est bien adaptée pour l'étude du système Andromède.

13.2.2 Halo de matière noire et distances

Par la suite, nous nous sommes attachés à caractériser les déviances induites par une mauvaise évaluation des paramètres du halo de matière noire. Pour cela, les mêmes 1000 modèles déjà utilisés sont réétudiés. Cependant, la méthode est appliquée avec des valeurs différentes. Les modèles sont construits avec une masse de 1.0×10^{12} $M_\odot$,

une concentration de 12 et un rayon de Viriel de 300 kpc. La méthode est appliquée pour des masses allant de 0.7 à 2.0 $\times$ 10^{12} $M_{\odot}$, des concentrations de 8.0 à 20.0 et un rayon de viriel allant de 200.0 à 350.0 kpc.

Les variations par rapport aux différences obtenues avec les paramètres exacts sont au maximum de 0.4 km/s (voir la table 4). Elles sont donc totalement négligeables. Il en résulte que la mauvaise estimation des paramètres du halo a très peu d'influence sur l'obtention des valeurs les plus vraissemblables ainsi que sur les incertitudes.

La dernière notion à caractériser est la position des satellites. Les projections (ξ et η) étant d'une grande précision, reste les incertitudes sur les distances. Nous reprenons une fois encore nos 1000 modèles construits avec des distances absolues extraites de la moyenne pour chacune des galaxies. Mais lors de l'application de notre méthode, nous ne donnons cette fois pas les valeurs exactes mais des valeurs tirées dans nos PDF de distances à chaque pas de nos chaînes de Markov : celles de Conn et al. (2012) pour 25 d'entre elles et des PDF gaussiennes construites à partir des incertitudes pour les autres. C'est la méthode employée sur les observations.

Les déviations en résultant atteignent des valeurs maximales de 4.2 $\pm$ 73.0 km/s sur Δv_{M31x} et de 1.6 $\pm$ 62.3 km/s sur Δv_{M31y} (voir la dernière ligne de la table 4). Une fois encore, elles ne sont pas significatives pour être prises en compte. Notre méthode est donc stable par rapport aux paramètres du halo ainsi qu'aux incertitudes sur les distances.

14 Sélections et discussions

14.1 Relaxation de la contrainte de vitesse radiale de M31

Cette étude repose sur le fait que la galaxie Andromède se situe au centre de son halo qui domine le système localement. Par conséquent, M31 se trouve au centre du système de satellites. Étant données ces hypothèses, nous avons supposé dans la première partie de ce travail que le système possédait la même vitesse que la galaxie géante. Cette contrainte est prise en compte dans la méthode en fixant la vitesse radiale du système à celle de M31. Ce prior est sous la forme d'une PDF gaussienne centrée sur la vitesse observationnelle v_{M31G} = -300 km/s d'écart type 4 km/s et appliqué à chaque pas de la chaîne de Markov par un tirage dans cette PDF.

Cependant, cette forte hypothèse n'est peut-être pas exacte et peut induire un biais dans les résultats. C'est pourquoi, nous avons dans cette partie "relâché" le paramètre de vitesse radiale. C'est à dire que la vitesse v_{M31z} est maintenant considérée comme une

troisième inconnue dans la méthode MCMC. Les vitesses galactocentriques obtenues sont indiquées à la ligne 2 de la table 3. Les vitesses héliocentriques sont : v_{M31x} = 33.5 ± 70.1 km/s, v_{M31y} = 20.6 ± 59.8 km/s, v_{tang} = 88.7 ± 46.5 km/s et v_{M31z} = -282.1 ± 14.4 km/s.

La vitesse radiale apparente obtenue v_{M31z} est compatible à un sigma avec les observations de v_{M31G}. Cela signifie donc clairement que si Andromède se trouve au centre de son halo et du système de satellites, ils partagent la même cinétique.

14.2 M31 considérée comme un "satellite" supplémentaire du système

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, si le centre du halo de matière noire, le centre du système de satellites et le centre de la spirale géante sont quasiment confondus, le complexe Andromède et la galaxie M31 ont un mouvement propre commun. Dans l'optique d'obtenir la vitesse propre la plus précise, il est alors justifié de considérer la vitesse radiale de la galaxie hôte comme celle d'un satellite supplémentaire.

La méthode MCMC est donc maintenant appliquée à un système équivalent à 40 satellites : les 39 déjà considérés plus M31. La vitesse radiale est toujours un paramètre libre. Les vitesses galactocentriques sont indiquées ligne 3 de la table 3 et celles héliocentriques obtenues sont : v_{M31x} = 33.1 ± 70.2 km/s, v_{M31y} = 19.6 ± 60.0 km/s, v_{tang} = 88.6 ± 46.5 km/s et v_{M31z} = -282.6 ± 14.3 km/s.

Ce nouveau "satellite" pris en compte ne recèle que peu d'informations quant au mouvement propre du centre du système puisqu'il s'y trouve. Dans la définition de notre référentiel, M31 est exactement au centre des lignes de visées et contient seulement une information sur la composante radiale. Ainsi, les vitesses obtenues sont presque similaires à celles obtenues avec 39 satellites. La vitesse radiale du système obtenue (v_{M31z}) est toujours en accord avec les observations de la vitesse radiale de la galaxie hôte (v_{M31G}). Cependant, ce test permet une fois de plus de valider la fiabilité de notre méthode. De plus, ce sont les vitesses calculées à partir du plus grand échantillon considéré. Cette statistique élevée permet d'obtenir les incertitudes les plus faibles de toute notre étude puisqu'aucun prior sur la vitesse radiale n'est imposé. Cela en fait nos valeurs privilégiées pour la vitesse propre du système Andromède.

Pour un contrôle visuel du résultat obtenu, nous proposons une projection spatiale des positions des satellites sur les deux directions du gradient de vitesse dans la figure 37. Nous appelons w_1 la direction apparente de la vitesse corrigée du complexe M31

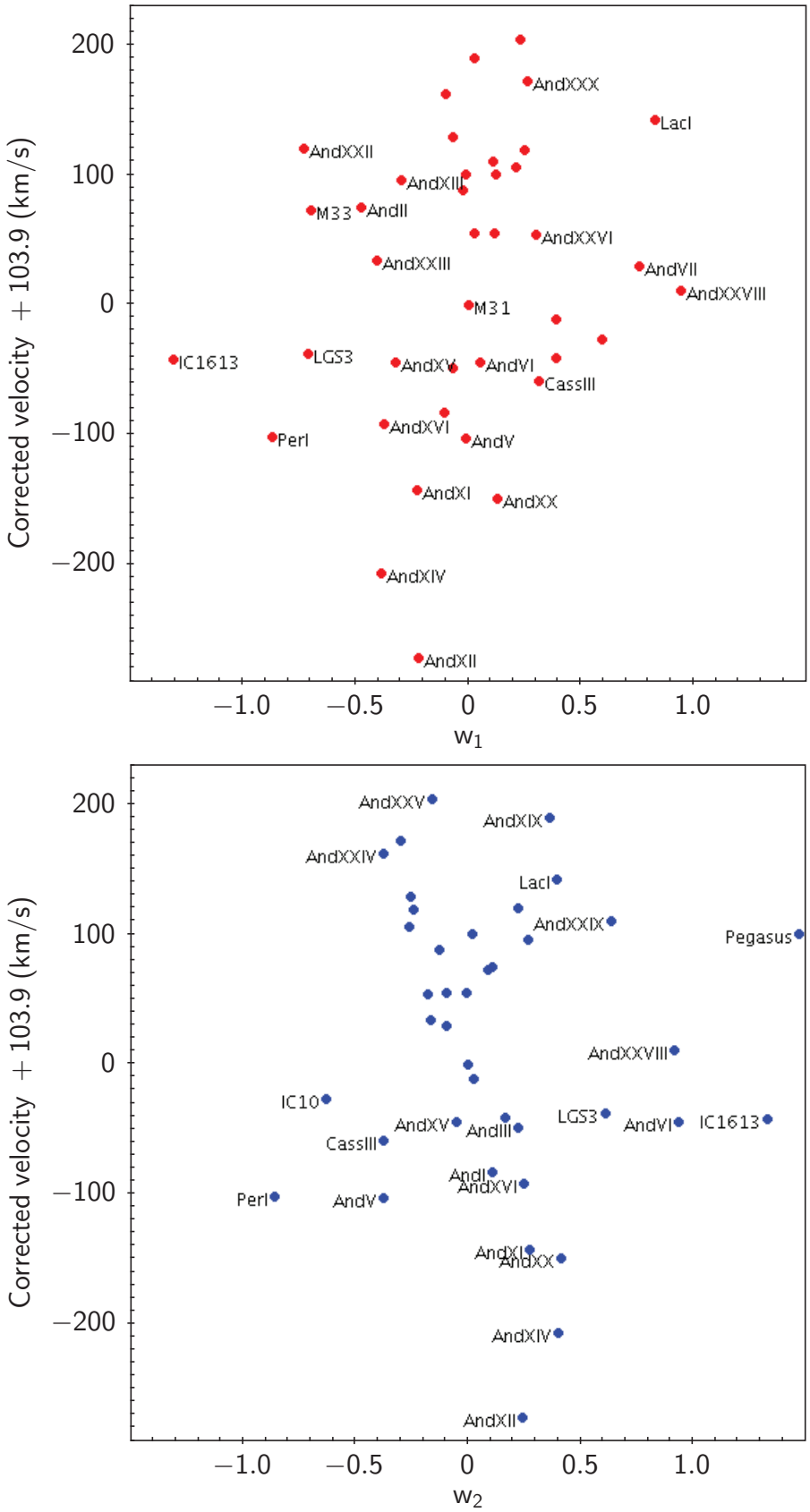

FIG. 37 – Positions des satellites projetées sur le gradients de vitesse w_1 et son opposé, w_2 en fonction des vitesses, corrigées de celle du Soleil.

trouvée ici et w_2, la direction perpendiculaire à w_1. Les positions des satellites sont projetées sur ces deux directions et représentées en fonction de leur vitesse, corrigée par celle du Soleil. Nous pouvons constater qu'il existe une pente sur la projection selon w_1 qui est absente de la projection suivant w_2. Cette vérification est seulement qualitative puisqu'elle ne prend pas en compte les distances qui sont un point crucial de notre étude. Le fait qu'une différence puisse quand même être visuellement perçue est toutefois convaincant.

14.3 Influence du plan de satellites

Par la suite, nous nous sommes attachés à déterminer l'influence du plan de satellites en corotation autour d'Andromède (Ibata et al. 2013) sur notre méthode. Dans l'hypothèse où cette structure (VTP) est stable dans le temps, ses satellites sont totalement liés au système Andromède. Il est donc justifié qu'ils soient pris en compte dans l'échantillon. Cependant, la forte inhomogénéité créée par le VTP peut induire un biais lors de l'application aux observations.

Sur les 40 satellites, 26 sont en dehors du VTP. Lorsque la méthode est appliquée sur ces derniers, les valeurs héliocentriques obtenues sont : v_{M31x} = 67.0 ± 70.7 km/s, v_{M31y} = -78.5 ± 64.2 km/s, v_{tang} = 128.0 ± 58.2 km/s et v_{M31z} = -279.1 ± 17.2 km/s (voir ligne 4 de la table 3 pour les valeurs galactocentriques). Celles-ci correspondent, à un écart type près, aux valeurs précédemment déterminées excepté pour celle sur le Nord, v_{M31y}. Le plan étant orienté quasiment du Nord au sud, en supprimant le VTP, la plus grande partie de l'information a également été enlevée. Ainsi, il est normal d'être à plus d'un sigma de la valeur avec tout l'échantillon car l'homogénéité sur cet axe a été cassée.

14.4 Sélection de van der Marel & Guhathakurta (2008)

Après avoir exploré le comportement de notre méthode sur le modèle et les observations, nous avons voulu savoir si nos résultats obtenus avec le même échantillon que van der Marel & Guhathakurta (2008) (VdM08), 17 satellites, étaient concordant avec les leurs. Lorsque la méthode est appliquée à ces 17 objets, les valeurs héliocentriques obtenues sont : v_{M31x} = 84.2 ± 132.1 km/s, v_{M31y} = -9.7 ± 67.7 km/s, v_{tang} = 147.5 ± 86.5 km/s et v_{M31z} = -269.1 ± 21.6 km/s (voir ligne 5 de la table 3 pour les valeurs galactocentriques). À la fin de leur étude, VdM08 trouvent v_{M31x} = 78 ± 41 km/s, v_{M31y} = -38 ± 34 km/s et v_{M31z} = -273 ± 18 km/s. Les différences sur les valeurs centrales sont en moyenne de 13 km/s ce qui est très inférieure aux incertitudes : les résultats sont compatibles.

Cependant les incertitudes sont bien moins élevées pour VdM08. D'abord car contrairement à nous, ils n'ont pas d'information, et donc pas d'incertitude sur les distances, ce que nous, nous considérons. Ensuite, car la méthode qu'ils utilisent consiste à minimiser l'ensemble des dispersions des vitesses particulières des satellites. La méthode MCMC adoptée dans cette étude cherche le maximum de vraisemblance en adoptant des dispersions particulières de la vitesse des satellites, assez élevées et propres à chacun suivant la loi de dispersion de vitesse de Łokas & Mamon (2001). Enfin, les mesures finales de VdM08 sont une moyenne pondérée de quatre différentes sélections et variations de méthode. Nous donnons simplement les résultats des meilleurs vraisemblances et les incertitudes associées.

14.5 Influence des satellites possédant une vitesse observationnelle élevée

Dans le paragraphe 13.2, il a été montré qu'une variation modérée des paramètres décrivant le halo de M31 (M_{200}, r_{200} et c) n'avait qu'un effet très limité sur les résultats obtenus. Cela est dû au fait que ces facteurs n'ont d'influences que dans la détermination de la vitesse propre des satellites, ce qui correspond à une incertitude particulière à chaque satellite (Eq. 31) par rapport à la valeur la plus probable pour le système. Or cette incertitude est suffisamment importante pour que la méthode MCMC utilisée retrouve toujours une meilleure vraisemblance correspondant à une vitesse systémique quasiment identique.

Toutefois, de la masse du halo dépend sa capacité à lier à lui-même les objets. Ainsi, à un rayon donné, la vitesse d'un satellite est parfois trop élevée pour que celui-ci soit toujours considéré comme lié au système. C'est à dire que sa vitesse, à sa distance r de M31, est supérieure à la vitesse d'échappement (v_{esc}) :

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM_{200}}{r}}. \tag{33}$$

Ce peut être le cas pour des satellites venant d'arriver ou ayant subi de fortes interactions (fusions, collisions,, couples, ...). Dans de telles situations, le satellite est considéré comme une exception par la méthode et l'information utile au résultat final est minimisée. Nous avons alors testé de ne pas prendre en compte de tels objets lors de notre étude. Toutefois, comme seule l'information sur la ligne de visée est disponible, l'approche observationnelle de McConnachie (2012) a été utilisée. Un satellite est exclu de l'échantillon lorsque :

$$v_{esc} > \sqrt{(v_{los} - v_{M31z})^2}\sqrt{3}. \tag{34}$$

où v_{los} est la vitesse du satellite sur la ligne de visée. Le nombre d'objets est alors réduit à 30.

Le modèle développé dans la partie 13.2.1 est à nouveau utilisé où les 30 objets construits, placés aux position observationnelles, possèdent des vitesses sur la ligne de visée respectant le critère de l'équation 34. Les valeurs moyennes de déviance sont de Δv_{M31x} = 38.6 ± 50.1 km/s, Δv_{M31y} = -12.5 ± 41.5 km/s et Δv_{M31z} = -2.5 ± 11.8 km/s. Ces dernières sont cette fois importantes par rapport aux incertitudes et doivent être prisent en compte lors du traitement des résultats issus des observations. Ces biais systématiques sont donc soustraits aux valeurs obtenues. Celles-ci sont reportées à la sixième ligne de la table 3. Les valeurs héliocentriques sont : v_{M31x} = -26.6 ± 79.5 km/s, v_{M31y} = 16.9 ± 68.3 km/s, v_{tang} = 96.9 ± 50.8 km/s et v_{M31z} = -293.3 ± 15.8 km/s.

Les résultats sont une nouvelle fois compatibles à un sigma avec les autres sélections. Toutefois, l'existence de biais systématiques ainsi que les incertitudes plus élevées rendent ces valeurs moins robustes. Cela vient tout d'abord du fait que le critère observationnel de limitation (eq. 34) dépend de la ligne de visée, c'est à dire que seuls les satellites ayant une vitesse supérieure à v_{esc} dans la direction de l'observateur sont éliminés. D'autres satellites ont surement de telles vitesses mais pas dans cette direction. La sélection des objets est donc partielle. Alors que lorsque l'ensemble de l'échantillon est considéré, l'hypothèse d'une répartition uniforme des vitesses particulières élimine les biais car les exceptions se compensent. De plus, la masse du halo est faiblement contrainte dans cette étude (voir partie 13.2.2) et comporte une grande incertitude. Ainsi, v_{esc} peut être suffisamment large pour exclure beaucoup moins de satellites si la masse est portée à 2×10^{12} $M_\odot$ par exemple.

15 Conclusions

15.1 Enseignements

Tout d'abord, nous avons vu que la méthode développée dans cette étude permettait de déterminer la vitesse du centre du halo hôte avec une bonne précision. La validation sur les résultats de la simulation cosmologique ELVIS a montré des incertitudes inférieures à 65 km/s, que ce soit sur des halos pairs ou isolés. Ensuite, la construction d'un modèle semblable aux observations a permis de noter l'absence de biais systématique et de retrouver des incertitudes similaires à celles obtenues avec ELVIS. Notre modèle a également laissé apparaître qu'une mauvaise estimation des paramètres d'entrée (M_{200}, r_{200}, c et positions tridimensionnelles) avait une influence tout à fait négligeable sur les

résultats. Par contre, les incertitudes sur le mouvement propre du Soleil dans la Voie Lactée peuvent engendrer d'importantes erreurs systématiques. La diminution de la vitesse tangentielle de l'observateur de 35 km/s entraîne une diminution de la vitesse du système Andromède de 15 km/s.

À cause de leur masse élevée, les halos des galaxies sont censés dominer largement leur environnement. Partant de ce constat, nous avons alors supposé que la matière baryonique pouvait suivre le même comportement que la matière noire. Le centre du halo hôte a été fixé à la même position que Messier 31. La méthode a donc été appliquée à un échantillon observationnel de 39 satellites d'Andromède. Dans un premier temps, la vitesse radiale de ce système a été fixée à la vitesse de la galaxie géante. Le mouvement propre de ce système a alors pu être établi.

Dans un second temps, la contrainte radiale a été relâchée. C'est à dire que le système peut avoir une vitesse radiale différente de celle de M31, et donc du halo d'après nos hypothèses. Nous avons également intégré au système de satellites la galaxie spirale jugeant qu'elle faisait pleinement partie du complexe Andromède. Par la suite, diverses sélections de satellites ont confirmé la cohérence et la stabilité des résultats.

15.2 Applications

Les valeurs privilégiées quant à la détermination du mouvement propre du système ont révélé une mobilité étonnement élevée. La valeur des vitesses, corrigée de celle du Soleil sont de : (-111.5 $\pm$ 70.2, 99.4 $\pm$ 60.0, -87.5 $\pm$ 13.8) km/s respectivement dans la direction de l'Est, du Nord et radiale. Il est à remarquer que la vitesse radiale ainsi déterminée correspond, à un sigma près, à la vitesse radiale de M31 corrigée du mouvement du Soleil (-103.9 $\pm$ 4.0 km/s). Au regard des hypothèses que nous avons prises, cela peut sous-entendre que le halo de M31 possède la même cinétique que le système de satellites d'Andromède. Par ailleurs, la vitesse tangentielle de ce complexe est largement supérieure à la vitesse radiale à plus d'un sigma de confiance. La vitesse transverse est estimée à 164.4 $\pm$ 61.8 km/s. Ce résultat est en parfait accord avec celui de Peebles et al. (2001). En utilisant la vitesse et les positions des principaux objets jusqu'à 20 Mpc du Groupe Local, ils prédisent la répartition des masses dans son entourage et font une estimation de la vitesse transverse de quelques galaxies. D'après ces calculs, Andromède doit avoir une vitesse transverse d'environ 150 km/s. A la vue de cet accord sur une vitesse tangentielle relativement élevée, il serait intéressant de regarder l'impact de ces valeurs sur le timing argument. En effet, la masse du Groupe Local est sûrement modifiée tout comme l'histoire de sa formation.

Au cours du temps, les galaxies acquièrent du moment angulaire via les différentes

interactions gravitationnelles avec leur entourage. Même si une partie de ce couple est "absorbée" par le halo de matière noire (Barnes 1988), une fraction subsiste. Ainsi, en suivant l'approche de Raychaudhury & Lynden-Bell (1989), il est possible d'estimer la valeur de ces forces de marée appliquées au Groupe Local au cours de son évolution. Les auteurs ont mis en évidence que le couple créé entre la Voie Lactée et Andromède était dominé par les galaxies extérieures (dans les 10 Mpc) au cours du temps. Ils estiment ainsi que M31 doit posséder un mouvement transverse non nul à z = 0, d'au moins 40 km/s. Cette prédiction, pourtant bien plus faible que la valeur trouvée dans notre étude montre qu'il est toutefois légitime de s'attendre à ce qu'Andromède possède actuellement une vitesse transverse. De plus, les distances, le nombre d'objets dans le Groupe Local et les masses ont depuis été améliorés. Ainsi, reproduire cette étude permettrait de constater si le spin du GL est en accord avec nos résultats. De plus, l'existence d'un moment angulaire orbital supplémentaire causé par une rotation du système de satellites est à envisager.

Le déplacement du système de satellites révélé dans cette étude est à mettre en situation dans l'environnement. En effet, c'est un mouvement relatif par rapport à la position de la Voie Lactée (aux incertitudes sur la vitesse du Soleil près). La vitesse de cette dernière est donc incluse dans notre mesure. Par exemple, Besla et al. (2012) suggèrent que la masse du grand nuage de Magellan (LMC) est de l'ordre de 2×10^{11} $M_\odot$ et sa vitesse radiale supérieure à 300 km/s. Le LMC serait de surcroît à son premier passage à proximité de la Galaxie avec une orbite dont la période dépasse les 6 Gyr. Qualitativement, si la Voie Lactée possède une masse aux alentours de 1×10^{12} $M_\odot$, elle pourrait ainsi se déplacer à une vitesse de 60 km/s en direction du LMC. Cette estimation est en accord avec les récents travaux de Gómez et al. (2015). Par la suite, il serait donc intéressant d'examiner l'éventuelle influence du nuage de Magellan (LMC) sur la mesure du mouvement propre du système de satellites d'Andromède en incluant à l'intérieur de notre méthode un déplacement de la Voie Lactée.

La direction de la vitesse propre déterminée dans cette étude se trouve dans l'alignement de M31 avec la galaxie naine spirale M33. Cette orientation particulière n'est peut être pas fortuite. En effet, M33 étant la troisième galaxie la plus massive du Groupe Local, son accrétion dans le halo hôte durant la formation du complexe Andromède a probablement modifié la cinétique interne du système. La vitesse propre de M33 est maintenant contrainte (Brunthaler et al. 2005). Il serait donc possible de modéliser grossièrement l'orbite de M33 autour de M31 au regard des valeurs que nous avons trouvées. L'impact de cette galaxie satellite sur la dynamique du complexe Andromède pourrait alors être quantifié.

Enfin, il serait intéressant de regarder si le mouvement propre du système Andromède remet en cause le fait que le Groupe Local soit gravitationnellement lié. Si nous

considérons que la galaxie hôte Andromède possède bien la même vitesse transverse que celle du système calculée dans cette étude, une future collision frontale entre Andromède et la Voie Lactée est évitée. Mettre en place une simulation hydrodynamique N-corps du Groupe Local dans une approche similaire à celle de (Cox & Loeb 2008) permettrait de déterminer précisément la distance minimale d'impact et l'intensité des forces de marée appliquées sur les deux galaxies.

15.3 Annexe B

Monthly Notices of the ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY

MNRAS **456,** 4432–4440 (2016) doi:10.1093/mnras/stv2865

The transverse velocity of the Andromeda system, derived from the M31 satellite population

J.-B. Salomon,[1]★ R. A. Ibata,[1] B. Famaey,[1] N. F. Martin[1,2] and G. F. Lewis[3]

[1]*Observatoire astronomique de Strasbourg, Université de Strasbourg, CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France*
[2]*Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany*
[3]*Sydney Institute for Astronomy, School of Physics, A28, The University of Sydney, NSW 2006, Australia*

Accepted 2015 December 4. Received 2015 November 25; in original form 2015 September 13

ABSTRACT

We present a dynamical measurement of the tangential motion of the Andromeda system, the ensemble consisting of the Andromeda galaxy (M31) and its satellites. The system is modelled as a structure with cosmologically motivated velocity dispersion and density profiles, and we show that our method works well when tested using the most massive substructures in high-resolution Λ cold dark matter (ΛCDM) simulations. Applied to the sample of 40 currently known galaxies of this system, we find a value for the velocity along the East and North directions of $v_{\rm East} = -111.5 \pm 70.2\,{\rm km\,s^{-1}}$ and $v_{\rm North} = 99.4 \pm 60.0\,{\rm km\,s^{-1}}$, implying a transverse velocity significantly higher than previous estimates of the proper motion of M31 itself. This result has significant implications on estimates of the mass of the Local Group, as well as on its past and future history.

Key words: galaxies: dwarf – Local Group.

1 INTRODUCTION

Determining accurately the motion of the M31 system with respect to the Milky Way is fundamental for constraining the mass, dynamical history and the future evolution of the Local Group (LG). The line-of-sight velocity of M31 was measured for the first time even before it became clear that the Andromeda Nebula was a galaxy (Slipher 1913), and it was then already shown to be moving towards the Milky Way. Ever since, measuring its proper motion or transverse velocity has proven to be much more complicated, and more than a hundred years after this first line-of-sight velocity measurement, the transverse velocity remains hard to constrain reliably.

In this respect, a first giant leap was made by van der Marel & Guhathakurta (2008, hereafter vdMG08) who used the line-of-sight kinematics of M31 satellites as a probe of the global transverse velocity of the M31 system. The key assumption in this work was that the satellites of M31 on average follow the motion of M31 through space. The Heliocentric distances to the M31 satellites were nevertheless not used in that study. This yielded a median transverse velocity of 42 $\rm km\,s^{-1}$ with a one standard deviation confidence interval $\lesssim 56\,{\rm km\,s^{-1}}$, consistent with zero at the 1σ level.

Ideally, one would use direct proper motion measurements, based on well-defined point sources such as water masers whose position with respect to background sources can be measured very accurately. This approach has been used with radio interferometry to measure the proper motion of M33 (Brunthaler et al. 2005) and that of IC10 (Brunthaler et al. 2007). Unfortunately, however, most LG galaxies do not contain known masers, and it was only recently that five masers were discovered in M31 (Darling 2011). To date, no proper motion for M31 has been published based on these masers, which are located along the star-forming ring. In any case, when such measurements become available, it will be necessary to properly model the annular structure of the star-forming ring, to link the kinematics of the masers to that of the galaxy as a whole.

The proper motion of M31 itself was measured for the first time by Sohn, Anderson & van der Marel (2012) with *Hubble Space Telescope* (*HST*) data with 5–7 yr time baselines in three fields, using compact galaxies as background reference objects. The surprising result of this study was that the transverse velocity was found to be $17 \pm 17\ {\rm km\,s^{-1}}$, consistent with a purely radial orbit (van der Marel et al. 2012).

While being an extremely impressive technical tour-de-force, the Sohn et al. (2012) study had to make several assumptions that could have led to a biased result. The three fields probed in that contribution possess stellar populations with very different kinematics: primarily the extended M31 disc, their so-called disc field, the stellar halo in their 'spheroid' field, and the giant stellar stream in their 'stream' field. Sohn et al. (2012) modelled the kinematic behaviour of these components to access the underlying M31 transverse motion. However, it is clear that the kinematics of these populations are currently not fully understood, and this introduces significant model-dependent uncertainties into their result. Their final proper motion value is derived from a weighted average of the data in all

★ E-mail: jean-baptiste.salomon@astro.unistra.fr

© 2016 The Authors
Published by Oxford University Press on behalf of the Royal Astronomical Society

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

three fields, but given the uncertainties, it is the 'spheroid' field that contributes most significantly to that final value. Inspection of star-counts maps (e.g. Ibata et al. 2014) shows that the 'spheroid' field lies at the edge of an inner shell-like structure, where several kinematic substructures have been identified (Gilbert et al. 2007). If the field contains a substantial fraction of stars that do not belong to the spheroid (which is assumed to share the average motion of M31), this could seriously affect any derived proper motion measurement.

Further concerns include colour-dependent point spread function differences between the reference population and the stars of interest, and the variation and degradation of the *HST* cameras over time.

The astrophysical implications of this measurement are immense, so we judged it to be important to undertake a completely independent estimate of the M31 transverse motion using a different method to Sohn et al. (2012). Furthermore, since we are primarily interested in recovering the past history of the LG, we desire to uncover the motion of the M31 system of galaxies rather than just the motion of M31 itself. After all, the disc galaxy may itself be moving in an orbit within the larger structure. Given that a large number of new M31 satellite galaxies were discovered as part of the PAndAS survey (McConnachie et al. 2009; Martin et al. 2013), we embarked on the present project to use these halo tracers together with a new maximum likelihood method to probe the transverse motion of the M31 system.

In Section 2, we describe our method in detail, and test it on cosmological simulations of LG analogues. The method is then applied to actual observations of the M31 satellite system in Section 3 where we present our results. Conclusions are drawn in Section 4.

2 METHOD

2.1 Basic idea

We build on the approach devised by vdMG08, using precise information on the phase-space distribution of the satellite system of M31 to infer the proper motion of the host. The key ingredient which allows us to derive a precise value of the transverse velocity is the use, for the first time, of precise distances for the satellite galaxies of M31 (Conn et al. 2012) plus a greater number satellites thanks to recent discoveries.

The Heliocentric velocity vector $\boldsymbol{v}_{\mathrm{sat},i}$ of each ith satellite galaxy with respect to the Sun can be decomposed into

$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{sat},i} = \boldsymbol{v}_{\mathrm{M31}} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{pec},i} - \boldsymbol{v}_{\mathrm{LSR}} - \boldsymbol{v}_{\mathrm{pec},\odot}\,, \tag{1}$$

where $\boldsymbol{v}_{\mathrm{M31}}$ is the velocity of M31 with respect to the Milky Way, $\boldsymbol{v}_{\mathrm{pec},i}$ the peculiar velocity of the satellite in the frame of M31, $\boldsymbol{v}_{\mathrm{LSR}}$ is the circular speed of the local standard of rest (LSR) at the Solar position in the Milky Way, and $\boldsymbol{v}_{\mathrm{pec},\odot}$ the peculiar velocity of the Sun with respect to the LSR. We use for these values a combination of the peculiar motion derived in Schönrich, Binney & Dehnen (2010) and of the total tangential motion from Reid et al. (2014) using the Galactocentric distance of Gillessen et al. (2009). The line-of-sight component of the velocity of M31 is also taken from de Vaucouleurs et al. (1991). In the following, we will use a frame centred on the Sun with the z-axis pointing towards M31, the x-axis pointing to the east, and the y-axis pointing to the north. The two unknowns we are searching for are thus $v_{\mathrm{M31}x}$ and $v_{\mathrm{M31}y}$.

The peculiar velocity $\boldsymbol{v}_{\mathrm{pec},i}$ of a satellite galaxy is seen as coming from the equilibrium velocity distribution around the host. The dark matter profile of the host, within which the satellites orbit, is taken to be given by a NFW profile (Navarro, Frenk & White 1997) with virial radius $r_{200} = 300$ kpc, concentration $c = 12$, and virial mass $M_{200} = 1 \times 10^{12}\,\mathrm{M}_{\odot}$, corresponding to mean values of recent results (Watkins, Evans & An 2010; Fardal et al. 2013). We then consider the velocity distribution within this halo to be isotropic, which yields, after equation (14) of Łokas & Mamon (2001):

$$\sigma_{r_i}^2 = \frac{1}{2} V_{200}^2 c^2 g(c) s (1+cs)^2 \left[\pi^2 - \ln(cs) - \frac{1}{cs} - \frac{1}{(1+cs)^2} - \frac{6}{1+cs} + \left(1 + \frac{1}{c^2 s^2} - \frac{4}{cs} - \frac{2}{1+cs}\right) \times \ln(1+cs) + 3\ln^2(1+cs) + 6\mathrm{Li}_2(-cs)\right], \tag{2}$$

where V_{200} is the circular velocity at the virial radius, $s = r/r_{200}$ where r is the distance between the centre of the satellite and the centre of M31, $g(c) = 1/(\ln(1+c) - c/(1+c))$, and Li_2 is the dilogarithm function.

A Markov chain Monte Carlo (MCMC) method (typically with 4×10^6 steps) is used to find the parameters $v_{\mathrm{M31}x}$ and $v_{\mathrm{M31}y}$ in equation (1) yielding the highest likelihood ($\mathcal{L}$) weighted by the above dispersion, for the observed line-of-sight velocities and for the given 3D positions of the entire sample of satellites (n_{sat}):

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{n_{\mathrm{sat}}} \left[-\ln(\sigma_{r_i}\sqrt{2\pi}) - \frac{1}{2}\left(\frac{v_{\mathrm{MCMC}_i} - v_{\mathrm{obs}_i}}{\sigma_{r_i}}\right)^2\right], \tag{3}$$

with v_{MCMC_i} the MCMC-method predicted velocity on the line of sight for satellite i, and v_{obs_i}, the observed line-of-sight velocity for the satellite i; Fig. 1 provides a visual demonstration of how the method works.

2.2 Testing the method with cosmological simulations

First of all, we validate our method by applying it to the $z = 0$ snapshots of high-resolution cosmological simulations of LG analogues undertaken by the 'exploring the Local Volume in simulations (ELVIS)' collaboration (Garrison-Kimmel et al. 2014). With this simulation, we have at our disposal a zoom on 12 host halo pairs and 24 isolated host haloes, all in the mass range of the Milky Way and M31. For each central halo, a large number of particles are accessible beyond the virial radius, where the high resolution allows us to have access to satellites down to a virial mass of $10^8\,\mathrm{M}_{\odot}$. In order to validate our method, we select for each host halo the 39 most massive satellites, i.e. the same number of satellites as in the observational sample of Section 3.

2.2.1 ELVIS : isolated haloes

We first apply the method on the 24 isolated haloes in ELVIS. Each of the haloes is 'observed' from 10 different points of view, randomly distributed on a sphere of radius 783 kpc, which corresponds to the MW–M31 distance we adopted. This gives a total of 240 'observed' systems. We place ourselves in the 'observer' frame, where the z-axis is along the line of sight, and the x and y axes arbitrarily chosen while respecting the orthonormality of the coordinate system. For each 'observed' halo, Markov chains of 2×10^6 steps are built.

We plot on Fig. 2 the mean deviation of our recovered v_x and v_y parameters with respect to the known relative velocity of the isolated host with respect to the observer in the simulation (grey points). Different limits are used for the maximum distance from the

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

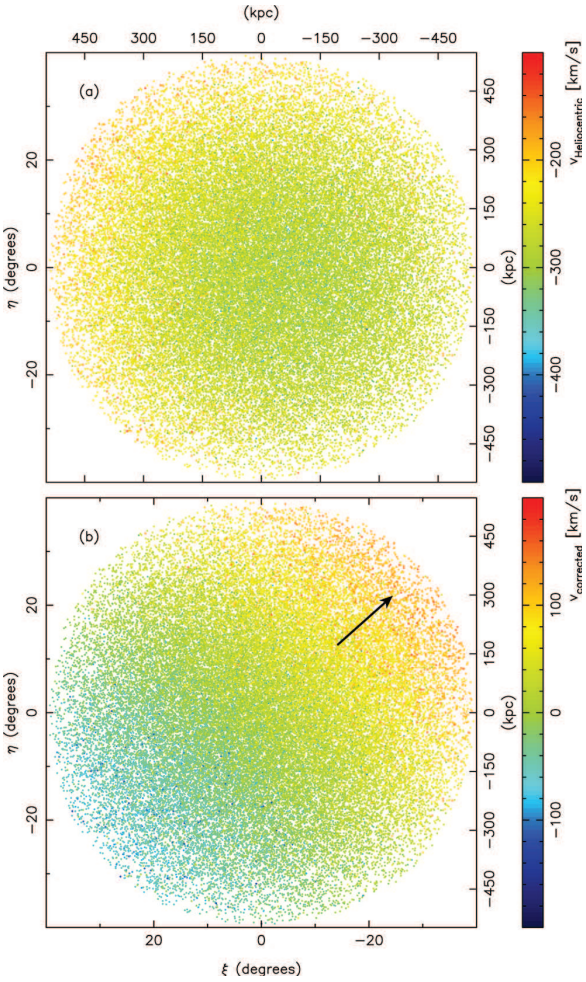

Figure 1. Illustration of the workings of the method. The simple model described in Section 2.3 is used to make a realization of 50 000 satellites which are placed at the distance of M31, and set in motion such that the system possesses the mean motion measured in this contribution. Panel (a) shows the corresponding Heliocentric velocities, which contain a large signal from our motion around the centre of the Milky Way. Once this Solar motion is corrected for (panel b), the bulk motion of the system of satellites becomes apparent as an obvious velocity gradient along the direction of motion of the system (which is indicated by the black arrow). The angular positions (ξ, η) are given in terms of standard coordinates with respect to the centre of M31.

host centre, $R_{\rm lim}$, of the 39 satellites. The small, medium and large grey points correspond, respectively, to $r_{\rm lim}/r_{200} = 1$, $r_{\rm lim}/r_{200} = 2$ and $r_{\rm lim}/r_{200} = 3$ where r_{200} is the virial radius of the host halo.

The transverse velocity is better estimated for $r_{\rm lim}/r_{200} = 2$ than for $r_{\rm lim}/r_{200} = 1$. This is due to the fact that the method needs to sample a large range of lines of sight to be effective. However, this improvement stops being useful when the satellites are too far away from the host because they are not bound to it anymore. The optimum recovery is for $r_{\rm lim}/r_{200} \sim 2$ with a distribution of deviations centred on the correct value to better than 10 $\rm km\,s^{-1}$ with 65 $\rm km\,s^{-1}$ uncertainties in both directions.

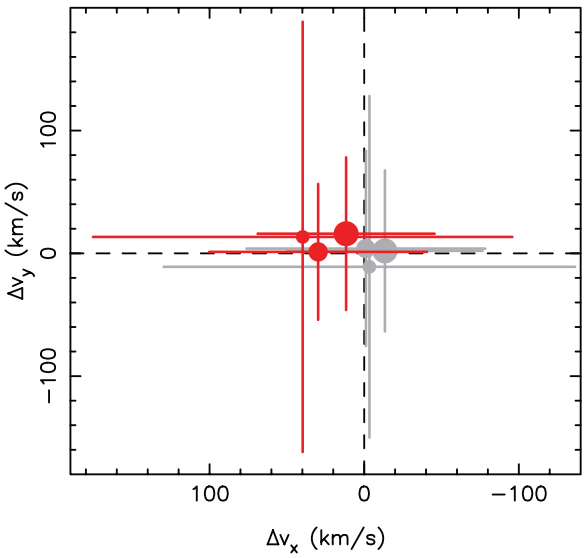

Figure 2. Means and uncertainties of the distribution of deviations of the recovered v_x and v_y with respect to the known ones of the ELVIS simulation, using as probes the 39 most massive satellite haloes within a given limiting radius $R_{\rm lim}$ in the frame of the host. Grey points correspond to the application of the method to 240 isolated halo 'observations', and red points to 24 halo pair 'observations'. The size of the points correspond to the limiting radius: $r_{\rm lim}/r_{200} = 1$ for small points, $r_{\rm lim}/r_{200} = 2$ for medium-sized points, and $r_{\rm lim}/r_{200} = 3$ for the largest points.

2.2.2 *ELVIS: halo pairs*

We now apply the same procedure to the 12 halo pairs of ELVIS. This time, the 'observation' is made from the point of view of an observer located at the centre of the other halo of the pair. This again leads to 24 'observations' of satellite systems. In Fig. 2, the mean deviation of our recovered v_x and v_y with respect to the true relative velocity is plotted in red. The optimum recovery is also attained for $r_{\rm lim}/r_{200} \sim 2$, with a distribution of deviations centred on 15 $\rm km\,s^{-1}$ and $\sigma = 55\,\rm km\,s^{-1}$ in both directions. This slightly smaller σ than in the isolated case is probably due to the limited influence of the environment in the halo pair case. The gravitational effect of the environment is dominated by the second halo in the pair configurations, while for the isolated haloes it varies from case to case.

In summary, the performance of the proposed method is validated by these high-resolution cosmological simulations, and the associated typical error is very reasonable ($\sim$55 $\rm km\,s^{-1}$) with respect to previous studies that used satellites vdMG08 to constrain the M31 proper motion. Moreover, these tests show that our method, which fits a spherically symmetric halo model, works well even when applied to realistic triaxial haloes.

2.3 Testing the method with mock M31 satellite systems

For our observational study, all M31 satellites known to date will be considered: And I, And II, And III, And V, And VI, And VII, And IX, And X, And XI, And XIII, And XV, And XVI, And XVII, And XVIII, And XIX, And XX, And XXI, And XXII, And XXIII, And XXIV, And XXV, And XXVI, And XXVIII, And XXIX, And XXX (Cass II), NGC 147, NGC 185, M32, NGC2 05, IC 10, LGS

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

Table 1. Observational results in terms of Heliocentric velocities, corrected for the LSR rotation and the peculiar motion of the Sun.

Method and selections	East $v_{\mathrm{M31}x}$ ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	North $v_{\mathrm{M31}y}$ ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	Radial $v_{\mathrm{M31}z}$ ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)
39 satellites, $v_{\mathrm{M31}z}$ fixed	-121.0 ± 69.6	80.1 ± 57.8	-103.9 ± 4.0
39 satellites, $v_{\mathrm{M31}z}$ free	-111.1 ± 70.0	100.3 ± 59.8	-87.0 ± 14.0
40 satellites (M31 as a 'satellite')	$\mathbf{-111.5 \pm 70.2}$	$\mathbf{99.4 \pm 60.0}$	$\mathbf{-87.5 \pm 13.8}$
26 satellites (without VTP)	-77.6 ± 70.7	1.2 ± 64.2	-84.0 ± 16.8
30 satellites (velocity limitation)	-171.2 ± 79.5	96.6 ± 68.3	-98.3 ± 15.4

3, Pegasus, IC 1613, M33, Per I, Lac I, Cass III, And XII and And XIV.

The positions on the sky and the line-of-sight velocities of these satellites have been extracted from the recent literature (McConnachie 2012; Collins et al. 2013; Martin et al. 2014). The distances of 11 satellites are also extracted from the same papers, while that of the 25 other satellites have been estimated by Conn et al. (2012). The distances of Lac I, and Cass III are taken from Martin et al. (2013a) and that of Per I from Martin et al. (2013b). As explained in Section 2.1, we will work in a frame centred on the Sun, with the z-axis pointing towards the centre of M31, the x-axis pointing to the east, and the y-axis pointing to the north.

In order to further validate the method, we construct a simple 3D model representing the M31 satellite system observed from a star orbiting in a neighbouring large spiral galaxy. We put 39 satellites in the mock M31 system exactly at the same position with respect to the host as in the observed case. The observer's galaxy is placed at a distance of 783 kpc, with the observer orbiting this galaxy at 8 kpc from its centre, at a circular velocity of $220\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and an (arbitrary) peculiar velocity $(U, V, W)_{\odot} = (10, 10, 10)\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. We then impose the relative velocity between the two large galaxies to be (1) $\boldsymbol{v}_{\mathrm{M31}} = (-100, 100, 100)\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, and (2) $\boldsymbol{v}_{\mathrm{M31}} = (0, 0, 100)\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ to check that a pure radial motion can be recovered by the method. The 39 satellites are located at the mean observed distances from the real M31 system, and a peculiar velocity is randomly drawn in 1000 models from a NFW profile with equation (2). First, we use the same halo parameters as in the following MCMC fit, i.e. $c = 12$, $r_{200} = 300$ kpc and $M_{200} = 1 \times 10^{12}\,\mathrm{M_{\odot}}$. As expected, we then recover in both cases (1) and (2) the transverse component of $\boldsymbol{v}_{\mathrm{M31}}$ with a typical maximum deviation of $\Delta v_{\mathrm{M31x}} = 2.4 \pm 73\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and $\Delta v_{\mathrm{M31y}} = 0.1 \pm 60\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, quite close to the values found in our tests with the ELVIS simulations. This demonstrates that, even with a sparse spatial sampling of only 39 satellites (with only one *spatial* realization compared to the multiple realizations in ELVIS), the method recovers the true transverse velocity with no bias and a reasonable uncertainty.

Then, we check the robustness of the results to a mistaken choice of velocity distribution in equation (2). For this, we construct models with M_{200} varying from 0.7 to $2.0 \times 10^{12}\,\mathrm{M_{\odot}}$, concentrations from 8.0 to 20.0, and virial radii from 200 to 350 kpc. We then apply our MCMC method with the likelihood weighted by the dispersion coming from equation (2) with $c = 12$, $r_{200} = 300$ kpc and $M_{200} = 1 \times 10^{12}\,\mathrm{M_{\odot}}$. The recovered M31 velocity only typically deviates by $0.3\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ from the true ones, with the same dispersion as before. This means that an inadequate choice of halo parameters has a negligible impact on the uncertainties.

We also check the influence of distance uncertainties. We apply our method by using distances drawn from the observational probability density function (PDF) (from Conn et al. (2012) for 25 satellites and from Gaussian PDF built from the observational uncertainties for the others) at each step in our Markov Chains. The typical deviations induced by these uncertainties is only $0.6 \pm 0.1\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ on $\Delta v_{\mathrm{M31}x}$ and $1.5 \pm 2.7\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ on $\Delta v_{\mathrm{M31}y}$. We will use this method, based on the PDF, for the application of the method to the true observations in the next section.

3 RESULTS

3.1 Complete sample of satellites

We use the MCMC method described in the previous section, with 4×10^6 steps, in order to find the parameters $v_{\mathrm{M31}x}$ and $v_{\mathrm{M31}y}$ from equation (1) yielding the highest likelihood weighted by the dispersion of equation (2) as in equation (3), for the observed line-of-sight velocities and for the given 3D positions of the satellites. What is used is actually the full PDF for the distances, taking into account the uncertainties. Each Markov chain will then begin with a random drawing among each of these distance PDFs. We use the halo parameters presented in Section 2.1 to obtain the σ_{r_i}, using equation (2). We correct the peculiar velocities for the motion of the Sun using $U_{\odot} = 11.1^{+0.69}_{-0.75}\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $V_{\odot} + V_{\mathrm{LSR}} = 255.2 \pm 5.1\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and $W_{\odot} = 7.25^{+0.37}_{-0.36}\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ (Schönrich et al. 2010; Reid et al. 2014). Note that we draw a value for $(U_{\odot}, V_{\odot} + V_{\mathrm{LSR}}, W_{\odot})$ at each step of our Markov chain in order to take into account the uncertainties on these parameters. Finally, we force the radial velocity of the M31 system, $v_{\mathrm{M31}z}$, to be the measured radial velocity of the M31 galaxy itself, corrected for the Solar velocity in that direction, i.e. $-103.9 \pm 4.0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. This prior is given as a Gaussian PDF applied to each step of the Markov chain.

The first line of Table 1 yields the resulting corrected velocities: $v_{\mathrm{M31}x} = -121.0 \pm 69.6\ \mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_{\mathrm{M31}y} = 80.1 \pm 57.8\ \mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_t \sim 145\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ (modulus of the transverse component from $v_{\mathrm{M31}x}$ and $v_{\mathrm{M31}y}$) and $v_{\mathrm{M31}z} = -103.9 \pm 4.0\ \mathrm{km\,s^{-1}}$, i.e. the east, north, transverse and radial components, respectively. These values are Galactocentric, i.e. they give the relative motion of the M31 system centre to the MW centre. The Heliocentric velocities, observed from the Sun are, respectively, $23.6 \pm 69.6\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $0.9 \pm 57.8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $\sim 24\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and $-300.0 \pm 4.0\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Note that the typical uncertainties yielded by the MCMC method are of the same order of magnitude as the typical dispersion of the results with respect to the true values in simulations, demonstrating the coherence of the method. These uncertainties are also very similar to those obtained by vdMG08 when applying a different method to the M31 system. In their study, the smaller errors they quote result from measuring a weighted average mean to the results obtained by applying their method to different individual objects such as M33 and objects supposedly outside of the LG.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

3.2 Relaxing the radial velocity constraint

In a second implementation, we relaxed the constraint on the radial velocity $v_{\mathrm{M31}z}$, which is now considered fully as a third unknown in equation (1). Line 2 of Table 1 gives the recovered Galactocentric velocities ($v_{\mathrm{M31}x} = -111.0 \pm 70.0$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = 100.3 \pm 59.8$ km s^{-1}, $v_t \sim 150$ km s^{-1} and $v_{\mathrm{M31}z} = -87.0 \pm 14.0$ km s^{-1}). The Heliocentric values are: $v_{\mathrm{M31}x} = 33.5 \pm 70.1$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = 20.6 \pm 59.8$ km s^{-1}, $v_t \sim 39$ km s^{-1} and $v_{\mathrm{M31}z} = -282.1 \pm 14.4$ km s^{-1}. The 1σ uncertainty of the obtained radial velocity component and of the observed value are overlapping, which provides strong evidence that M31 resides at the centre of its satellite system.

3.3 Andromeda considered as yet another 'satellite' in the halo satellite system

In a third implementation, which we consider as the most robust, we add M31 itself as an additional 'satellite' in the halo with radial velocity -103.9 ± 4.0 km s^{-1}. The MCMC method is thus now applied to a system of 40 satellites. The distance of each satellite from the Sun is drawn at each step from the observational PDF on the distance. Then the distance to the M31 galaxy itself from the centre of the system is drawn from a Gaussian PDF with 25 kpc dispersion, and the distance from each galaxy to the centre of the M31 system is then recomputed. In the case of the M31 galaxy, the distance to itself is obviously zero with no error, and the distance from the centre of the system is just drawn from a Gaussian PDF with 25 kpc dispersion.

The resulting transverse and radial velocities of the M31 system are indicated in the third line of Table 1 ($v_{\mathrm{M31}x} = -111.5 \pm 70.2$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = 99.4 \pm 60.0$ km s^{-1}, $v_t \sim 149$ km s^{-1} and $v_{\mathrm{M31}z} = -87.5 \pm 13.8$ km s^{-1}). The Heliocentric values are: $v_{\mathrm{M31}x} = 33.1 \pm 70.2$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = 19.6 \pm 60.0$ km s^{-1}, $v_t \sim 38$ km s^{-1}, and $v_{\mathrm{M31}z} = -282.6 \pm 14.3$ km s^{-1}.

The velocities are very similar to the ones obtained with 39 satellites, and the error on the radial velocity of the whole M31 system overlaps at the 1σ level with the velocity of the M31 'satellite'. This value is the least model-dependent one, and is based on the largest sample, meaning that the Galactocentric transverse velocity of ~ 149 km s^{-1} is considered as our best estimate.

3.4 Influence of the plane of satellites

It has recently been claimed that approximately 50 per cent of the satellite galaxies of M31 are confined to a vast thin plane (VTP) of satellites (Ibata et al. 2013). The presence of this structure could, in principle, bias our transverse motion estimates, so we decided to also apply the method to the 26 satellites that are not part of the VTP. The recovered values are listed in line 4 of Table 1 ($v_{\mathrm{M31}x} = -77.6 \pm 70.7$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = 1.2 \pm 64.2$ km s^{-1}, $v_t \sim 78$ km s^{-1} and $v_{\mathrm{M31}z} = -84.0 \pm 16.8$ km s^{-1}), corresponding to Heliocentric values of $v_{\mathrm{M31}x} = 67.0 \pm 70.7$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = -78.5 \pm 64.2$ km s^{-1}, $v_t \sim 103$ km s^{-1} et $v_{\mathrm{M31}z} = -279.1 \pm 17.2$ km s^{-1}. The 1σ errors from this and the previous estimations based on 39 and 40 objects are overlapping. Since the VTP has a north–south orientation, a lot of information has nevertheless been lost, and the north component $v_{\mathrm{M31}y}$ has been the most affected.

Nevertheless, to be sure that a corotating plane cannot substantially affect the results, we have applied our method on satellite planes selected from the ELVIS simulations. Once again, the 24 isolated haloes are 'observed' from 10 different MW-like points of view. We first define an edge-on plane of satellites, by selecting the set of 13 satellite haloes that have velocities most consistent with being in corotation with thickness <20 kpc (but no mass criterion is used for the selection). The simulation is then rotated so that the plane is seen edge-on in the north–south direction to the fictitious observer. To obtain a full sample of 39 satellites, we complement the corotating sample by adding in the 26 most massive satellites from the simulation. This selection procedure therefore produces systems with an apparent corotating plane of satellites similar to that of M31, and with coherent dynamics. Note that the maximum distance of satellites from the host is always limited to 2 virial radii. We applied the method to the 240 observations. The mean deviation of our recovered v_x and v_y parameters with respect to the known relative velocity of the isolated host is $\Delta v_x = -4.0 \pm 89.6$ km s^{-1} and $\Delta v_y = 52.1 \pm 87.6$ km s^{-1}. The uncertainties are $\sim$15 km s^{-1} larger than those obtained in Section 2.2, which seems reasonable given that we have forced a correlation in the data. In the direction perpendicular to the plane (v_x), we recover the correct velocity, yet even in the direction parallel to the edge-on plane (v_y), our strict selection has only a limited impact since the systematic deviation is smaller than the uncertainties. Consequently, we see that even with 13 satellites in a 3D corotating plane, the method is robust enough to find the tangential velocity of the host halo.

3.5 Influence of the satellites with high velocities

It was shown previously in section 2.3 that the assumed velocity distribution has little impact on the obtained result even when wrong values for the velocity distribution parameters in equation (2) are used. However, the true halo mass has another effect, namely its capacity to bind satellites. Given a certain halo profile, the speed of a satellite can be too high for it to be bound to the system, namely when it exceeds the escape speed

$$v_{\mathrm{esc}} = \sqrt{\frac{2\,G\,M_{200}}{r}}\,. \tag{4}$$

This can be the case for satellites that have just arrived and are passing by, or if they have undergone strong interactions involving a gravitational kick. In such a situation, the method clearly sees the given line-of-sight velocity of the satellite as an exception and attempts to minimize the deviation. Previous tests on cosmological simulations have shown that this was, in principle, not a big issue, mainly because such exceptions tend to compensate each other. We nevertheless decided to make a further measurement, restricting our sample to satellites with

$$v_{\mathrm{esc}} > \sqrt{3}\,|v_{\mathrm{los}} - v_{\mathrm{M31}z}|\,, \tag{5}$$

following the criterion of McConnachie (2012) where the escape speed is calculated for the NFW model used in the MCMC method. This criterion limits our sample to 30 satellites where And XIX, And XX, And XXII, And XXIV, And XXV, AndXXX, Pegasus, M33, And XII and And XIV are excluded. The mock M31 model used in the previous section is used again with 30 satellites, and it is then found that the associated sparse sampling induces a systematic deviation from the true transverse velocity, $\Delta v_{\mathrm{M31}x} = 38.6 \pm 50.1$ km s^{-1}, $\Delta v_{\mathrm{M31}y} = -12.5 \pm 41.5$ km s^{-1} and $\Delta v_{\mathrm{M31}z} = -2.5 \pm 11.8$ km s^{-1}. This is because the observational criterion to exclude galaxies depends on the line of sight, and on the actual orientation of the velocity vector of the satellite. We subtract theses systematic deviations from our obtained results, and report the final values in the final line of Table 1 ($v_{\mathrm{M31}x} = -171.2 \pm 79.5$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = 96.6 \pm 68.3$ km s^{-1}, $v_t \sim 197$ km s^{-1} and

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

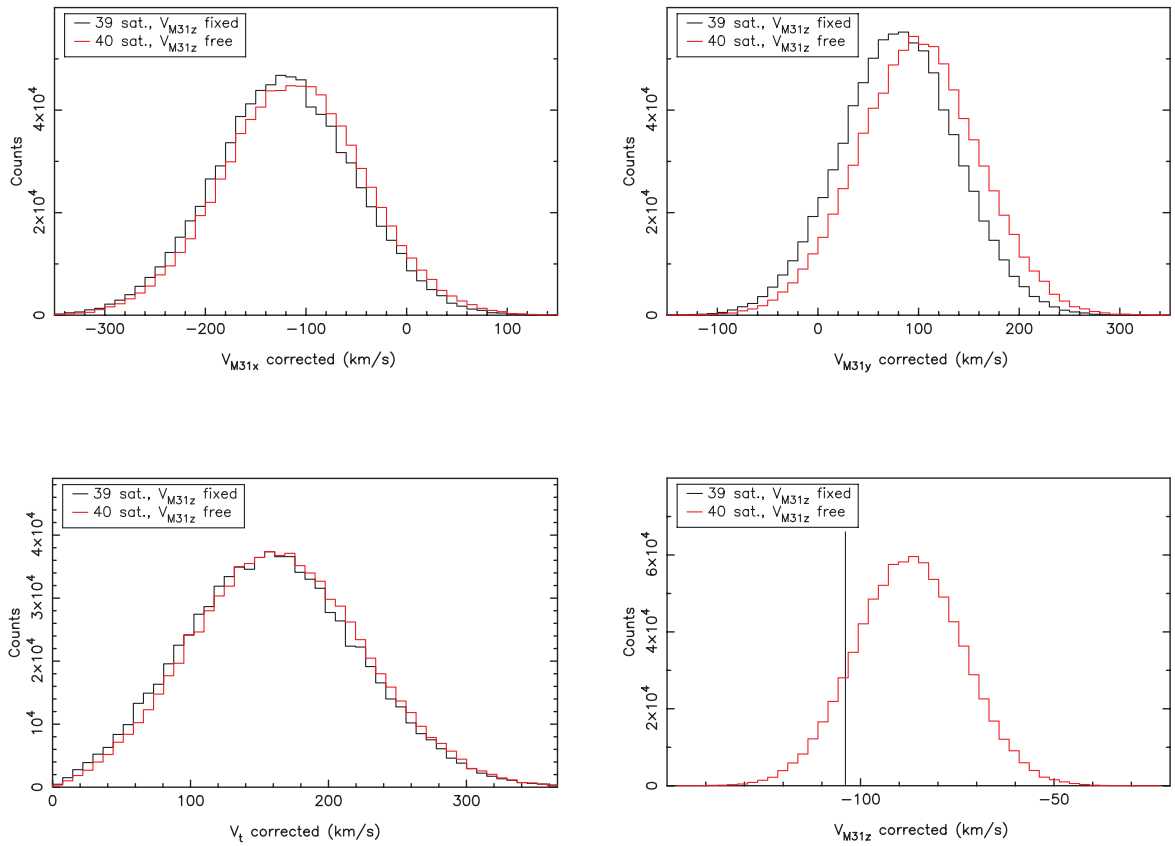

Figure 3. Probability density functions of the motion of the M31 system for $v_{\mathrm{M31}x}$, $v_{\mathrm{M31}y}$, v_t and $v_{\mathrm{M31}z}$ resulting from our MCMC method. The black line represents the PDFs for 39 satellites when $v_{\mathrm{M31}z}$ is fixed whereas the red line traces the PDFs for 40 objects (39 satellites plus M31) with $v_{\mathrm{M31}z}$ considered as a free parameter. In the bottom right-hand panel, the vertical line shows the fixed value of $v_{\mathrm{M31}z}$ for the experiment with 39 satellites.

$v_{\mathrm{M31}z} = -98.3 \pm 15.4\ \mathrm{km\,s^{-1}}$). The Heliocentric values are: $v_{\mathrm{M31}x} = -26.6 \pm 79.5\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_{\mathrm{M31}y} = 16.9 \pm 68.3\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_t \sim 31\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and $v_{\mathrm{M31}z} = -293.3 \pm 15.8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. Because of the reported systematic deviations that we had to subtract from our results, we consider this case less reliable than the previous ones. Indeed, a slight increase of the mass of the halo would allow almost all satellites to be bound, thus getting back to the previous cases, without any systematic bias on the result.

The effect of outliers in a sample can also be assessed in an automatic way (Sivia & Skilling 2006). To this end, we adopted the 'conservative formulation' of Sivia & Skilling (2006), which involves a modification of the likelihood equation (equation 3), where the contribution of outliers are marginalized in the calculation:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{n_{\mathrm{sat}}} \left\{ -\ln(\sigma_{r_i}\sqrt{2\pi}) + \ln\left[1 - e^{(-T_i^2/2)}\right] - \ln\left(T_i^2\right) \right\}, \quad (6)$$

where $T_i = (v_{\mathrm{MCMC}_i} - v_{\mathrm{obs}_i})/\sigma_{r_i}$. We first applied this method to the satellites of the 24 ELVIS-isolated haloes observed from 10 different MW-like points of view (as previously selected in Section 2.2). For the two parameters of interest, v_x and v_y, we obtained the same central values. The uncertainties are about 5 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ larger than those calculated with the standard likelihood formulation (equation 3). Then, to compare the two methods on the observations, we applied the 'conservative formulation' to the complete sample of 40 satellites where the third parameter (v_z) is also relaxed. The Heliocentric values are: $v_{\mathrm{M31}x} = 55.1 \pm 133.6\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_{M31y} = 12.6 \pm 107.8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_t \sim 56\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and $v_{\mathrm{M31}z} = -277.1 \pm 24.8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ (corresponding to Galactocentric velocities of: $v_{\mathrm{M31}x} = -89.5 \pm 133.6\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_{\mathrm{M31}y} = 92.3 \pm 107.8\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, $v_t \sim 129\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and $v_{\mathrm{M31}z} = -82.0 \pm 24.6\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). These values are in good agreement with the values calculated with the standard likelihood formulation (which are listed in the third line of Table 1). Thus, the central values obtained both on cosmological simulations and observations are consistent, which proves that our approach is robust to the presence of outliers. Nevertheless, the uncertainties are significantly larger with the 'conservative formulation', which is what is expected with this method (Sivia & Skilling 2006), as it effectively reduces the information content of the data.

3.6 Summary of results

The above discussion motivates us to consider the samples with 39 or 40 satellites (i.e. the samples without object rejection) as the preferred configurations; the probability density functions derived from our MCMC chains from the analyses of these samples are shown in Fig. 3. The spatial distribution of corrected velocities, and velocity residuals for the full sample of 40 satellites is shown in Fig. 4. Along the direction of motion our method infers (arrow in

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

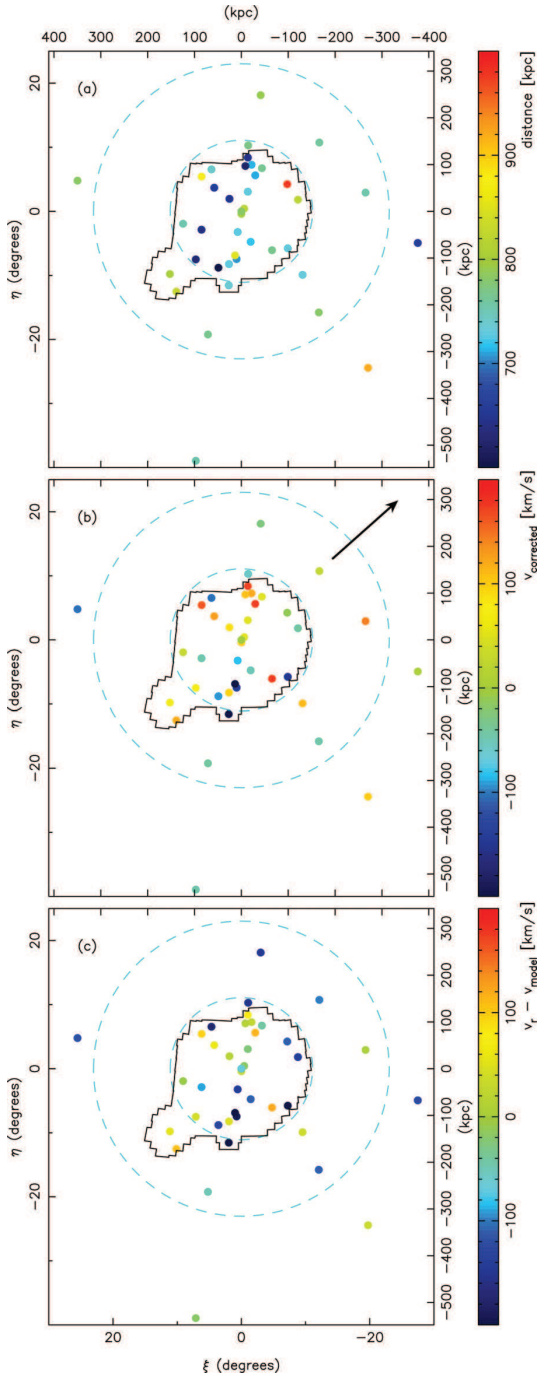

Figure 4. Properties of the real satellite sample: (a) the most likely Heliocentric distances, (b) the radial velocity corrected for the Solar motion (compare to Fig. 1b), (c) the residuals with respect to the best-fitting model. The most robust direction of motion recovered by our method is shown with an arrow in (b); while not completely straightforward to interpret visually due to the multidimensionality of the information, it can be seen to correspond to a direction along which the velocity gradient is high. The dashed-line circles mark 150 and 300 kpc ($\approx r_{200}$), while the irregular polygon delineates the boundary of the PAndAS survey. (ξ, η) are standard coordinates centred on M31.

panel b), one can notice visually a velocity gradient by eye. Once this model for the motion is removed (panel c) no large-scale pattern in the residuals is evident. It is interesting to note from panel (c) that after accounting for the bulk motion of the system, some of the kinematic coherence of the VTP is lost: while the VTP satellites to the south of M31 predominantly have negative velocities (blue), the Northern satellites no longer have large positive velocities (cf. Ibata et al. 2013).

4 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We have shown that the method we have developed allows the 3D velocity of the halo to be measured accurately. Our tests using the ELVIS suite of simulations gave rise to uncertainties on the transverse motion of less than 65 km s^{-1}, irrespective of whether the haloes were isolated or in LG-type pairs. The further tests, building models similar to the observations allowed us to demonstrate that the particular sky positions that the current sample of satellites are situated at, do not give rise to significant biases in the measured proper motion. Our model also showed that an incorrect estimate of the parameters of the NFW input model (M_{200}, r_{200}, c and 3D position) has a negligible effect on our results. In contrast, the uncertainties on the 3D motion of the Sun within the Milky Way can cause significant systematic errors. For instance, lowering the tangential motion of the observer by 35 km s^{-1}, causes the motion of the Andromeda system to fall by 15 km s^{-1}.

Due to their enormous masses, the haloes of giant galaxies should dominate their environment, so we may expect it to be natural that the baryonic disc formed at the centre of this structure. This was the basis for our first set of measurements, where we analysed the motions of the 39 satellites, assuming that the radial velocity of the halo shares the radial velocity of M31 itself. In this way the motion of the system was established.

In a second set of measurements, we dropped the requirement for the radial velocity of M31 and the larger system to be identical. M31 was then considered to be just another satellite particle within this system. By analysing several selections of satellites, we are able to demonstrate the good coherence and stability of our results.

When placed into the Heliocentric frame, our measurements are mostly in good agreement with the earlier study of vdMG08, see Fig. 5, based on a much smaller sample of satellites. However, we are forced to draw different conclusions to vdMG08, partially due to recent improvements in the determination of the Solar motion. The remaining differences are in the measurements themselves. In Fig. 5, the most discrepant of the measurements by vdMG08 from our results is that due to the 'outer LG galaxy sample', and it is this estimate that contributes most to the vdMG08-weighted average. However, their outer LG galaxy sample consists of only five galaxies, and given the statistical nature of their test, there are strong grounds to be concerned about the tiny sample size. While the *HST* measurements shown in Fig. 5 pertain to the motion of M31 rather than that of the whole system, we note that the *HST* disc field measurement is completely consistent with our findings. As noted in Section 1, it is possible that the spheroid field could contain some unidentified kinematic substructure that biases that measurement, and current dynamical models of the giant stellar stream may be incomplete.

Another interpretation of the kinematics of the M31 satellite system is that the observed velocity gradient reflects some intrinsic rotation of the halo. This possibility was explored recently by Deason, Belokurov & Evans (2011), who found the need for a rotation of $v_\phi = (62 \pm 34)\,(R/10\,\mathrm{kpc})^{-1/4}$ km s^{-1}, where R is the projected

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

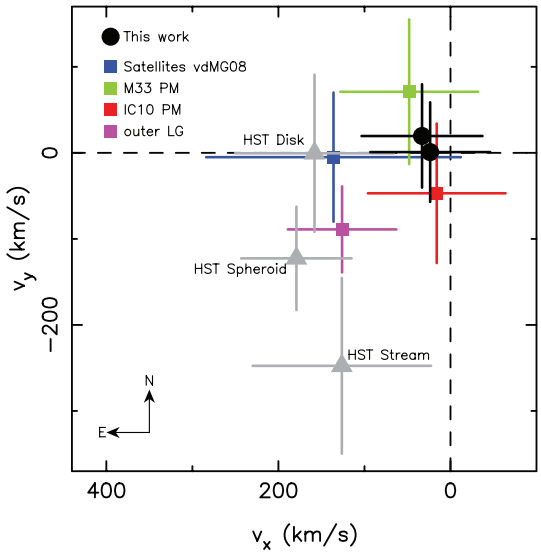

Figure 5. Heliocentric transverse velocities of the M31 system and M31 itself. The results of the present study for 39 satellites with $v_{\mathrm{M31}z}$ fixed, and for 40 satellites with $v_{\mathrm{M31}z}$ as a free parameter are shown with large black circles. For comparison, we also show the different estimations of the Heliocentric transverse motion of the M31 complex measured by vdMG08 with squares of different colours. The vdMG08 satellite sample is shown in blue, the constraint from M33 in green, the constraint from IC10 in red, and the constraint from the outer Local Group sample in magenta. The proper motion measurements of M31 stars from the three deep *HST* fields studied by van der Marel et al. (2012) are shown in grey. These three *HST* field values are shown shifted to reflect the M31 centre of mass motion, i.e. the *HST* PMs are corrected for the internal kinematics model and the viewing perspective.

radius from the axis of rotation. It seems difficult to disentangle such a rotation from a bulk motion such as that considered in the present contribution, as the two effects will be quite similar. However, we note that in Section 2.2, we calibrated our method against cosmological simulations that do have rotation, and found no significant bias. Moreover, in Section 3.4, when we artificially imposed the presence of a plane of satellites, we found only a slight effect, contained within the range of uncertainties, on the recovered tangential velocity.

4.1 Implications

The inferred transverse motion reported in this contribution turns out to be surprisingly high. The value of what we consider to be the most robust velocity measurement, corrected for the Solar motion, is $(-111.5 \pm 70.2,\ 99.4 \pm 60.0,\ -87.5 \pm 13.8)$ km s^{-1}, in the east, north, and radial directions, respectively. Note that the radial velocity of the M31 system, determined in this way, lies within 1σ of the radial velocity of M31 corrected for the Solar motion (-103.9 ± 4.0 km s^{-1}). This suggests that M31 does indeed share the same kinematics as the M31 system of satellites, and the dominant dark matter halo.

The transverse motion of the complex turns out to be somewhat larger than the radial motion. By comparing the MCMC likelihood ratios, we find that a radial orbit with respect to the Milky Way is ~ 12 times less likely than the measured motion. The direction of this motion, almost normal to the supergalactic plane (and directed away from it), is in excellent agreement with the prediction of transverse motion by Peebles et al. (2001), based on the action principle. Using the positions and redshifts of the principal galaxies out to 20 Mpc, they predict the local distribution of mass and estimate the transverse velocity for a number of galaxies. According to their calculations, Andromeda should have a transverse velocity of 150 km s^{-1} directed either towards or away from the supergalactic plane. Given this agreement with a large transverse velocity, it will be interesting to investigate how this non-radial velocity affects the analysis of the LG mass, via the timing argument (e.g. Peñarrubia et al. 2014).

Over time, galaxies acquire angular momentum from the various gravitational interactions they have with their neighbouring galaxies. Even if part of the torque is 'absorbed' by the dark matter halo (Barnes 1988), some fraction is imparted on to the baryonic structures. Thus, following the approach pioneered by Raychaudhury & Lynden-Bell (1989), it is possible to estimate the magnitude of the tidal forces imparted on the LG over the course of its past evolution. These authors showed that the torque imparted on the Milky Way and Andromeda, caused by the action of external galaxies (within 10 Mpc), is not negligible at $z = 0$. They estimated that the resulting transverse velocity of M31 should correspond to approximately 40 km s^{-1}. According to the uncertainties, this value is 2σ lower than what we find in this study. However, it shows that a transverse velocity of M31 can be expected to arise from the tidal field that the LG is subject to. It is worth noting that the number, distances and masses of nearby galaxies have been significantly updated since that earlier work was published, which may be interesting to re-examine in the light of modern data.

The transverse motion of the M31 satellite system revealed by our study should also be placed in its context in terms of the dynamics of objects in their environment *within* the LG. Our result is effectively a measurement relative to the motion of the Milky Way (and within the uncertainties of the Sun's motion). So the motion of the Milky Way is implicitly subsumed within our analysis. However, recently Besla et al. (2012) have suggested that the mass of the Large Magellanic Cloud (LMC) is of the order of 10^{11} M$_\odot$. The LMC appears to be on its first passage around our Galaxy, on an orbit that exceeds 6 Gyr, and with a radial velocity whose present magnitude exceeds 300 km s^{-1}. Qualitatively, this means that if the total halo mass of the Milky Way lies in the vicinity of 1×10^{12} M$_\odot$, our Galaxy may have accelerated up to a velocity of $\sim$60 km s^{-1} in the direction of the LMC. This back-of-the-envelope estimate is consistent with recent findings by Gómez et al. (2015), who estimate an upper limit of this velocity of 75 km s^{-1}. In subsequent work, it will be interesting to examine the possible effect of the LMC on our measurement of the space velocity of the M31 system.

The projection on to the sky of the velocity of the M31 system that we have measured is aligned with the vector connecting M33 to M31. This orientation may not be fortuitous given that M33 is the third most massive galaxy in the LG, and that its accretion during the formation of the M31 system may have changed the internal dynamics of the system. The proper motion of M33 has been measured by Brunthaler et al. (2005). Using that proper motion study, Loeb et al. (2005) placed constraints on the proper motion of M31. They found an amplitude of 100 ± 20 km s^{-1}, consistent with our results. In the Heliocentric frame, we find $v_{\mathrm{M31}x} = 33.1 \pm 70.2$ km s^{-1}, $v_{\mathrm{M31}y} = 19.6 \pm 60.0$ km s^{-1}, which is not in the north-west direction excluded by Loeb et al. (2005). It will be interesting to re-explore this issue with orbital models of M33 within the M31 system using the kinematics that we have determined. The impact of this satellite galaxy on the Andromeda system can thereby be quantified.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

Finally, it will be very interesting to examine whether the transverse motion that we have detected calls into question whether the LG is gravitationally bound. Indeed, is it instead just a 'Local Flyby'? If we consider that the Andromeda system really does have the velocity that we have measured, simple orbital calculations (integrating the equations in Partridge, Lahav & Hoffman 2013), show that the distance of closest approach between the two galaxies is ≈550 kpc. Setting up a hydrodynamical simulation with a similar approach to (Cox & Loeb 2008) would allow the exploration of the interaction, including the investigation of the intensity of tidal forces on the two galaxies.

ACKNOWLEDGEMENTS

RI would like to thank Jorge Peñarrubia for several very insightful conversations.

REFERENCES

Barnes J. E., 1988, ApJ, 331, 699
Besla G., Kallivayalil N., Hernquist L., van der Marel R. P., Cox T. J., Kereš D., 2012, MNRAS, 421, 2109
Brunthaler A., Reid M. J., Falcke H., Greenhill L. J., Henkel C., 2005, Science, 307, 1440
Brunthaler A., Reid M. J., Falcke H., Henkel C., Menten K. M., 2007, A&A, 462, 101
Collins M. L. M. et al., 2013, ApJ, 768, 172
Conn A. R. et al., 2012, ApJ, 758, 11
Cox T. J., Loeb A., 2008, MNRAS, 386, 461
Darling J., 2011, ApJ, 732, L2
de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H. G., Jr, Buta R. J., Paturel G., Fouqué P., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Springer-Verlag, Berlin
Deason A. J., Belokurov V., Evans N. W., 2011, MNRAS, 411, 1480
Fardal M. A. et al., 2013, MNRAS, 434, 2779
Garrison-Kimmel S., Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Lee K., 2014, MNRAS, 438, 2578
Gilbert K. M. et al., 2007, ApJ, 668, 245
Gillessen S., Eisenhauer F., Fritz T. K., Bartko H., Dodds-Eden K., Pfuhl O., Ott T., Genzel R., 2009, ApJ, 707, L114
Gómez F. A., Besla G., Carpintero D. D., Villalobos A., O'Shea B. W., Bell E. F., 2015, ApJ, 802, 128
Ibata R. A. et al., 2013, Nature, 493, 62
Ibata R. A. et al., 2014, ApJ, 780, 128
Loeb A., Reid M. J., Brunthaler A., Falcke H., 2005, ApJ, 633, 894
Łokas E. L., Mamon G. A., 2001, MNRAS, 321, 155
Martin N. F., Ibata R. A., McConnachie A. W., Mackey A. D., Ferguson A. M. N., Irwin M. J., Lewis G. F., Fardal M. A., 2013, ApJ, 776, 80
McConnachie A. W., 2012, AJ, 144, 4
McConnachie A. W. et al., 2009, Nature, 461, 66
McConnachie A. W., Ferguson A. M. N., Irwin M. J., Dubinski J., Widrow L. M., Dotter A., Ibata R., Lewis G. F., 2010, ApJ, 723, 1038
Martin N. F. et al., 2013a, ApJ, 772, 15
Martin N. F. et al., 2013b, ApJ, 779, L10
Martin N. F. et al., 2014, ApJ, 793, L14
Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493
Partridge C., Lahav O., Hoffman Y., 2013, MNRAS, 436, L45
Peebles P. J. E., Phelps S. D., Shaya E. J., Tully R. B., 2001, ApJ, 554, 104
Peñarrubia J., Ma Y.-Z., Walker M. G., McConnachie A., 2014, MNRAS, 443, 2204
Raychaudhury S., Lynden-Bell D., 1989, MNRAS, 240, 195
Reid M. J. et al., 2014, ApJ, 783, 130
Schönrich R., Binney J., Dehnen W., 2010, MNRAS, 403, 1829
Sivia D. S., Skilling J., 2006, Data Analysis: a Bayesian Tutorial. Oxford Univ. Press, Oxford
Slipher V. M., 1913, Lowell Obs. Bull., 2, 56
Sohn S. T., Anderson J., van der Marel R. P., 2012, ApJ, 753, 7
van der Marel R. P., Guhathakurta P., 2008, ApJ, 678, 187 (vdMG08)
van der Marel R. P., Fardal M., Besla G., Beaton R. L., Sohn S. T., Anderson J., Brown T., Guhathakurta P., 2012, ApJ, 753, 8
Watkins L. L., Evans N. W., An J. H., 2010, MNRAS, 406, 264

This paper has been typeset from a TEX/LATEX file prepared by the author.

Downloaded from http://mnras.oxfordjournals.org/ by guest on January 20, 2016

En science comme ailleurs, l'inertie intellectuelle, la mode, le poids des institutions et l'autoritarisme sont toujours à craindre.

Patience dans l'azur, **Hubert Reeves**.

Quatrième partie

Prospectives et conclusion

Sommaire

16 Etudes morphologiques **129**

16.1 Hypothèse oblate 129

16.2 Application aux galaxies naines de la Voie Lactée 130

16.3 Application aux galaxies massives d'amas 130

16.4 Caractérisation individuelle des satellites 132

17 Cinétique des systèmes **134**

17.1 Transformation de la méthode de détermination de la vitesse M31 . . 134

17.2 Implication sur la dynamique locale 135

18 Détermination précise de la masse des binaires **136**

19 Conclusion **139**

Références **141**

16 Etudes morphologiques

16.1 Hypothèse oblate

Dans la partie II, nous avons développé une méthode permettant de récupérer l'ellipticité intrinsèque des galaxies naines sphéroïdales (dSphs). Cela permet d'estimer la déformation interne de ces objets. Nous savons que la forme absolue d'une dSph est inaccessible. Toutefois, en prenant quelques hypothèses, une modélisation de la distribution de l'ellipticité intrinsèque est possible. Pour ce faire, basés sur les résultats cosmologiques, nous avons postulé une forme globale prolate des dSphs. C'était une hypothèse tout à fait raisonnable puisque les dispersions internes de vitesses sont très importantes comparées à celles de la rotation.

Cependant, les différentes modélisations baryoniques N-corps actuelles de formations de galaxies naines sphéroïdales adoptent toutes des conditions initiales avec un disque, donc un fort moment angulaire. Cette condition initiale est justifiée par l'évolution classique de la morphologie des galaxies. Nous pouvons émettre des doutes sur le fait que l'évolution morphologique des galaxies naines suive le même schéma que les galaxies de masses plus élevées. Mais de ce fait, une origine en forme de disque va avoir tendance à privilégier une forme oblate pour les galaxies naines dans leur stade d'évolution finale. Ainsi, l'obtention d'une forme oblate, même si elle peut être justifiée parait "forcée". Une telle forme émane plus naturellement lors d'une accrétion. En effet, suivant l'angle sous lequel la fusion de deux galaxies naines se déroule et éventuellement leur sens de rotation interne, l'apport d'un moment angulaire supplémentaire peut justifier une forme oblate

Il serait donc intéressant de réaliser une étude, avec une méthode similaire à celle que nous avons développée mais cette fois en essayant de retrouver une forme oblate. La démarche globale reste la même mais les équations sont modifiées. En effet, il n'y a plus deux axes mineurs connus et un grand axe qu'il faut chercher mais l'inverse, deux axes majeurs connus et un petit axe qu'il faut chercher. Une fois la distribution de l'ellipticité intrinsèque des galaxies dSphs du système Andromède obtenue avec l'hypothèse d'être en présence d'objets oblates, appliquer notre procédure de re-projection à partir d'un modèle (voir section 8) permettrait d'avoir une idée de la distribution observée. Cette dernière pourrait alors être comparée avec la distribution reprojetée déterminée sous l'hypothèse d'une forme prolate des dSphs. Ainsi, notre intuition que la forme prolate est privilégiée pourrait être vérifiée.

Enfin, comme une géométrie s'explique par un processus de formation et d'évolution différent, l'orientation des dSphs pourrait donc différer suivant la méthode appliquée.

Nous pouvons par exemple imaginer une disposition radiale pour une galaxie privilégiant une forme oblate et pas encore suffisamment perturbée. A contrario, les galaxies prolates pourraient être disposées plus tangentiellement, ayant a priori subies suffisamment d'interactions pour avoir atteint le stade ultime d'évolution et se trouvant en orbite proche autour de la galaxie hôte.

16.2 Application aux galaxies naines de la Voie Lactée

La déprojection des galaxies naines sphéroïdales a été réalisée sur celle du système de satellites de M31. Les caractéristiques observationnelles de ces derniers ont été définies rigoureusement grâce à un relevé très profond et une étude bayésienne des surdensités des cartes. Mais la principale raison ayant mené à l'étude de cette population en particulier est que nous possédons des mesures de distances très précises via les calculs d'atténuations photométriques. Comme le nombre de satellites était élevé et que les tests sur notre modèle n'ont pas révélé de biais quant à la répartition spatiale, nous avons considéré que l'échantillon était représentatif d'une population type de dSphs.

Toutefois, il serait utile de vérifier cette assertion en appliquant la technique à une simulation cosmologique incluant la physique des baryons. Observationnellement, savoir si les galaxies naines de la Voie Lactée partagent une distribution intrinsèque d'ellipticité similaire à celle d'Andromède peut nous apporter beaucoup d'informations. D'abord, cela caractériserait la population des dSphs de l'ensemble du Groupe Local et confirmerait une histoire de formation commune. Mais surtout, une distribution commune aux deux populations de dSphs autour de deux galaxies hôtes attesterait l'universalité d'un mécanisme d'accrétion des sous-halos.

Il est plus difficile d'obtenir des distances aussi homogènes pour les satellites de la Voie Lactée que pour ceux d'Andromède en raison de la diversité des relevés, des lignes de visées et donc des milieux traversés très différents. Mais la position centrale de l'observateur par rapport aux satellites de la Galaxie est aussi un avantage. En effet, l'information la plus utile à notre méthode est la position relative des objets par rapport à l'hôte. Or, étant proches et tout autour de nous, les satellites ont, dans le ciel, des positions bien définies. Ainsi, il est probable que le défaut de précision sur les distances soit compensé par la variété des lignes de visées.

16.3 Application aux galaxies massives d'amas

L'étendue du champ d'application de notre méthode de déprojection pourrait même être portée à une tout autre échelle au delà de Groupe Local. En effet, la structure à z

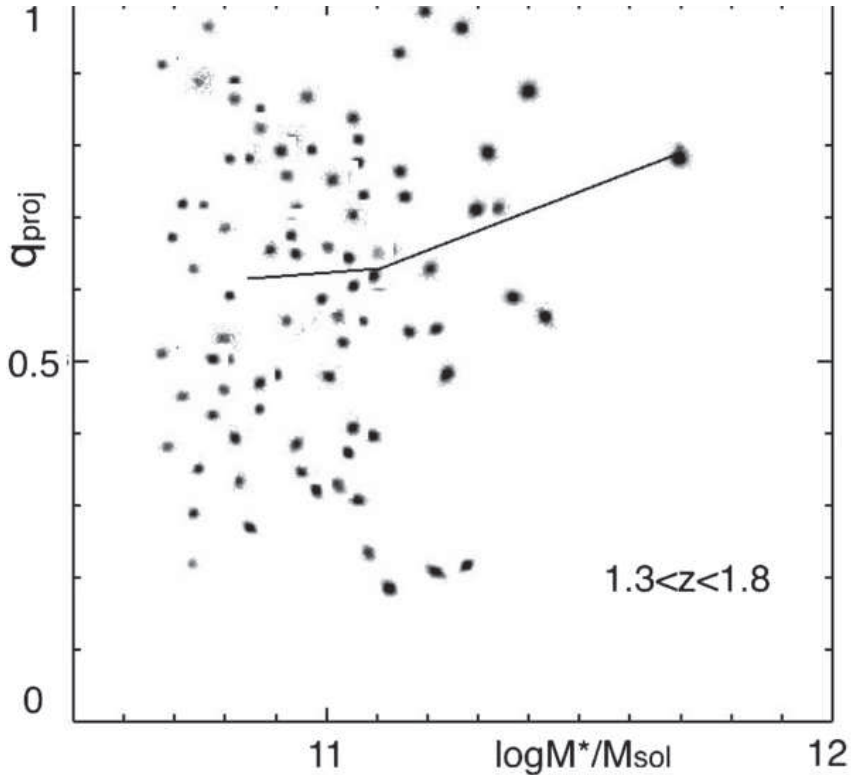

FIG. 38 – Répartition du rapport d'axes apparent en fonction de la masse des galaxies d'un échantillon observationnel d'objets compris entre z = 1.3 et z = 1.8 (Chang et al. 2013). La ligne symbolise la médiane des valeurs des rapports d'axes.

~ 2 des galaxies massives et passives d'amas est sujette à de nombreux débats. De la morphologie découle de multiples relations comme celle avec la densité ou encore avec le taux de formation stellaire (van der Wel et al. 2010). Certains auteurs défendent que ce type d'objets sont principalement des disques qui évoluent progressivement vers une forme plus arrondie (van der Wel et al. 2011). À l'opposé, d'autres comme Lee et al. (2013) penchent plutôt en faveur de galaxies de type sphéroïdal. En particulier, Chang et al. (2013) utilisent le profil de luminosité pour obtenir la forme projetée des galaxies dont le redshift est compris entre $0.6 < z < 1.8$. Dans cet échantillon, les galaxies les plus massives apparaissent en projection majoritairement rondes quelque soit l'époque cosmique d'observation. Cela est crucial dans la compréhension de l'évolution des galaxies puisque ce résultat suggère une limite en masse pour la formation d'un disque, indépendamment du temps d'évolution. Dans la figure 38 par exemple, cet effet est visible pour un échantillon entre $1.3 < z < 1.8$. Le rapport d'axes q est défini comme le rapport entre l'axe mineur sur l'axe majeur. Cependant, l'obtention de cette relation se base sur la morphologie apparente. Afin de valider cette assertion, il serait intéressant de regarder à quel point ces objets possèdent réellement une géométrie intrinsèque sphérique.

Pour disposer d'un grand échantillon de galaxies massives à $z > 1$ et avoir l'assu-

rance de l'appartenance de chaque galaxie à son amas, nous pouvons utiliser le plus profond relevé spectroscopique actuel réalisé avec le télescope Hubble : CANDELS (Skelton et al. 2014). Les paramètres structurels peuvent être obtenus à partir du profil de lumière projeté, ajusté avec un profil de Sersic grâce à l'outil GALFIT. Ce dernier fournit directement le rapport d'axe q. Un catalogue des paramètres ainsi dérivés a été élaboré par van der Wel et al. (2012). Pour appliquer notre méthode, les deux catalogues peuvent être croisés afin de cibler les objets dont nous avons toutes les informations. Enfin, les différentes directions du grand axe dont nous avons besoin pour appliquer notre méthode seraient évaluées en fonction du centre des amas. Nous sommes bien conscients que les incertitudes se révèleront être sûrement importantes. Toutefois, le nombre d'objets utilisés sera lui aussi bien plus élevé que dans le Groupe Local ce qui pourrait rééquilibrer la donne.

16.4 Caractérisation individuelle des satellites

De retour à nos échelles préférentielles, la figure 32 laisse présumer une tendance pour les galaxies naines sphéroïdales appartenant au grand plan fin à être plus étirées lorsqu'elles se rapprochent d'Andromède. Cette propriété paraît logique puisque les forces de marée exercées par la galaxie centrale augmentent avec la diminution de la distance radiale. De plus, supposant la stabilité du plan, il existe une forte chance pour que les dSphs les plus proches soient celles qui ont été accrétées le plus tôt. Elles ont alors eu le temps de migrer progressivement vers le centre par l'effet de la friction dynamique. C'est donc les satellites qui ont subi le plus longtemps les effets gravitationnels du halo dans lequel ils sont incrustés. Cependant, lorsque les 25 dSphs de l'étude sont considérées, la corrélation visible sur la figure 32 reste faible puisqu'elle paraît fortement bruitée. En effet, la dispersion en ellipticité de l'ensemble sur les intervalles de 0 à 150 kpc, de 150 à 200 kpc et de 200 à 500 kpc paraît quasiment identique. C'est à dire que des galaxies éloignées peuvent quand même privilégier des ellipticités élevées. Plusieurs scénarios sont envisageables notamment en imaginant des orbites particulières comme par exemple des galaxies étant passées proches du halo de la Voie Lactée, les backsplashs (Teyssier et al. 2012).

Ces hypothèses laissent entendre qu'il pourrait être possible de relier la forme de la composante visible des dSphs avec leur orbite. Il serait donc intéressant de constater cette éventuelle relation sur des simulations cosmologiques. Un outil actuellement majeur pour l'étude de telles propriétés est la simulation Illustris récemment rendue libre d'accès (Nelson et al. 2015, voir la figure 39). C'est une des première simulation à une telle résolution intégrant simultanément la matière noire, l'hydrodynamique et la physique baryonique. Ainsi, en se plaçant au centre d'un halo hôte, le suivi d'un sous-halo

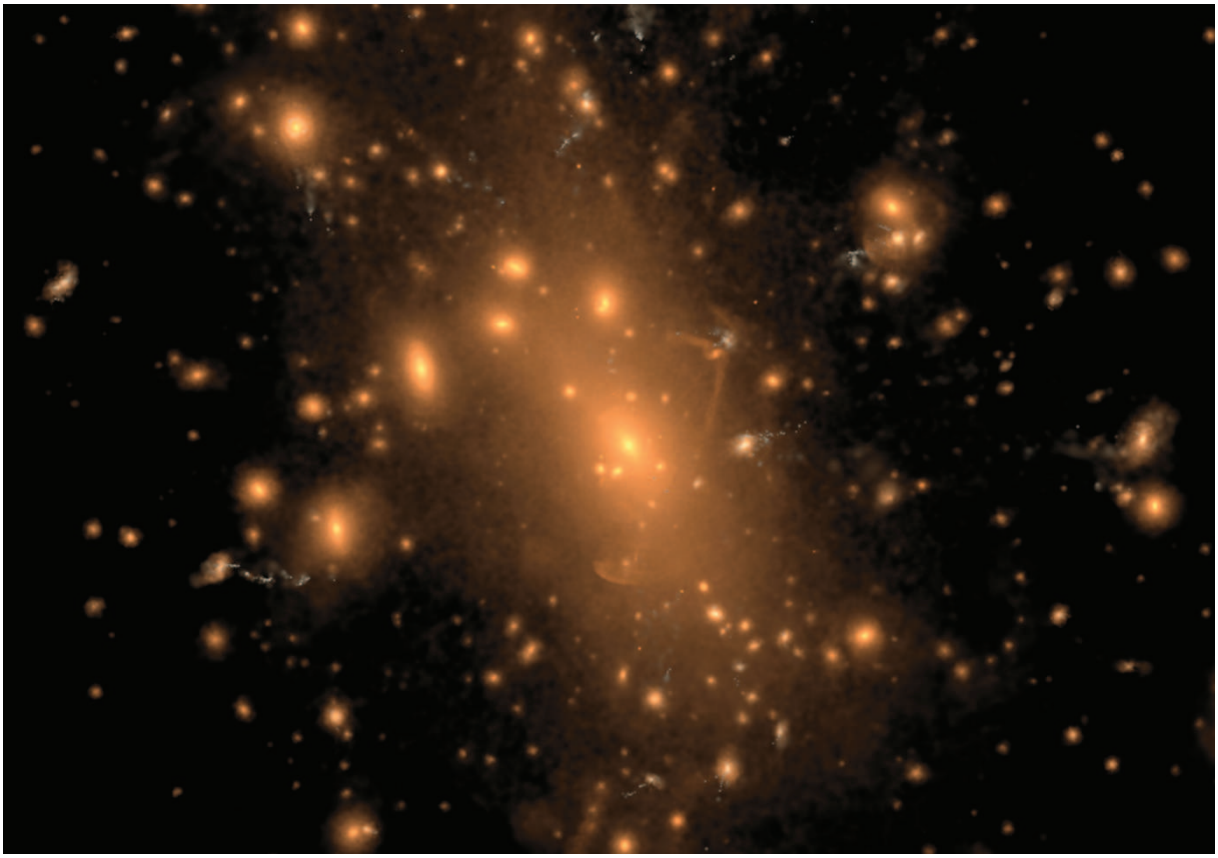

FIG. 39 – Résultat de la simulation Illustris. Distribution de la matière baryonique visible autour d'un cluster à z = 0.

hébergeant une galaxie naine sphéroïdale permettrait de connaître précisément son époque d'accrétion et son paramètre d'impact. De plus, l'application de notre méthode sur une projection d'une sélection de satellites à z = 0 nous fournirait la distribution d'ellipticité intrinsèque. Cette dernière pourrait être comparée à celle effectivement simulée. Mais surtout, un lien pourrait être fait entre l'époque d'accrétion dans le halo d'une dSph et son ellipticité déprojetée.

D'autres caractérisations seraient également à examiner. Par exemple, les ellipticités intrinsèques trouvées pourraient être mises en perspectives avec la relation baryonique de Tully-Fisher (McGaugh & Wolf 2010). La perpective envisageable à plus long terme serait de construire un modèle N-corps d'une galaxie naine dont les conditions initiales ne s'apparenteraient pas à un disque. Nous nous attendons alors à ce que la forme finale privilégiée soit prolate. Enfin, la précision photométrique du satellite Gaia va permettre d'obtenir des distances précises sur des galaxies satellites à l'extérieur du Groupe Local. Notre méthode pourra parfaitement s'y appliquer. Par ailleurs, le LSST permettra peut être de distinguer une profondeur intrinsèque dans les galaxies naines sphéroïdales par exemple grâce aux RR-Lyrae. Certaines questions géométriques seront alors probablement éludées.

17 Cinétique des systèmes

17.1 Transformation de la méthode de détermination de la vitesse M31

Dans la partie III, nous avons développé une méthode permettant de déterminer la vitesse propre du système Andromède. Une des hypothèses que nous avons prise est que le centre du halo hôte de matière noire du complexe M31 était situé au même endroit que la spirale géante. Ceci est parfaitement justifiable au regard de notre compréhension actuelle de la formation cosmologique des galaxies. Les baryons se concentrent à l'endroit où le potentiel environnant est le plus important. Le moment angulaire conservé se traduit alors par la formation d'une structure en rotation, c'est le mécanisme de construction d'un disque. De plus, dans l'approximation cosmologique de Navarro et al. (1997), ce halo est considéré comme sphérique. Ce potentiel sphérique NFW permet d'ajuster un grand nombre de courbes de rotation observationnelles.

Cependant, nous savons que les halos ne sont pas si symétriques, et privilégient une forme qui peut être mieux approximée par une géométrie triaxiale (Despali et al. 2014). De plus, la régularité géométrique de ces ajustements ne reflète peut être pas exhaustivement la réalité. Par exemple, l'accrétion d'un sous halo et sa perte de masse

dans le halo hôte va sûrement créer des surdensités locales. Ainsi, même si le coeur du halo peut posséder un potentiel suffisamment lisse pour avoir une galaxie spirale relativement symétrique, les aspérités à plus grand rayon peuvent déplacer le centre de masse effectif du halo. Si nous considérons seulement les valeurs centrales des résultats obtenus lorsque la vitesse radiale du système est également recherchée, cette dernière diffère de 15 km/s par rapport à la vitesse de la galaxie M31. Il existe donc une coïncidence troublante si la galaxie hôte est censée se trouver au centre du halo avec une vitesse différente du système de satellites qui est censé tracer ce même halo.

Dans une approche différente, la méthode de détermination de la vitesse du complexe Andromède peut être adaptée de façon à ne pas fixer le centre du halo. Cela inclurait trois inconnues supplémentaires dans le calcul de la vraisemblance. Il n'est pas assuré que dans ce cas, nos chaînes convergent vers une valeur. Le problème ne serait peut être plus suffisamment contraint. Dans ce cas, un profil de densité de satellites dans le halo pourrait être ajouté comme prior afin de garder une certaine unité dans la répartition spatiale. C'est la piste de travail que nous envisageons à court terme.

17.2 Implication sur la dynamique locale

Une des méthodes pour tenter de comprendre la dynamique locale est la description de la toile cosmique par les champs de vitesses particulières. Pour les obtenir, des techniques de reconstruction statistiques sont employées à partir de relevés complets des vitesses radiales sur une large zone autour de celle étudiée. Le filtre de Wiener est par exemple utilisé. C'est une méthode d'ajustement permettant de minimiser l'erreur quadratique moyenne entre des valeurs aléatoires de vitesses particulières données et le champ de vitesses observées. Cette approche bayésienne permet ainsi d'obtenir des réalisations contraintes d'un champ de vitesses donné en maximisant la vraisemblance (Zaroubi et al. 1999). C'est par exemple grâce à l'utilisation de cette technique que Tully et al. (2014) ont découvert le superamas Laniakea.

Récemment, une carte du champ des vitesses particulières locales reconstruite de cette manière a été élaborée par Libeskind et al. (2015) (voir la figure 40). Cette carte représente une réalisation possible du champ des vitesses particulières des galaxies au voisinage du Groupe Local. Il serait intéressant de mettre notre vitesse mesurée pour le système Andromède, en prenant en compte l'effet des perturbateurs très proches (LMC, M33), comme prior dans cette analyse afin de trouver la famille correspondante de solutions compatibles. Cela nous donnerait une indication sur l'ensemble des possibilités de formation du Groupe Local.

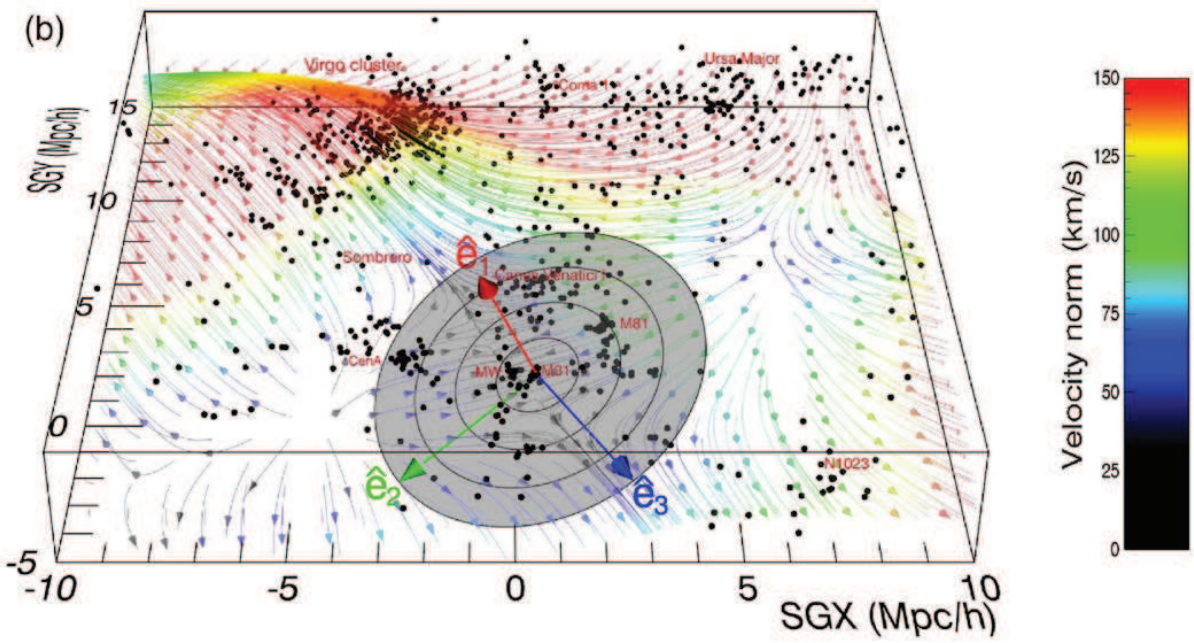

FIG. 40 – Champ des vitesses particulières locales représenté sur une carte des galaxies de l'Univers Local (Libeskind et al. 2015). Le courant reliant l'amas de la Vierge est clairement identifiable. Les trois tenseurs de cisaillements ($\hat{e}_1$, $\hat{e}_2$, $\hat{e}_3$) sont également indiqués. Le plan défini par $\hat{e}_2$ et $\hat{e}_3$ est grisé.

18 Détermination précise de la masse des binaires

La technique globale MCMC employée dans les deux méthodes développées précédemment a également été utilisée dans un domaine légèrement différent. Durant cette thèse, nous avons poursuivi en parallèle un travail déjà commencé en stage. L'objectif est de déterminer le rapport de masse des étoiles binaires avec une précision inférieure à 1 %. Cet enjeu est d'une importance capitale pour la physique stellaire. En générale, les incertitudes sur la masse des étoiles sont très élevées, de l'ordre de 10 à 20 %. Or, la grande majorité des études stellaires repose sur une connaissance de la masse ces objets. Citons simplement pour exemple les célèbres relations masses/métallicités ou encore masses/températures.

Pour atteindre une telle précision, nous avons étudié les binaires spectroscopiques (SB2). Ce sont des systèmes identifiés dans notre entourage solaire, assez lumineux dont la masse des deux étoiles est généralement proche. Pour pouvoir être détectées, les deux composantes d'un tel système ont une séparation adéquate pour que la période soit assez courte. C'est à dire que la différence de vitesse entre les deux étoiles est suffisamment importante pour induire un décalage spectrale observable depuis la Terre. L'orbite képlérienne d'un système binaire isolé est complètement décrite analytiquement par 7 paramètres grâce aux lois de la mécanique classique (voir la figure 41).

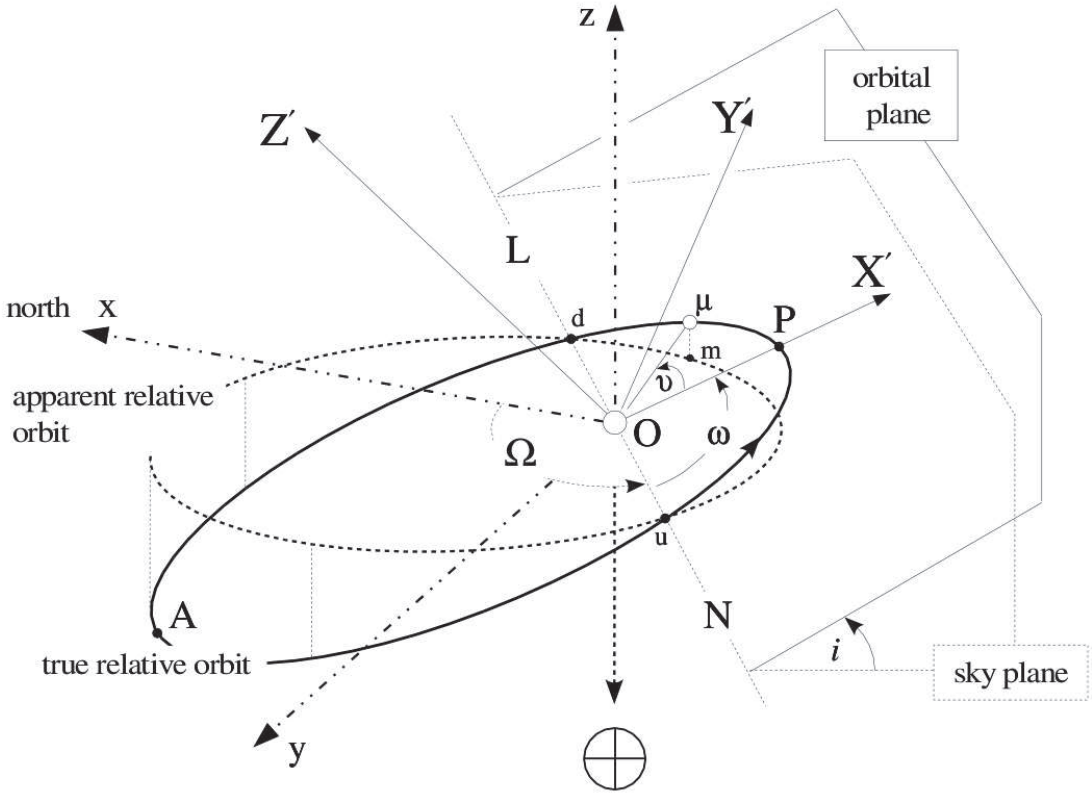

FIG. 41 – Schéma de la description des paramètres orbitaux pour un système double.

Les paramètres orbitaux sont les masses des deux étoiles $M_1 \sin^3 i$ et $M_2 \sin^3 i$ où i est l'inclinaison de l'orbite réelle par rapport au plan tangent à la voute céleste, la période de révolution de ces deux composantes autour de leur centre de masse (P), l'excentricité de l'ellipse qu'elles décrivent (e), la longitude et l'époque du passage au périastre de la secondaire (ω_P et T_0) et la vitesse du barycentre du système double (V_γ). Ces paramètres sont reliés aux amplitudes de vitesses radiales spectroscopiquement mesurées par l'équation :

$$K_{1,2_{km/s}} = \frac{M_{2,1_\odot} \sin i}{\sqrt{1-e^2}} \frac{212,93}{((M_1+M_2)^2_\odot P_{jours})^{1/3}} \tag{35}$$

Ce calcul des amplitudes permet alors d'accéder aux vitesses radiales :

$$V_{r_{1,2}} = V\gamma + K_{1,2}(\cos(\omega_P + \nu) + e\cos(\omega_P)) \tag{36}$$

où ν est l'anomalie vraie. En fonction de l'époque d'observation, les vitesses V_{r_1} et V_{r_2} vont variées. Ainsi, avec un nombre suffisant de mesures, les 7 paramètres orbitaux vont pouvoir être déterminés.

La difficulté réside dans l'extraction des vitesses à partir du spectre. En effet, le plus souvent, le décalage n'est pas assez suffisant pour pouvoir extraire 2 vitesses. Nous avons donc implémenté une méthode MCMC permettant de calculer la meilleure vraisemblance pour l'ensemble des 7 paramètres. La puissance de notre méthode réside dans le fait que nous avons considéré toute l'information qui était disponible. C'est à dire que simultanément, pour un système double, nous ajustons l'ensemble des pixels des spectres à toutes les époques d'observations. La description de la méthode appelée A BiT MOrE with MCMC (**A**lgoritm for **Bi**naries **T**o **M**atch **Or**bital **E**lements with **M**arkov **C**hain **M**onte **C**arlo) est décrite dans le proceeding de Salomon et al. (2012). Avec notre méthode, les composantes peuvent être séparées même si les raies des deux composantes sont superposées.

Cette méthode a été destinée à être appliquée sur les résultats observationnels d'un large programme conduit à l'observatoire de Hautes Provence avec l'instrument SOPHIE (PI : J.-L. Halbwachs). Ces observations auxquelles j'ai pris part à plusieurs reprises (deux fois par an), se déroulent depuis 4 ans sur environ 200 SB2s. L'objectif est de collecter suffisamment de spectres afin d'être capable d'obtenir information radiale la plus précise pour chaque binaire. La figure 42 montre un exemple d'application de notre méthode sur la binaire HD 89745. Même si j'ai consacré 6 mois durant ma thèse au développement de la méthode, le travail n'est pas encore complètement abouti bien que les résultats préliminaires soient très encourageant.

L'obtention des paramètres orbitaux nous fournit la masse couplée à l'inclinaison du système. La seule manière de la déterminer est une observation astrométrique précise

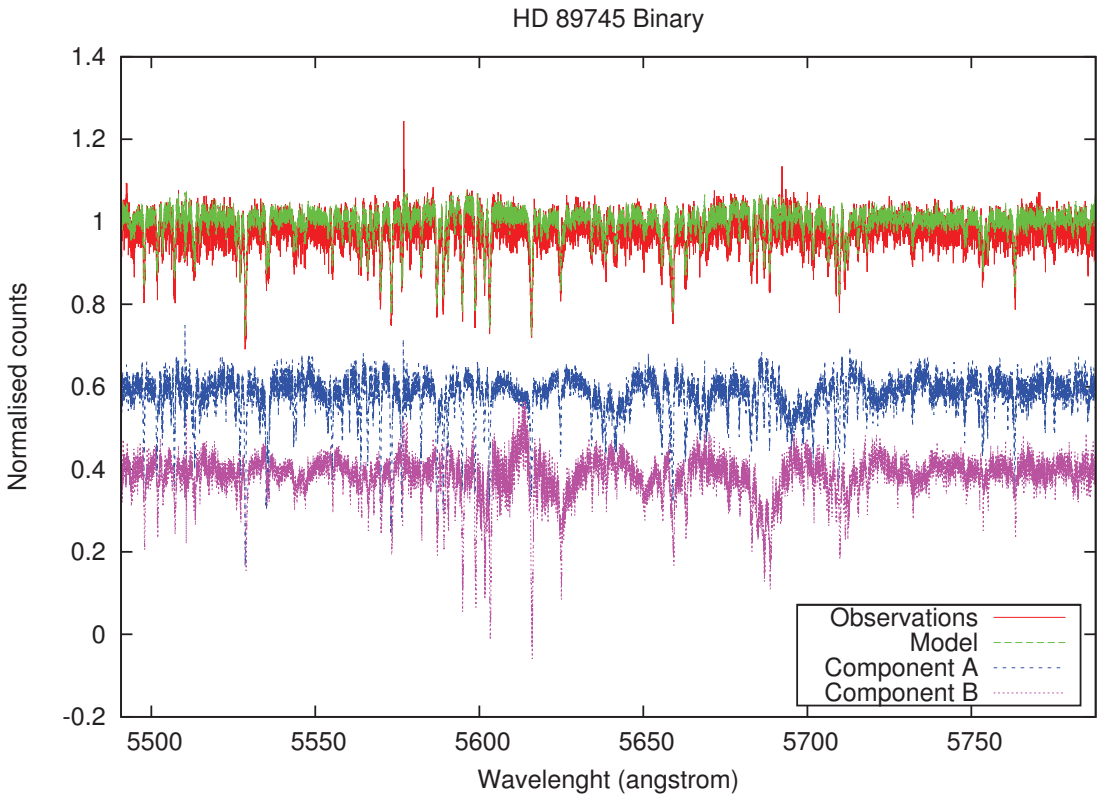

FIG. 42 – Démêlage du spectre de la binaire HD 89745. En partant du spectre observationnel en rouge, l'algorithme de démêlage extrait la composante primaire, en bleu, ainsi que la composante secondaire, en rose, pour construire un spectre modèle, en vert.

du système double. Les données du satellite Gaia vont être d'une importance capitale pour avoir les masses finales (Halbwachs et al. 2014). Quelques nuits d'observations que j'ai effectué avec l'instrument PIONIER au VLTi nous ont permis d'obtenir quelques masses. L'article présentant ces résultats préliminaires est en cours de préparation.

19 Conclusion

Nous avons en un premier temps retracé les principales évolutions de la représentation de l'Univers et de sa conception ayant mené à l'élaboration du paradigme actuel. Le modèle cosmologique ΛCDM a ensuite été introduit. La construction des grandes structures de l'Univers a d'abord été dominée par la matière baryonique via la radiation, puis par la matière noire pour maintenant subir l'effet majeur de l'énergie sombre. La formation hiérarchique de notre environnement par les accrétions et les fusions ont permis la formation des galaxies et ont dessiné l'agencement de la toile cosmique telle que nous l'observons. Cependant, l'amélioration continuelle à la fois des techniques d'analyses et des observations ont mis en défaut plusieurs points du modèle ΛCDM

particulièrement aux échelles galactiques. Ainsi, les problèmes comme celui des satellites manquants, du “too big to fail”, des plans de satellites ou des cusp/cores montrent les limites de notre compréhension actuelle. Certaines modifications légères du modèle arrivent à résoudre quelques éléments mais la diversité des solutions envisagées et leur champ d'application restreint ne sont pour l'instant pas satisfaisants. C'est une des raisons pour laquelle l'étude du Groupe Local est toujours l'objet de nombreuses recherches.

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'est inscrit dans ce contexte. La méthode développée dans le but d'obtenir l'ellipticité intrinsèque des galaxies naines sphéroïdales satellites d'Andromède a révélé une élongation plus importante qu'elle n'est sont couramment envisagée. Ces nouvelles estimations vont pouvoir permettre d'affiner les résultats des simulations numériques et peut être d'améliorer nos connaissances sur l'époque d'accrétion des satellites ainsi que sur la nature et la masse des deux composantes principales des dSphs (partie baryonique encastrée dans le halo de matière noire). La méthode développée dans le but d'obtenir la vitesse propre du complexe Andromède a mis en lumière la possibilité que sa vitesse soit bien plus élevée que les estimations des précédentes études. Ce résultat pourrait remettre en question la masse du Groupe Local mais aussi le scénario de sa construction. Il pourrait surtout révéler un mécanisme de formation peut-être dominé par le milieu extérieur et participer aussi à l'élaboration d'un nouveau mécanisme d'accrétion des galaxies du Groupe Local, permettant éventuellement de comprendre la dynamique et la répartition exceptionnelles du Groupe Local.

Les deux méthodes développées peuvent être appliquées à d'autres systèmes, d'abord à la Voie Lactée mais aussi à l'extérieur du Groupe Local. Nous avons expliqué dans quelle mesure certaines hypothèses nécessaires à l'élaboration des techniques peuvent par la suite être plus affinées, ou remplacées par d'autres suppositions. Les résultats exposés dans cette thèse seront vérifiés et/ou améliorés dans les prochaines années grâce à la profusion de nouvelles données observationnelles à venir, notamment via le satellite Gaia.

Pour conclure, cette thèse a donné lieu à une publication (Salomon et al. 2015) et un article en cours de soumission. L'originalité des méthodes développées ont conduit à des résultats novateurs qui ouvrent de larges perspectives d'études et de poursuite de la compréhension de notre environnement. Une meilleure définition du champ de gravité local et de son origine va nous fournir de nouvelles indications permettant de mieux comprendre la nature de cette inconnue qu'est la matière noire.

Références

Alvarez M. A., Busha M., Abel T., Wechsler R. H., 2009, ApJL, 703, L167

Amorisco N. C., Evans N. W., van de Ven G., 2014, Nature, 507, 335

Amorisco N. C., Zavala J., de Boer T. J. L., 2014, ApJL, 782, L39

Aragon-Calvo M. A., Silk J., Szalay A. S., 2011, MNRAS, 415, L16

Aubert D., Pichon C., 2007, MNRAS, 374, 877

Aubert D., Pichon C., Colombi S., 2004, MNRAS, 352, 376

Babcock H. W., 1939, Lick Observatory Bulletin, 19, 41

Banik I., Zhao H., 2015, ArXiv e-prints

Barber C., Starkenburg E., Navarro J. F., McConnachie A. W., 2015, MNRAS, 447, 1112

Barnes J. E., 1988, ApJ, 331, 699

Bate N. F., et al., 2014, MNRAS, 437, 3362

Battaglia G., Helmi A., Tolstoy E., Irwin M., Hill V., Jablonka P., 2008, ApJL, 681, L13

Baugh C. M., 2006, Rep. Prog. Phys., 69, 3101

Bechtol K., et al., 2015, ApJ, 807, 50

Bellazzini M., et al., 2014, A&A, 566, A44

Belokurov V., et al., 2006, ApJL, 647, L111

Bensby T., Feltzing S., Oey M. S., 2014, A&A, 562, A71

Benson A. J., 2010, Phys. Rep., 495, 33

Besla G., Kallivayalil N., Hernquist L., van der Marel R. P., Cox T. J., Kereš D., 2012, MNRAS, 421, 2109

Blumenthal G. R., Faber S. M., Primack J. R., Rees M. J., 1984, Nature, 311, 517

Bond J. R., Kofman L., Pogosyan D., 1996, Nature, 380, 603

Bournaud F., Duc P.-A., 2006, A&A, 456, 481

Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M., 2011, MNRAS, 415, L40

Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M., 2012, MNRAS, 422, 1203

Braine J., Duc P.-A., Lisenfeld U., Charmandaris V., Vallejo O., Leon S., Brinks E., 2001, A&A, 378, 51

Breddels M. A., Helmi A., 2013, A&A, 558, A35

Brook C. B., Di Cintio A., 2015, MNRAS, 450, 3920

Brooks A. M., Kuhlen M., Zolotov A., Hooper D., 2013, ApJ, 765, 22

Brunthaler A., Reid M. J., Falcke H., Greenhill L. J., Henkel C., 2005, Science, 307, 1440

Brunthaler A., Reid M. J., Falcke H., Henkel C., Menten K. M., 2007, A&A, 462, 101

Busha M. T., Alvarez M. A., Wechsler R. H., Abel T., Strigari L. E., 2010, ApJ, 710, 408

Carraro G., 2014, arXiv :1406.1243

Cautun M., Bose S., Frenk C. S., Guo Q., Han J., Hellwing W. A., Sawala T., Wang W., 2015, ArXiv e-prints

Chang Y.-Y., van der Wel A., Rix H.-W., Wuyts S., Zibetti S., Ramkumar B., Holden B., 2013, ApJ, 762, 83

Collins M. L. M., et al., 2013, ApJ, 768, 172

Collins M. L. M., et al., 2014, ApJ, 783, 7

Collins M. L. M., et al., 2015, ApJL, 799, L13

Conn A. R., et al., 2011, ApJ, 740, 69

Conn A. R., et al., 2012, ApJ, 758, 11

Conn A. R., et al., 2013, ApJ, 766, 120

Courteau S., et al., 2014, Reviews of Modern Physics, 86, 47

Courtois H. M., Pomarède D., Tully R. B., Hoffman Y., Courtois D., 2013, AJ, 146, 69

Cox T. J., Loeb A., 2008, MNRAS, 386, 461

Creasey P., Scannapieco C., Nuza S. E., Yepes G., Gottlöber S., Steinmetz M., 2015, ApJL, 800, L4

Crnojević D., et al., 2014, MNRAS, 445, 3862

Darling J., 2011, ApJL, 732, L2

de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin Jr. H. G., Buta R. J., Paturel G., Fouqué P., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Vol. 1-3 (Berlin : Springer), 2069 pp, chap. XII

Despali G., Giocoli C., Tormen G., 2014, MNRAS, 443, 3208

Di Matteo P., Combes F., Melchior A.-L., Semelin B., 2007, A&A, 468, 61

Duc P.-A., Paudel S., McDermid R. M., Cuillandre J.-C., Serra P., Bournaud F., Cappellari M., Emsellem E., 2014, MNRAS, 440, 1458

Efstathiou G., Sutherland W. J., Maddox S. J., 1990, Nature, 348, 705

Einasto J., 1970, Tartu Astrofuusika Observatoorium Teated, 26, 23

Einasto J., Kaasik A., Saar E., 1974, Nature, 250, 309

Errani R., Peñarrubia J., Tormen G., 2015, MNRAS, 449, L46

Fall S. M., Efstathiou G., 1980, MNRAS, 193, 189

Famaey B., McGaugh S. S., 2012, Living Reviews in Relativity, 15, 10

Fardal M. A., et al., 2013, MNRAS, 434, 2779

Few C. G., Gibson B. K., Courty S., Michel-Dansac L., Brook C. B., Stinson G. S., 2012, A&A, 547, A63

Filho M. E., Sánchez Almeida J., Muñoz-Tuñón C., Nuza S. E., Kitaura F., Heß S., 2015, ApJ, 802, 82

Foot R., Silagadze Z. K., 2013, Physics of the Dark Universe, 2, 163

Forero-Romero J. E., Hoffman Y., Yepes G., Gottlöber S., Piontek R., Klypin A., Steinmetz M., 2011, MNRAS, 417, 1434

Freeman K., Bland-Hawthorn J., 2002, ARA&A, 40, 487

Frenk C. S., White S. D. M., 2012, Annalen der Physik, 524, 507

Gallart C., et al., 2015, ArXiv e-prints

Garrison-Kimmel S., Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kirby E. N., 2014, MNRAS, 444, 222

Garrison-Kimmel S., Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Lee K., 2014, MNRAS, 438, 2578

Geha M., et al., 2013, ApJ, 771, 29

Gilbert K. M., et al., 2007, ApJ, 668, 245

Gillessen S., Eisenhauer F., Fritz T. K., Bartko H., Dodds-Eden K., Pfuhl O., Ott T., Genzel R., 2009, ApJL, 707, L114

Gillet N., Ocvirk P., Aubert D., Knebe A., Libeskind N., Yepes G., Gottlöber S., Hoffman Y., 2015, ApJ, 800, 34

Gómez F. A., Besla G., Carpintero D. D., Villalobos A., O'Shea B. W., Bell E. F., 2015, ApJ, 802, 128

González R. E., Kravtsov A. V., Gnedin N. Y., 2014, ApJ, 793, 91

Governato F., Willman B., Mayer L., Brooks A., Stinson G., Valenzuela O., Wadsley J., Quinn T., 2007, MNRAS, 374, 1479

Halbwachs J.-L., et al., 2014, MNRAS, 445, 2371

Hammer F., Yang Y., Fouquet S., Pawlowski M. S., Kroupa P., Puech M., Flores H., Wang J., 2013, MNRAS, 431, 3543

Hartwick F. D. A., Sargent W. L. W., 1978, ApJ, 221, 512

Hess K. M., Wilcots E. M., 2013, AJ, 146, 124

Hunsberger S. D., Charlton J. C., Zaritsky D., 1996, ApJ, 462, 50

Huterer D., Turner M. S., 1999, Phys. Rev. D, 60, 081301

Ibata N. G., Ibata R. A., Famaey B., Lewis G. F., 2014, Nature, 511, 563

Ibata R., Martin N. F., Irwin M., Chapman S., Ferguson A. M. N., Lewis G. F., McConnachie A. W., 2007, ApJ, 671, 1591

Ibata R. A., et al., 2013, Nature, 493, 62

Ibata R. A., et al., 2014, ApJ, 780, 128

Ibata R. A., Ibata N. G., Lewis G. F., Martin N. F., Conn A., Elahi P., Arias V., Fernando N., 2014, ApJL, 784, L6

Kahn F. D., Woltjer L., 1959, ApJ, 130, 705

Karachentsev I. D., 2012, Astrophysical Bulletin, 67, 123

Karachentsev I. D., Sharina M. E., Makarov D. I., Dolphin A. E., Grebel E. K., Geisler D., Guhathakurta P., Hodge P. W., Karachentseva V. E., Sarajedini A., Seitzer P., 2002, A&A, 389, 812

Kauffmann G., White S. D. M., Heckman T. M., Ménard B., Brinchmann J., Charlot S., Tremonti C., Brinkmann J., 2004, MNRAS, 353, 713

Kaviraj S., Darg D., Lintott C., Schawinski K., Silk J., 2012, MNRAS, 419, 70

Kirby E. N., Cohen J. G., Guhathakurta P., Cheng L., Bullock J. S., Gallazzi A., 2013, ApJ, 779, 102

Klein C. R., Cenko S. B., Miller A. A., Norman D. J., Bloom J. S., 2014, arXiv :1405.1035

Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., Prada F., 1999, ApJ, 522, 82

Koch A., Grebel E. K., 2006, AJ, 131, 1405

Komatsu E., et al., 2011, ApJS, 192, 18

Koposov S. E., Belokurov V., Torrealba G., Evans N. W., 2015, ApJ, 805, 130

Koposov S. E., Yoo J., Rix H.-W., Weinberg D. H., Macciò A. V., Escudé J. M., 2009, ApJ, 696, 2179

Kormendy J., Bender R., 2012, ApJS, 198, 2

Kravtsov A. V., Gnedin O. Y., Klypin A. A., 2004, ApJ, 609, 482

Kroupa P., 1997, Nature, 2, 139

Kroupa P., et al., 2010, A&A, 523, A32

Kroupa P., Theis C., Boily C. M., 2005, A&A, 431, 517

Lee B., et al., 2013, ApJ, 774, 47

Li A., Wang S., Gao J., Jiang B. W., 2015, ArXiv e-prints

Li Y.-S., White S. D. M., 2008, MNRAS, 384, 1459

Libeskind N. I., Hoffman Y., Tully R. B., Courtois H. M., Pomarède D., Gottlöber S., Steinmetz M., 2015, MNRAS, 452, 1052

Libeskind N. I., Knebe A., Hoffman Y., Gottlöber S., 2014, MNRAS, 443, 1274

Libeskind N. I., Knebe A., Hoffman Y., Gottlöber S., Yepes G., Steinmetz M., 2011, MNRAS, 411, 1525

Loeb A., Weiner N., 2011, PhRvL, 106, 171302

Łokas E. L., Ebrová I., Pino A. d., Semczuk M., 2014, MNRAS, 445, L6

Łokas E. L., Kazantzidis S., Klimentowski J., Mayer L., Callegari S., 2010, ApJ, 708, 1032

Łokas E. L., Mamon G. A., 2001, MNRAS, 321, 155

Lovell M. R., et al., 2012, MNRAS, 420, 2318

Lüghausen F., Famaey B., Kroupa P., 2014, MNRAS, 441, 2497

Lynden-Bell D., 1967, MNRAS, 136, 101

Lynden-Bell D., 1976, MNRAS, 174, 695

Macciò A. V., Fontanot F., 2010, MNRAS, 404, L16

Macciò A. V., Kang X., Moore B., 2009, ApJL, 692, L109

Martin N. F., de Jong J. T. A., Rix H.-W., 2008, ApJ, 684, 1075

Martin N. F., et al., 2009, ApJ, 705, 758

Martin N. F., et al., 2013, ApJL, 779, L10

Martin N. F., et al., 2014, ApjL, 793, L14

Martin N. F., et al., 2015, ApJL, 804, L5

Martin N. F., Ibata R. A., McConnachie A. W., Mackey A. D., Ferguson A. M. N., Irwin M. J., Lewis G. F., Fardal M. A., 2013, ApJ, 776, 80

Martinez-Vaquero L. A., Yepes G., Hoffman Y., 2007, MNRAS, 378, 1601

Mateo M. L., 1998, ARA&A, 36, 435

McCall M. L., 2014, MNRAS, 440, 405

McConnachie A. W., 2012, AJ, 144, 4

McConnachie A. W., et al., 2008, ApJ, 688, 1009

McConnachie A. W., et al., 2009, Nature, 461, 66

McGaugh S. S., Wolf J., 2010, ApJ, 722, 248

Milgrom M., 1983, ApJ, 270, 365

Moore B., Ghigna S., Governato F., Lake G., Quinn T., Stadel J., Tozzi P., 1999, ApJL, 524, L19

More S., van den Bosch F. C., Cacciato M., Skibba R., Mo H. J., Yang X., 2011, MNRAS, 410, 210

Moretti M. I., et al., 2014, MNRAS, 437, 2702

Muñoz R. R., Geha M., Willman B., 2010, AJ, 140, 138

Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493

Nelson D., et al., 2015, ArXiv e-prints

Newton I., 1687, Philosophiae Naturalis Principia Mathematica. Auctore Js. Newton

Odenkirchen M., et al., 2001, AJ, 122, 2538

Ogiya G., Burkert A., 2015, MNRAS, 446, 2363

Papastergis E., Giovanelli R., Haynes M. P., Shankar F., 2015, A&A, 574, A113

Pawlowski M. S., Kroupa P., de Boer K. S., 2011, A&A, 532, A118

Pawlowski M. S., Pflamm-Altenburg J., Kroupa P., 2012, MNRAS, 423, 1109

Peñarrubia J., Kroupa P., Boily C. M., 2002, MNRAS, 333, 779

Peñarrubia J., Navarro J. F., McConnachie A. W., Martin N. F., 2009, ApJ, 698, 222

Peebles P. J. E., 1984, ApJ, 284, 439

Peebles P. J. E., Nusser A., 2010, Nature, 465, 565

Peebles P. J. E., Phelps S. D., Shaya E. J., Tully R. B., 2001, ApJ, 554, 104

Planck Collaboration 2015, ArXiv e-prints

Press W. H., Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425

Randall L., Scholtz J., 2014, arXiv :1412.1839

Raychaudhury S., Lynden-Bell D., 1989, MNRAS, 240, 195

Reid M. J., et al., 2014, ApJ, 783, 130

Renaud F., Boily C. M., Naab T., Theis C., 2009, ApJ, 706, 67

Riess A. G., et al., 1998, AJ, 116, 1009

Salomon J.-B., et al., 2012, in Boissier S., de Laverny P., Nardetto N., Samadi R., Valls-Gabaud D., Wozniak H., eds, SF2A-2012 . pp 117–120

Salomon J.-B., Ibata R. A., Martin N. F., Famaey B., 2015, MNRAS, 450, 1409

Sandage A., 1986, ApJ, 307, 1

Sandage A., Tammann G. A., Hardy E., 1972, ApJ, 172, 253

Scannapieco C., et al., 2012, MNRAS, 423, 1726

Schönrich R., Binney J., Dehnen W., 2010, MNRAS, 403, 1829

Scoccimarro R., 2004, Phys. Rev. D, 70, 083007

Shaya E. J., Tully R. B., 2013, MNRAS, 436, 2096

Sheth R. K., Tormen G., 1999, MNRAS, 308, 119

Skelton R. E., et al., 2014, ApJS, 214, 24

Slipher V. M., 1913, Lowell Observatory Bulletin, 2, 56

Sohn S. T., Anderson J., van der Marel R. P., 2010, in Hubble after SM4. Preparing JWST A New Technique for Measuring Absolute Proper Motions with HST : Using Background Galaxies as Positional References. p. 35

Sohn S. T., Anderson J., van der Marel R. P., 2012, ApJ, 753, 7

Springel V., et al., 2008, MNRAS, 391, 1685

Strigari L. E., Bullock J. S., Kaplinghat M., Simon J. D., Geha M., Willman B., Walker M. G., 2008, Nature, 454, 1096

Sweet S. M., Drinkwater M. J., Meurer G., Bekki K., Dopita M. A., Kilborn V., Nicholls D. C., 2014, ApJ, 782, 35

Teyssier M., Johnston K. V., Kuhlen M., 2012, MNRAS, 426, 1808

Tollerud E. J., Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., 2014, MNRAS, 440, 3511

Tolstoy E., Hill V., Tosi M., 2009, ARA&A, 47, 371

Tully R. B., 1988, Nearby galaxies catalog

Tully R. B., Courtois H., Hoffman Y., Pomarède D., 2014, Nature, 513, 71

van der Marel R. P., Fardal M., Besla G., Beaton R. L., Sohn S. T., Anderson J., Brown T., Guhathakurta P., 2012, ApJ, 753, 8

van der Marel R. P., Guhathakurta P., 2008, ApJ, 678, 187

van der Wel A., Bell E. F., Holden B. P., Skibba R. A., Rix H.-W., 2010, ApJ, 714, 1779

van der Wel A., et al., 2011, ApJ, 730, 38

van der Wel A., et al., 2012, ApJS, 203, 24

Vera-Ciro C. A., Sales L. V., Helmi A., Navarro J. F., 2014, MNRAS, 439, 2863

Walker M. G., Mateo M., Olszewski E. W., Peñarrubia J., Wyn Evans N., Gilmore G., 2009, ApJ, 704, 1274

Walker M. G., Peñarrubia J., 2011, ApJ, 742, 20

Walsh S. M., Jerjen H., Willman B., 2007, ApJL, 662, L83

Watkins L. L., Evans N. W., An J. H., 2010, MNRAS, 406, 264

Weisz D. R., et al., 2011, ApJ, 743, 8

White S. D. M., Rees M. J., 1978, MNRAS, 183, 341

Whiting A. B., 2014, ApJ, 793, 63

Whitmore B. C., Gilmore D. M., 1991, ApJ, 367, 64

Wolfe S. A., Lockman F. J., Pisano D. J., 2015, ArXiv e-prints

Xie L., Gao L., Guo Q., 2014, MNRAS, 441, 933

Yang Y., Hammer F., Fouquet S., Flores H., Puech M., Pawlowski M. S., Kroupa P., 2014, MNRAS, 442, 2419

Zaroubi S., Hoffman Y., Dekel A., 1999, ApJ, 520, 413

Zel'dovich Y. B., 1970, A&A, 5, 84

Zentner A. R., Kravtsov A. V., Gnedin O. Y., Klypin A. A., 2005, ApJ, 629, 219

Zhao H., Famaey B., Lüghausen F., Kroupa P., 2013, A&A, 557, L3

Zolotov A., Hogg D. W., Willman B., 2011, ApJL, 727, L14

Zucker D. B., et al., 2006, ApJL, 643, L103

Ne vous laissez pas embobiner... Ils cherchent à vous rembobiner ! Les chiffres, c'est pas une science exacte figurez-vous !

Simon Astier, Livre IV (76), Le choix de Gauvain,
Jean-Christophe Hembert, Livre V, Le dernier recours,
Kaamelott, **Alexandre Astier**.

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

Jean-Baptiste SALOMON

Morphologie intrinsèque et cinématique globale des galaxies satellites d'Andromède

Résumé : Le modèle cosmologique ΛCDM s'est imposé comme le cadre privilégié dans la compréhension de la formation et l'évolution des grandes structures de notre Univers. Cependant, à l'échelle galactique, ce paradigme n'est pas prédictif. Afin d'approfondir nos connaissances de la dynamique et la cinétique dans cette gamme de taille, les satellites du Groupe Local (GL) sont les systèmes galactiques les plus simples et les plus proches pour tester nos différentes hypothèses. Dans ce manuscrit, nous présentons d'abord une méthode permettant d'obtenir analytiquement l'ellipticité intrinsèque des galaxies naines. Les résultats de cette technique appliquée sur un échantillon de 25 satellites de la galaxie Andromède (M31) laissent présumer que le GL est plus perturbé qu'il n'était envisagé jusqu'alors. Après cette approche individuelle, nous exposons un résultat sur la cinématique globale du système M31. Cette estimation montre pour la première fois que la vitesse transverse de ce système par rapport à la Voie Lactée est élevée. Cela peut mener à de fortes implications sur le GL, notamment quant à la détermination de sa masse et de son évolution passée et future.

Mots-clés : astrophysique, galaxies, naines, Groupe Local

Intrinsic morphology and global kinematics of Andromeda satellite galaxies

Abstract : The ΛCDM cosmological model represents nowadays the best understanding of the formation and the evolution of large scale structures in our Universe. Nevertheless, this paradigm is not predictive and successful yet at smaller scales. In this context, satellites in the Local Group (LG), the simpler and closer galactic systems, are one of our best chance to test this model and to improve our comprehension of galaxy formation at smaller scales. In this thesis, we present a method to derive analytically the intrinsic (3D) morphology of dwarf galaxies. Results of this technic applied to 25 Andromeda (M31) satellites suggest that the LG is in fact more disturbed than what was previously thought. After this individual approach, we further expose a recent result on the global kinematics of the M31 system. This new estimation suggests for the first time a high transverse velocity for this system with respect to the Milky Way. These values could lead to redefine the entire dynamic of the LG and its surroundings.

Key words : astrophysics, galaxies, dwarfs, Local Group