



HAL
open science

Détection indirecte de matière noire : des galaxies naines sphéroïdes en photons gamma à la recherche d'anti-hélium avec l'expérience AMS-02

Vincent Bonnivard

► To cite this version:

Vincent Bonnivard. Détection indirecte de matière noire : des galaxies naines sphéroïdes en photons gamma à la recherche d'anti-hélium avec l'expérience AMS-02. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY022 . tel-01485589

HAL Id: tel-01485589

<https://theses.hal.science/tel-01485589>

Submitted on 9 Mar 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ
GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Vincent BONNIVARD

Thèse dirigée par **David MAURIN**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de
Cosmologie**

dans l' **École Doctorale de Physique**

Détection indirecte de matière noire : des galaxies naines sphéroïdes en photons gamma à la recherche d'anti- hélium avec l'expérience AMS-02

Thèse soutenue publiquement le Vendredi 23 Septembre 2016,
devant le jury composé de :

Laurent Derome

Professeur, LPSC/Université Grenoble Alpes, Co-encadrant de thèse

Fiorenza Donato

Professeure, INFN/Université de Turin, Examinatrice

Antoine Kouchner

Maître de conférence, APC/Université Paris 7, Rapporteur

David Maurin

Chargé de recherche, LPSC, Directeur de thèse

Jean Orloff

Professeur, LPC/Université Blaise Pascal, Rapporteur

Pierre Salati

Professeur, LAPTh/Université de Savoie, Président



Table des matières

Remerciements	1
Introduction	5
I De l'existence de la matière noire à sa détection indirecte	7
1 Existence et nature de la matière noire	9
1.1 Mise en évidence observationnelle de la masse manquante	10
1.1.1 À l'échelle galactique	10
1.1.2 À l'échelle des amas de galaxies	12
1.1.3 À l'échelle cosmologique	15
1.2 Nature de la matière noire	18
1.2.1 Faut-il modifier la gravité ?	18
1.2.2 Particules de matière noire : propriétés	21
1.2.3 Particules de matière noire : candidats	25
1.3 Distribution de la matière noire	30
1.3.1 Les simulations de matière noire froide	30
1.3.2 Prédictions des simulations	33
1.3.3 Les challenges aux petites échelles	36
1.4 Conclusions	39
2 Détection de matière noire	41
2.1 Production en accélérateurs et détection directe	42
2.1.1 Production de matière noire en accélérateurs	42
2.1.2 Détection directe de matière noire	43
2.2 Détection indirecte : principes	46
2.2.1 Particules détectables, flux et spectres source	47
2.2.2 Photons γ	49
2.2.3 Neutrinos	52
2.2.4 Rayons cosmiques chargés	53
2.3 Détection indirecte : quelques résultats actuels	55
2.3.1 Photons	56
2.3.2 Neutrinos	63
2.3.3 Rayons cosmiques chargés	65
2.4 Conclusions	69

II	Potentiel de détection dans les galaxies naines sphéroïdes	71
3	Les galaxies naines sphéroïdes pour la détection indirecte de matière noire	73
3.1	Les galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée	74
3.1.1	Un bref historique	74
3.1.2	Propriétés astrophysiques des dSphs	76
3.1.3	Mesure des observables astrophysiques	82
3.2	Analyse de Jeans et facteurs J et D	85
3.2.1	L'équation de Jeans	86
3.2.2	Analyse de Jeans	88
3.2.3	L'analyse MCMC (Markov Chain Monte Carlo)	92
3.2.4	Facteurs J et D : plus de détails	97
3.3	Conclusions	100
4	Facteurs d'annihilation et de désintégration des galaxies naines sphéroïdes	103
4.1	Détermination d'une configuration optimisée pour l'analyse de Jeans	104
4.1.1	Objectifs et méthodologie	104
4.1.2	Rôle des priors et des paramétrisations	106
4.1.3	Fonction de vraisemblance et rayon de viriel	116
4.1.4	Triaxialité	118
4.2	Impact de la contamination par les étoiles d'avant-plan	120
4.2.1	Distinction entre étoiles membres et avant-plans	120
4.2.2	Simulation de dSphs contaminées	121
4.2.3	Contamination et surestimation des facteurs J	123
4.2.4	Conclusions	124
4.3	Reconstruction des facteurs J et D de vingt-trois galaxies naines sphéroïdes	125
4.3.1	dSphs et données	125
4.3.2	Tests de contamination : le problème Segue I	130
4.3.3	Facteurs J et D	133
4.4	Conclusions et perspectives	139
III	Recherche d'anti-hélium avec l'expérience AMS-02	143
5	L'anti-hélium, la matière noire et l'expérience AMS-02	145
5.1	Quelques mots sur l'anti-matière dans l'Univers	146
5.2	L'anti-hélium pour la recherche indirecte de matière noire	147
5.2.1	Production d'anti-hélium : la coalescence	148
5.2.2	Flux attendus sur Terre	150
5.2.3	Comparaison des flux et conclusions	152
5.3	L'expérience AMS-02 : un détecteur de physique des particules dans l'espace	153
5.3.1	L'expérience AMS-02	153
5.3.2	Identification et caractérisation de particules avec AMS-02	155
5.4	Conclusions	161

6	Résultats préliminaires sur la recherche d'anti-hélium avec AMS-02	163
6.1	Introduction : confusion de charge et principes de l'analyse	164
6.1.1	Confusion de charge	164
6.1.2	Pré-sélection et bruit de fond	164
6.1.3	Principes de l'analyse	166
6.2	Analyse : simulation Monte Carlo et classification par arbres de décision boostés	167
6.2.1	La simulation Monte Carlo d'AMS-02	167
6.2.2	Pondération des évènements	168
6.2.3	Classification des évènements par arbres de décision boostés	169
6.3	Résultats : recherche d'anti-hélium	178
6.3.1	Comparaison données/Monte Carlo et significance	178
6.3.2	Limites supérieures	182
6.4	Conclusions et perspectives	183
6.4.1	Améliorations de l'analyse	184
6.4.2	La recherche d'anti-deutérons	184
	Conclusions et perspectives	187
A	Flux différentiel γ ou neutrino issu d'annihilation de matière noire	191
A.1	Démonstration de l'expression du flux	191
B	Équation(s) de Jeans	195
B.1	Théorème de la divergence	195
B.2	Démonstration de l'équation de Jeans	196
B.2.1	Equation de Boltzmann en coordonnées sphériques	196
B.2.2	Jeans 0 : équation de continuité	196
B.2.3	Jeans I : moment d'ordre 1 en vitesse	197
B.2.4	L'équation de Jeans (Jeans II)	198
C	Les outils statistiques	201
C.1	MCMC : quelques détails techniques	201
C.1.1	La fonction de proposition	201
C.1.2	La longueur de <i>burn-in</i>	202
C.1.3	La longueur de corrélation	202
C.2	Arbres de décision boostés : détails techniques	203
C.2.1	Critère de séparation : le coefficient de Gini	203
C.2.2	L'algorithme de <i>boosting</i> AdaBoost	204
D	Le code CLUMPY	207
D.1	Calcul des facteurs J du halo Galactique	207
D.2	Tirage de la concentration et niveaux supplémentaires de sous-structures	209
D.2.1	Nouvelle description de la concentration	209
D.2.2	Différents niveaux de sous-structures	210
D.3	Le module d'analyse de Jeans	211
D.3.1	Implémentation de la solution de l'équation de Jeans	211
D.3.2	Fonctionnement du programme d'analyse	212

Bibliographie

215

Remerciements

J'ai eu la chance de réaliser durant trois ans un travail de thèse sur ce sujet passionnant qu'est la matière noire. Obtenir mon doctorat est un accomplissement qui me tenait à coeur depuis de nombreuses années. Tout ceci n'aurait pu être possible sans l'aide de nombreuses personnes que j'aimerais remercier ici.

Je souhaite tout d'abord adresser mes remerciements chaleureux à Serge Kox et Arnaud Lucotte, directeurs successifs du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC), qui m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions. J'ai beaucoup apprécié nos échanges dans le cadre de mes responsabilités auprès de l'association des doctorants du LPSC.

Mon jury de thèse mérite lui aussi un très grand merci. Merci Antoine et Jean d'avoir accepté votre rôle de rapporteurs, et merci Fiorenza et Pierre d'avoir été examinateurs. J'ai survécu à votre séance de questions, champagne ! Pierre, je suis particulièrement fier de t'avoir vu présider mon jury, après avoir suivi tes enseignements depuis les bancs de l'Université de Savoie jusqu'à ceux de la salle 9 du LPSC. Un grand merci !

Mes encadrants mériteraient à eux-seuls une page entière de remerciements, mais je me restreindrai pour ne pas alourdir ce manuscrit déjà bien épais... David, ces trois années ont été géniales. Tu es à la fois un scientifique d'une rigueur sans faille et d'une culture impressionnante, mais aussi une personne aux formidables qualités humaines. Tu m'as toujours fait confiance et encouragé, et je suis fier du travail que l'on a réalisé dans une si bonne ambiance. Bon, disons-le quand même, t'es du genre lourd parfois, mais je te pardonne ;) En tout cas, si tous les encadrants de thèse étaient comme toi, il est clair qu'aucun doctorant n'aurait de difficulté durant sa thèse... Laurent, j'ai énormément appris à tes côtés, et j'ai beaucoup aimé travailler avec toi. Tu m'as formé en statistiques en tant qu'enseignant (analyse de données en M2 PSA : un des meilleurs cours que j'ai suivis ! Vous pouvez y aller les yeux fermés les jeunes !), et puis en tant qu'encadrant. J'espère avoir pu parvenir à emmagasiner au moins une partie de ton savoir : si c'est le cas, je crois que je n'aurais pas de souci à me faire pour la suite ! Et ne t'inquiètes pas, je devrais bientôt moi aussi devenir adepte du Python... Enfin, un grand bravo pour ton investissement dans la collaboration AMS, qui demande patience et persévérance !

J'aimerais ensuite remercier certaines personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler durant ces trois années. La première d'entre elles est évidemment Céline, qui a quasiment joué le rôle de troisième encadrante. Merci pour ta bonne humeur contagieuse, ton anglais irréprochable (et ton accent *so british*), et ton soutien sans faille durant nos travaux sur les galaxies naines sphéroïdes. Ces travaux n'auraient pas vu le jour sans l'aide de Matthew Walker, de l'Université de Pittsburgh. J'ai beaucoup apprécié nos multiples discussions via Skype ou par mail : tu m'as beaucoup appris sur ces galaxies. Merci de m'avoir fait confiance, en particu-

lier pour Ret II ! (Matt, if you read this, it means thank you ! P. S. : pamplemousse). Enfin, un très grand merci à Fred Mayet, qui a été un tuteur formidable lors de mes enseignements à l'Université Joseph Fourier. Tu m'as donné l'opportunité d'enseigner des matières vraiment sympas (heureusement, pas de la thermo...), et j'ai très apprécié nos longues discussions régulières, qu'elles soient d'ordre pédagogique ou concernant l'après-thèse. Tu as mon adresse pour les futurs doctorants !

Je souhaite aussi remercier chaleureusement mon équipe, le groupe DARK (faut avouer que ça en jette comme nom !), qui m'a accueilli à bras ouverts. Merci en particulier à Aurélien (pour une discussion de gravité quantique autour d'un bout de fromage, voir avec lui), Jean-Stéphane (désolé d'avoir tant squatté ton bureau !), Nicola (la machine à travailler italienne), et Boris (si quelqu'un peut avoir un poste d'ici quelques années, c'est bien toi !). Mon cher Alex, tu mérites quant à toi un petit mot particulier : ce sera "psoas" ! J'ai été bien content de t'avoir à mes côtés durant ces trois années, et je suis très heureux que l'on puisse continuer les pauses cappuccino ensemble dans un avenir proche.

Les personnes avec qui j'ai finalement passé le plus de temps sont mes chers camarades de bureau. Merci tout d'abord à Adeline et Quentin, qui m'ont si bien accueilli lors de mon arrivée. J'ai beaucoup apprécié partager cet espace de travail studieux (ou pas) durant deux ans. Je vous souhaite à tous les deux beaucoup de réussite dans l'avenir. Et félicitations Quentin pour m'avoir converti à Mac, je me retrouve maintenant avec un MacBook, un iPhone, un iPad... j'espère que t'as des actions chez Apple :) Suite à votre départ, c'est moi qui me suis retrouvé à devoir accueillir de nouvelles arrivantes, qui ont eu la chance (ou pas) de me supporter une année. Merci donc à Sandy et Marion pour votre soutien lors de cette dernière année pas toujours facile. Bonne chance pour ton nouveau boulot Marion, et bon courage pour la fin de thèse Sandy ! Sandy, fais par contre bien attention aux guêpes mutantes de l'ILL...

La vie au laboratoire ne serait pas la même sans le BIDUL (Bureau Interne des Doctorants Unis du LPSC, et ouais) et ses doctorants. J'ai eu la chance d'en être le vice-président puis le président. C'est à mes yeux une instance essentielle du labo. Merci à tous les camarades doctorants avec qui j'ai pu passer de nombreux moments drôles et sympas (surtout pour manger ou boire des cappuccinos) : Yoann, Stéphane, Jérémy, Mathieu, Astrid, Clément, Simon, Florian, Alessia, Robin, Thomas, Sylvain... Merci beaucoup, vous allez me manquer !

J'ai la chance d'être entourés de nombreux amis, qui m'ont toujours soutenu durant ces trois dernières années (et avant aussi d'ailleurs). Merci donc à Alex (20 ans d'amitié, on est vieux...), Michel ("oui oui..."), Flo (dit "le cerf"), Lisa (la bonté incarnée), Malik (dit "Doc"), Jéjé ("ça pique !"), David ("là c'est chaud..."), Guigui (sympa les anguilles), Edouard ("c'est la lutte finale !"), Julie (souviens-toi du bac de français :)), Morgane (on attend ton retour en France !), Manon (dite "la rabat-joie")... et à tant d'autres !

Je ne serai jamais arrivé jusqu'ici sans l'aide de ma famille, qui compte énormément à mes yeux. Merci Maman pour tout ce que tu as fait pour mes frères et moi. Tu peux en être fière. Merci à mes deux grands frères, Fabien (dit Chouman) et Matthieu, qui m'ont servi de modèles et qui ont toujours été là pour moi. Restez comme vous êtes ! Je ne saurais comment remercier ma grand-mère Isabelle, qui m'accompagne depuis ma naissance et qui m'a transmis son caractère et sa joie de vivre. Mamie, tu es quelqu'un d'exceptionnel, et tu as intérêt à rester avec nous le temps qu'il faudra pour voir tes arrières petits-enfants ! Merci à ma tante Geneviève (dite "Tata") pour son soutien indéfectible (et pour le gâteau inoubliable de la soutenance !), à Alain, ainsi qu'à mes cousines Virginie et Manue pour les supers moments passés ensemble depuis tout ce temps. Merci enfin à ma (probable) future belle-famille : Fabienne,

Jacques, Lucile, Florent, Papé... Je suis sûr de ne jamais m'ennuyer à vos côtés !

J'aimerais enfin terminer par remercier Camille, qui partage ma vie depuis ma première année de fac. Merci pour tout ce que l'on a vécu ensemble, et pour tout ce qui reste à venir. Regarde, ça y est, je suis docteur !

Introduction

La matière noire est l'une des énigmes majeures de la physique moderne. Cette substance, massive et invisible, semble être présente en très grande quantité dans de nombreux objets astrophysiques, de l'échelle des galaxies naines à celle des amas de galaxies, et les observations cosmologiques indiquent qu'elle pourrait former plus de 85% de la matière de l'Univers.

Sa nature reste néanmoins inconnue. Elle pourrait être constituée de nouvelles particules élémentaires surnommées WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*), sensibles uniquement à l'interaction faible, et prédites par de nombreuses théories de physique des particules au-delà du Modèle Standard. Ces WIMPs auraient la possibilité de s'annihiler ou de se désintégrer, générant des particules potentiellement détectables sur Terre. Leur observation constituerait une détection *indirecte* des particules de matière noire qui les ont engendrées.

Cette thèse se place ainsi dans le contexte de la recherche indirecte de matière noire. Nos travaux portent sur les deux canaux de recherche considérés comme les plus prometteurs : les photons γ et les anti-noyaux. Nous avons mené à la fois un travail phénoménologique, sur la reconstruction des profils de densité de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée, et d'analyse de données, pour la recherche d'anti-hélium avec l'expérience AMS-02. Ce manuscrit s'articule en trois parties.

La première partie nous permettra d'introduire plus en détail le paradigme de la matière noire corpusculaire. Le Chapitre 1 présentera les preuves observationnelles de l'existence de matière noire, ses propriétés physiques supposées ainsi que les principaux candidats issus de la physique des particules. Nous discuterons aussi de sa répartition dans l'Univers. Le Chapitre 2 sera quant à lui consacré aux méthodes de détection mises en œuvre aujourd'hui pour parvenir à découvrir la nature de ces particules. Les techniques de production en accélérateurs et de détection directe seront introduites, et le cœur du chapitre sera dédié à la détection indirecte, pour laquelle nous détaillerons les différents canaux de recherche, les contraintes obtenues et les possibles signaux détectés.

La deuxième partie sera consacrée à l'étude du potentiel des galaxies naines sphéroïdes (dSphs) de la Voie Lactée pour la détection indirecte en rayons γ . Ces satellites forment les galaxies les plus proches et les moins lumineuses connues, et apparaissent comme les objets astrophysiques les plus dominés par la matière noire. Ils seront présentés en détail dans le Chapitre 3, qui nous donnera aussi l'occasion d'introduire l'analyse de Jeans. Cette méthode sera utilisée pour reconstruire les profils de densité de matière noire de ces objets, à l'aide des mesures spectroscopiques de vitesses stellaires, afin de déterminer leur potentiel pour la recherche d'un signal d'annihilation (*via* leur *facteur J*) ou de désintégration (*via* leur *facteur D*). Le Chapitre 4 détaillera l'ensemble de nos résultats sur les galaxies naines sphéroïdes. Nous présenterons tout d'abord les nombreux tests systématiques que nous avons réalisés sur

l'analyse de Jeans, à l'aide de dSphs simulées, afin d'identifier les ingrédients pouvant mener à des biais et à de mauvaises estimations des incertitudes sur les facteurs J et D. Nous avons pu déterminer une configuration optimisée d'analyse, que nous avons ensuite appliquée à vingt-trois dSphs de la Voie Lactée. Ce travail, réalisé avec David Maurin et en collaboration avec Céline Combet (LPSC) et Matthew G. Walker (Université de Pittsburgh), s'est déroulé durant les deux premières années de ma thèse.

La troisième partie sera quant à elle dédiée à la recherche de noyaux d'anti-hélium dans le rayonnement cosmique à l'aide du détecteur AMS-02. Cette expérience, placée sur la Station Spatiale Internationale (ISS), forme l'instrument actuel le plus abouti pour la recherche d'anti-particules cosmiques. Nous introduirons les motivations à la recherche d'anti-hélium dans le rayonnement cosmique dans le Chapitre 5, en insistant sur les aspects liés à la détection indirecte de matière noire, puis présenterons l'expérience AMS-02. Le Chapitre 6 détaillera l'analyse préliminaire que nous avons menée dans les six derniers mois de cette thèse, sous l'encadrement de Laurent Derome. La difficulté principale pour la recherche d'anti-hélium avec AMS-02 est la *confusion de charge* affectant les nombreux noyaux d'hélium du rayonnement cosmique. Afin de discriminer ces évènements, nous avons mis au point une classification par arbres de décision boostés. L'application de cette technique de *machine learning* aux données mesurées sur l'ISS nous a permis d'obtenir les meilleures limites actuelles sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$.

Première partie


De l'existence de la matière noire à sa détection indirecte

1

Existence et nature de la matière noire

Sommaire

1.1	Mise en évidence observationnelle de la masse manquante	10
1.1.1	À l'échelle galactique	10
1.1.2	À l'échelle des amas de galaxies	12
1.1.3	À l'échelle cosmologique	15
1.2	Nature de la matière noire	18
1.2.1	Faut-il modifier la gravité ?	18
1.2.2	Particules de matière noire : propriétés	21
1.2.3	Particules de matière noire : candidats	25
1.3	Distribution de la matière noire	30
1.3.1	Les simulations de matière noire froide	30
1.3.2	Prédictions des simulations	33
1.3.3	Les challenges aux petites échelles	36
1.4	Conclusions	39

E NOMBREUSES observations astrophysiques semblent indiquer l'existence de grandes quantités de *masse manquante* dans notre Univers, et ce de l'échelle galactique à l'échelle cosmologique. Découvrir la nature de cette masse invisible constitue le problème de la **matière noire**, qui apparaît comme l'un des enjeux majeurs de la physique moderne.

Dans ce chapitre, nous présenterons les principales preuves observationnelles de l'existence de masse manquante, aux échelles des galaxies, des amas de galaxies et de l'Univers dans son ensemble. Nous nous questionnerons ensuite sur la nature de cette masse manquante, en introduisant le paradigme de la matière noire corpusculaire. À l'aune de ce dernier, nous formulerons les propriétés attendues des particules de matière noire, et énumérerons les principaux candidats issus de la physique des particules. Enfin, nous décrirons la répartition de cette matière noire dans l'Univers et en particulier dans les galaxies, estimée grâce aux simulations numériques.

1.1 Mise en évidence observationnelle de la masse manquante

Les premiers indices du problème moderne de la masse manquante ont été découverts dans les années trente, notamment avec l’observation par Zwicky d’un écart d’un facteur $\gtrsim 100$ entre la masse totale de l’amas de galaxies Coma et la masse déduite de la luminosité de ses galaxies (Zwicky 1933). De telles contradictions se sont depuis multipliées, aussi bien à l’échelle galactique qu’à l’échelle cosmologique. D’excellentes introductions au problème de la matière noire peuvent être trouvées dans les thèses d’Aldée Charbonnier (Charbonnier 2010) et de Quentin Riffard (Riffard 2015), dans l’HDR de Richard Taillet (Taillet 2010), ainsi que dans l’article de revue de Famaey et McGaugh (Famaey et McGaugh 2012).

1.1.1 À l’échelle galactique

Une des observations les plus frappantes de l’existence de masse manquante à l’échelle galactique provient de la mesure des courbes de rotation des galaxies spirales. Ces courbes sont obtenues en mesurant la vitesse circulaire des étoiles et du gaz en fonction de leur distance au centre galactique, pour des galaxies spirales généralement vues de profil (comme par exemple la galaxie NGC 7541, voir Figure 1.1). Les vitesses sont mesurées grâce au décalage Doppler des raies d’émission.

Les premières mesures, obtenues notamment par Rubin, Bosma et leurs collaborateurs dans les années soixante-dix (Rubin et al. 1978; Bosma 1978; Rubin et al. 1982), indiquèrent que les vitesses de rotation devenaient constantes à grands rayons, jusqu’au-delà de la partie visible du disque (Figure 1.1). Or, d’après la distribution de masse visible, la vitesse devrait décroître avec le rayon. On peut le comprendre simplement en appliquant la seconde loi de Newton, en modélisant la galaxie comme une distribution sphérique de masse : la vitesse de rotation v_c d’une étoile située à une distance r d’une masse $M(r)$ s’écrit alors

$$v_c(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (1.1)$$

avec G la constante de gravitation. Au-delà du rayon optique du disque, la masse visible devient quasiment constante, et la loi de Newton prédit donc un comportement en $v_c(r) \propto 1/\sqrt{r}$ à grands rayons. Le plateau que présentaient les courbes de rotation ne pouvait donc être expliqué par la seule matière visible, et la présence d’un halo de matière invisible – ou matière noire –, dont la masse augmente linéairement avec le rayon, fut ainsi invoquée¹. Les observations se sont depuis multipliées et ont confirmé ces résultats (voir par exemple Persic et al. 1996).

La Voie Lactée ne semble pas échapper à la règle. Bien que la mesure de sa courbe de rotation soit plus délicate à réaliser que pour une galaxie extérieure, les différentes observations indiquent là aussi la présence de masse invisible. Iocco et al. (2015) ont par exemple récemment compilé les différentes mesures de courbe de rotation de la Voie Lactée, et observent que la modélisation de l’ensemble des composantes visibles ne permet pas de rendre compte

1. Notons que l’hypothèse de la présence de halos sphériques massifs autour des galaxies spirales fut d’abord émise pour résoudre le problème d’instabilité des disques galactiques qui était observé dans les premières simulations numériques (Ostriker et Peebles 1973).

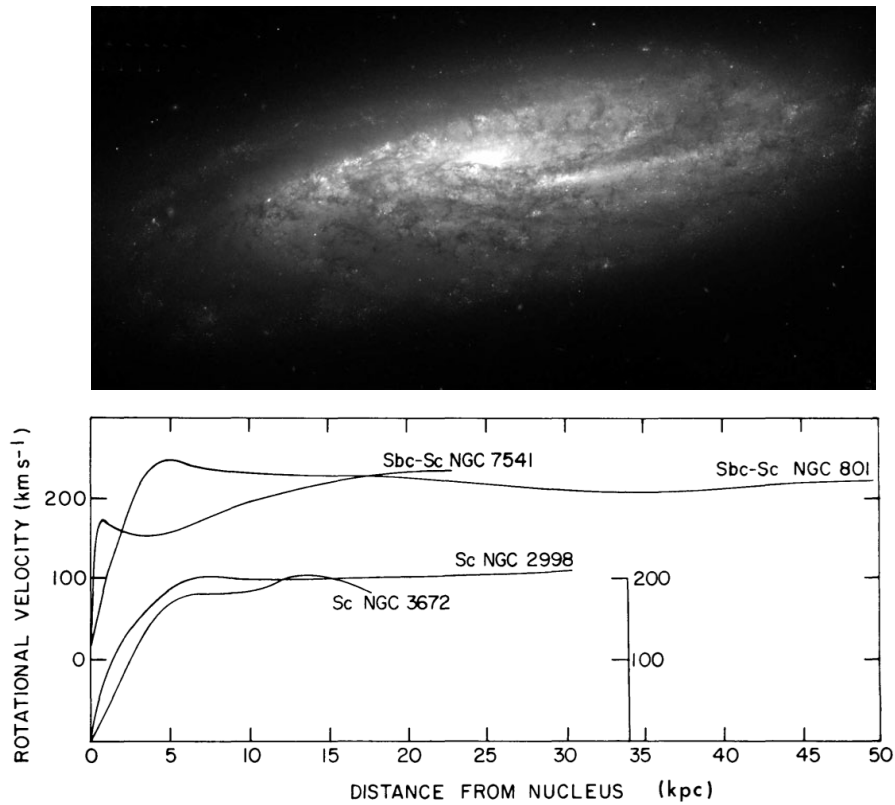


FIGURE 1.1: En haut : la galaxie spirale NGC 7541, observée par le Hubble Space Telescope (crédits : Hubble Legacy Archive). En bas : courbe de rotation de quatre galaxies spirales. On observe clairement un plateau à grands rayons, au lieu de la décroissance en $1/\sqrt{r}$ attendue avec la distribution de matière visible (figure issue de Rubin et al. 1978).

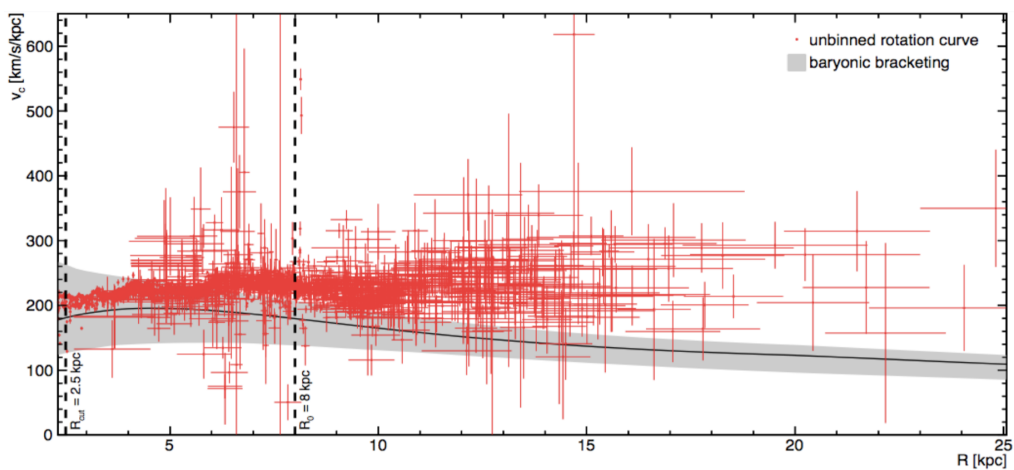


FIGURE 1.2: Compilation des données de courbe de rotation de la Voie Lactée (rouge), superposées à l'ensemble des modèles de contributions baryoniques considérées dans Iocco et al. (2015) (bande grise). La figure provient de ce même article.

de ces mesures, et ce dès le rayon de l'orbite solaire $R_0 \simeq 8$ kpc (Figure 1.2). La distribution de cette masse invisible dans la Voie Lactée est encore incertaine (voir par exemple, [Fich et Tremaine 1991](#); [Dehnen et al. 2006](#); [Pato et Iocco 2015](#)), mais les mesures à venir des vitesses et distances de plusieurs centaines de millions d'étoiles de notre Galaxie² par le satellite Gaia ([Brown 2013](#)), lancé fin 2013, devraient permettre de mieux la contraindre.

Enfin, les objets à l'échelle galactique présentant de la manière la plus spectaculaire une abondance de masse invisible sont probablement les galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée. Ce sont des galaxies satellites peu lumineuses et dépourvues de gaz, dont les rapports masse sur luminosité peuvent dépasser $M/L \simeq 100 M_\odot/L_\odot$ ([Walker 2013](#))³. Autrement dit, la matière visible ne contribue qu'à moins d'un pour cent de la masse totale de ces objets, qui semblent presque entièrement dominés par la matière noire. Nous présenterons en détail les galaxies naines sphéroïdes au Chapitre 3.

1.1.2 À l'échelle des amas de galaxies

Les amas de galaxies sont des ensembles de galaxies liées gravitationnellement. Les plus massifs d'entre eux peuvent contenir jusqu'à plusieurs milliers de galaxies, et font partie des plus grandes structures de l'Univers liées par gravitation. Quatre méthodes complémentaires permettent d'estimer leur masse, et toutes indiquent que les amas de galaxies sont dominés par une composante massive de matière invisible.

Cinématique des galaxies La première méthode employée historiquement utilise la mesure de dispersion de vitesse des galaxies d'un amas pour estimer sa masse totale. C'est ainsi que Zwicky observa le premier signe de masse manquante dans l'amas de Coma, en appliquant le théorème du viriel, qui relie la masse totale M d'un amas sphérique de rayon R , supposé à l'équilibre, à la dispersion de vitesse de ses galaxies σ suivant la relation :

$$M = \frac{5R\sigma^2}{3G}, \quad (1.2)$$

avec G la constante de gravitation ([Zwicky 1937](#)). Les mesures de Zwicky indiquèrent une masse totale $M \simeq 4.5 \times 10^{13} M_\odot$. Connaissant la luminosité moyenne d'une galaxie et leur nombre dans l'amas, il en déduisit que le rapport masse sur luminosité de ces galaxies devait être de l'ordre de $M/L \simeq 500 M_\odot/L_\odot$, c'est-à-dire environ cent fois plus grand que dans les systèmes stellaires locaux, pour qu'elles puissent expliquer à elles seules la masse totale. Bien qu'aujourd'hui nous sachions qu'une grande partie de la masse des amas se trouve sous forme de gaz chaud (voir paragraphe suivant), ces observations sont considérées comme pionnières de la découverte de masse invisible dans l'Univers. Les méthodes cinématiques modernes utilisent principalement la modélisation de Jeans (que nous présenterons en détail dans le cadre des galaxies naines sphéroïdes au Chapitre 3) avec les mesures de *profils* de dispersion de vitesse ([Biviano 2006](#)), et parfois les moments d'ordre supérieur (notamment le kurtosis). Pour l'amas de Coma, les mesures récentes indiquent que le gaz et les galaxies ne constituent

2. Par la suite, les termes 'Galaxie' et 'Galactique', employés avec une majuscule, feront toujours référence à la Voie Lactée.

3. M_\odot et L_\odot sont respectivement la masse et la luminosité du Soleil. Elles servent de référence pour exprimer les rapports masse sur luminosité.



FIGURE 1.3: L'amas de galaxies Abell 370, observé par le télescope spatial Hubble. Cet amas est l'un des premiers pour lesquels l'effet de lentille gravitationnelle forte a été observé. Il présente un *arc géant* (visible en haut à droite). Crédits : NASA, ESA, l'équipe Hubble SM4 ERO, et ST-ECF.

que 15% de sa masse totale (Łokas et Mamon 2003). Notons que cette méthode n'est pas applicable aux amas de galaxies hors équilibre.

Émission X du gaz chaud En plus des galaxies, les amas contiennent de très grandes quantités de gaz intergalactique diffus. Ce gaz est piégé gravitationnellement et chauffé à des températures de l'ordre de 10^7 K. Il forme un plasma ionisé, dont les électrons émettent, principalement par *bremsstrahlung*, un rayonnement dans le domaine des rayons X qui peut permettre de mesurer la masse de l'amas. En supposant que l'amas soit en équilibre hydrostatique⁴, on peut en effet relier son profil de masse totale $M(r)$ aux profils de densité électronique $n_e(r)$ et de température $T(r)$ via la relation :

$$M(r) = -\frac{k_B T(r) r}{G \mu m_p} \left(\frac{d \log n_e}{d \log r} + \frac{d \log T}{d \log r} \right), \quad (1.3)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, $\mu \simeq 0.6$ la masse moléculaire moyenne du gaz, et m_p la masse du proton (Ettori et al. 2013). Les profils de densité électronique et de température peuvent être déduits des mesures des spectres X, permettant ainsi de déterminer le profil de masse de l'amas. Cette méthode montre là aussi la présence de grandes quantités de matière noire dans les amas.

Effet Sunyaev-Zel'dovich Les électrons du gaz chaud intra-amas, en plus d'émettre un rayonnement X, peuvent interagir avec les photons du fond diffus cosmologique. Ce dernier, qui constitue l'une des principales observables cosmologiques, sera présenté en Section 1.1.3. Les électrons du gaz transmettent de l'énergie à ces photons par diffusion Compton inverse, et modifient leur spectre en fréquence. C'est l'effet Sunyaev-Zel'dovich, ou SZ (Sunyaev et

4. Autrement dit, les forces gravitationnelles sont supposées être compensées par le gradient de pression. C'est une hypothèse similaire à celle d'équilibre du paragraphe précédent.

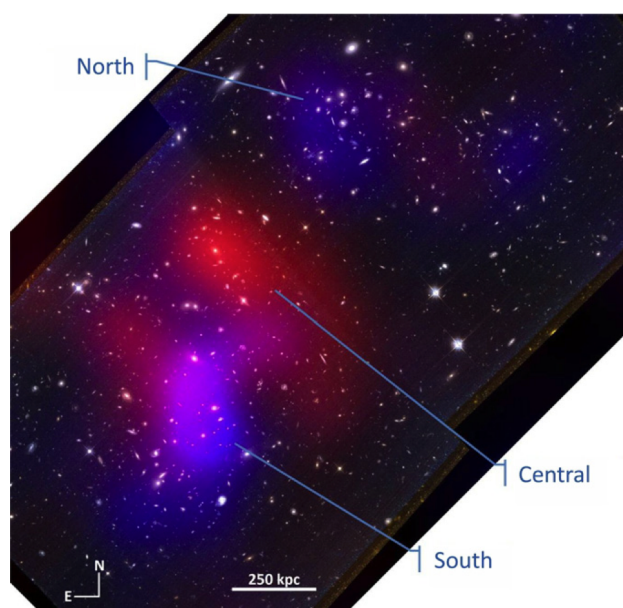


FIGURE 1.4: L'amas de galaxies en collision DLSC J0916.2+2951, aussi appelé *Musket ball cluster*, observé par le télescope spatial Hubble. La distribution de masse, reconstruite par lentille gravitationnelle faible (en bleu), est séparée de la distribution de gaz chaud, reconstruite grâce aux observations en rayons X du satellite Chandra (en rouge). Figure issue de Dawson et al. (2012).

Zeldovich 1970, 1980). Cet effet entraîne une variation d'intensité du fond diffus cosmologique dans la direction de l'amas, proportionnelle à l'intégrale suivant la ligne de visée de la pression électronique. Cette dernière est une mesure de l'énergie thermique totale du système, et l'application du théorème du viriel, dans l'hypothèse d'équilibre hydrostatique, permet de relier le signal SZ à la masse totale de l'amas (Adam 2015). Au contraire de l'émission X, l'intensité du signal SZ n'est pas affectée par la distance à l'amas, car l'effet est observé sur le fond diffus cosmologique. Cette sonde permet ainsi de mesurer la masse d'amas lointains, et confirme la présence de masse invisible (par exemple, Bleem et al. 2015).

Lentilles gravitationnelles Enfin, la quatrième méthode utilisée emploie la déviation des rayons lumineux par la présence d'objets massifs pour sonder la masse des amas de galaxies. Cet effet, appelé lentille gravitationnelle, peut être décrit précisément grâce à la théorie de la relativité générale. Les lentilles gravitationnelles sont généralement divisées en deux catégories : les lentilles *fortes*, qui créent des distorsions clairement visibles comme des arcs et des images multiples ; et les lentilles *faibles*, détectées par une analyse statistique de la faible déformation d'un grand nombre d'objets. L'amas de galaxies Abell 370 (Figure 1.3) est un exemple célèbre d'amas dans lequel une lentille gravitationnelle forte est visible. La mesure des angles de déviation, des grossissements et des effets de cisaillement permet de reconstruire la distribution de masse (voir par exemple Mellier 2010 pour une revue détaillée). Par exemple, la masse totale de l'amas Abell 370 contenue dans un rayon de 250 kpc est estimée à $M(< 250 \text{ kpc}) = 3.8 \pm 0.2 \times 10^{14} M_{\odot}$ grâce à cette méthode (Richard et al. 2010), et ne peut ici aussi être expliquée par la seule matière visible.

Terminons par noter que l'étude de systèmes d'amas de galaxies en collision (donc hors équilibre), comme l'emblématique amas de la Balle (*Bullet cluster*, Clowe et al. 2006), a permis de mettre en évidence non seulement la présence de matière noire, mais aussi certaines de ses propriétés. Plusieurs systèmes dits en fusion dissociative (*dissociative mergers*), pour lesquels la collision d'amas a lieu perpendiculairement à la ligne de visée, montrent une séparation significative entre la position du gaz chaud, identifiée par l'émission X, et la masse totale, déduite des effets de lentilles gravitationnelles. La Figure 1.4 illustre cette séparation pour l'amas DLSC J0916.2+2951, aussi appelé *Musket ball cluster*⁵ (Dawson et al. 2012). Lors de la collision il y a 700 millions d'années, le gaz intergalactique des deux amas a subi un choc et a été freiné, alors que les galaxies, non collisionnelles étant donnée leur faible densité, se sont traversées. La matière noire semble cependant elle aussi ne pas avoir interagi, ce qui indique un comportement non collisionnel. Nous reviendrons sur ce point dans la Section 1.2.

1.1.3 À l'échelle cosmologique

La cosmologie moderne décrit notre Univers comme un milieu en expansion, depuis la découverte par Hubble dans les années 1920 que la vitesse de récession des galaxies vis-à-vis de la Voie Lactée était proportionnelle à leur éloignement (Hubble 1929). L'expansion s'accompagne d'un refroidissement et d'une dilution du contenu de l'Univers, ce qui implique que l'Univers jeune se trouvait dans un état de haute température et de forte densité. C'est le modèle du *Big Bang*, dans lequel l'expansion de l'Univers est responsable de plusieurs phénomènes physiques marquant son histoire thermique et affectant son contenu. Ce dernier peut être sondé aujourd'hui par de nombreuses observables, et l'analyse conjointe de celles-ci met en évidence la présence de matière noire à l'échelle cosmologique. Nous nous intéresserons ici aux deux principaux phénomènes physiques de l'Univers primordial qui, à l'aide d'observations actuelles, contraignent le contenu de l'Univers : la nucléosynthèse primordiale et l'émission du rayonnement de fond diffus cosmologique.

La nucléosynthèse primordiale Le modèle du Big Bang permet de prédire l'abondance des noyaux légers dans l'Univers, grâce à la théorie de la nucléosynthèse primordiale (ou BBN pour *Big Bang nucleosynthesis* – voir par exemple Jedamzik et Pospelov 2009 et Fields et al. 2014 pour une revue détaillée). L'Univers primordial est décrit comme un plasma rempli de particules élémentaires. Lorsque la température de l'Univers est supérieure à $T \simeq 1 \text{ MeV}$ ⁶, les protons et neutrons sont en équilibre chimique (il y a autant de conversions $p \rightarrow n$ que $n \rightarrow p$ via l'interaction faible) et thermodynamique. En-deçà de cette température, on assiste au découplage chimique : le taux de conversion $p \leftrightarrow n$, $\Gamma_{p \leftrightarrow n}$, devient plus faible que le taux d'expansion de l'Univers H . Autrement dit, le temps caractéristique de conversion devient comparable à l'âge de l'Univers, et la probabilité de réaction s'effondre : c'est le gel chimique (*freeze-out*). Étant donnée la différence de masse entre le proton et le neutron, le rapport proton sur neutron est à cet instant très proche de $n_p/n_n \simeq 7$. La quasi-totalité des neutrons vont *in fine* être incorporés dans des noyaux d'⁴He, le noyau léger présentant la plus grande énergie de liaison par nucléon : la fraction en masse d'⁴He primordial sera donc d'environ 25% à la

5. *Musket ball* signifie balle de mousquet – ce sympathique surnom vient du fait que la collision est plus ancienne et se déroule à plus faible vitesse que pour l'amas de la Balle.

6. La conversion en kelvin est $1 \text{ eV}/k_B = 11\,605 \text{ K}$. Une température de 1 MeV correspond donc à environ dix milliards de kelvin.

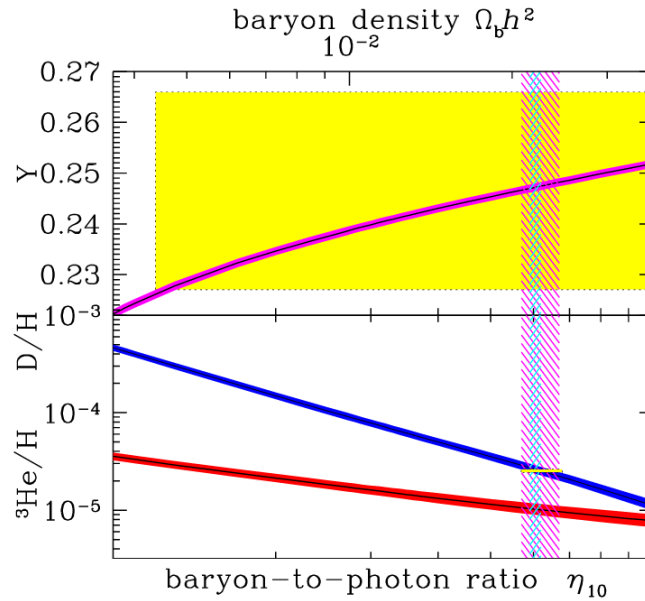


FIGURE 1.5: Abondances d' ^4He (notée ici Y), de D et d' ^3He , prédites par la théorie de la nucléosynthèse primordiale, en fonction du rapport baryon sur photon multiplié par 10^{10} . Les boîtes jaunes correspondent aux abondances observées avec leurs incertitudes à 95% de niveau de confiance (largement dominées par les systématiques pour l' ^4He , voir [Fields et al. 2014](#)). La bande verticale bleue indique la mesure issue du fond diffus cosmologique, et la bande violette la concordance entre les différentes mesures d'abondances. Figure adaptée de [Fields et al. \(2014\)](#).

fin de la nucléosynthèse⁷. La synthèse de ^4He passe d'abord par la création de deutérons D et d' ^3He , dont il ne restera que des traces à la fin de la nucléosynthèse, de l'ordre de 10^{-5} en fraction en masse. Les noyaux plus lourds sont encore moins abondants, avec des fractions en masse de l'ordre de 10^{-10} pour le ^7Li par exemple.

Les valeurs précises de ces abondances primordiales, en particulier de D et d' ^3He , dépendent du nombre de baryons par photon $\eta = n_b/n_\gamma$ (Figure 1.5), notamment car le deutéron peut être détruit par photo-dissociation ($D + \gamma \rightarrow p + n$). La mesure de ces abondances permet donc de déterminer η . Ces abondances vont néanmoins évoluer au cours de l'histoire de l'Univers, les étoiles procédant elles aussi à la synthèse d'éléments. La difficulté est donc de mesurer ces abondances dans des régions de l'Univers qui ont connu peu de nucléosynthèse stellaire. L'abondance de ^4He est par exemple inférée des observations de raies d'émission d'hydrogène et d'hélium dans des nuages d'hydrogène ionisé (appelées régions HII) présentant de faibles métallicités⁸, et qui ont donc connu peu d'évolution (voir par exemple [Izotov et al. 1999](#)). Les mesures actuelles donnent $5.1 \times 10^{-10} < \eta < 6.5 \times 10^{-10}$ (à 95% de niveau de confiance). La densité de photons dans l'Univers peut être déterminée très précisément grâce à la mesure de la température du fond diffus cosmologique (voir paragraphe suivant), ce qui permet de déduire la densité de baryons. On l'exprime généralement avec le paramètre de den-

7. Il y a environ 2 neutrons pour 14 protons. Sur les 16 nucléons, 4 auront formé un noyau d' ^4He , et il restera donc 12 protons.

8. La métallicité est la proportion d'éléments plus lourds que l' ^4He . Seules les étoiles synthétisent ces éléments lourds. Nous reparlerons de cette grandeur dans la Partie II.

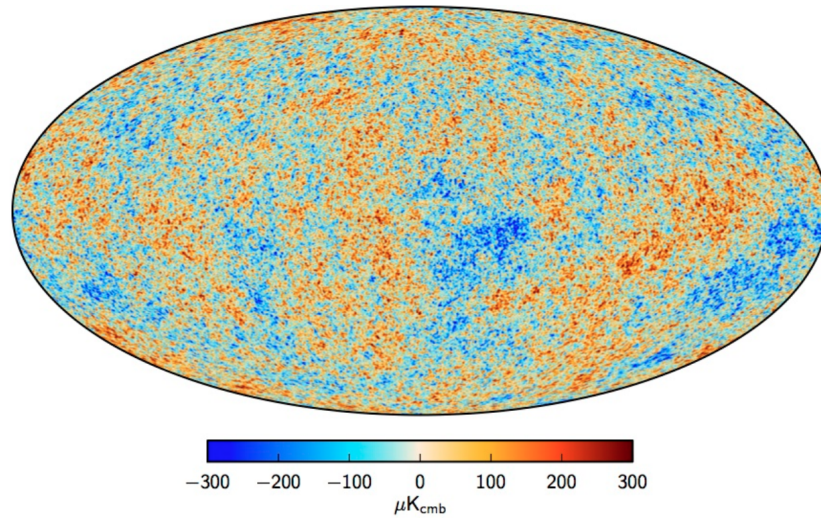


FIGURE 1.6: Carte du ciel des fluctuations de température du CMB mesurées par le satellite Planck. Les régions bleues (récipr. oranges) sont légèrement plus froides (récipr. chaudes), d'environ une centaine de μK , que la température moyenne. Figure issue de [Planck Collaboration et al. \(2015a\)](#).

sité $\Omega = \rho/\rho_c$, c'est-à-dire en normalisant par la densité critique $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \simeq 10^{-26} \text{ kg m}^{-3}$, avec H_0 la constante de Hubble. Les contraintes récentes donnent

$$0.045 < \Omega_b < 0.054,$$

à 95% de niveau de confiance ([Fields et al. 2014](#)). Nous verrons que cette densité ne suffit pas à expliquer à elle seule la densité totale de matière dans l'Univers.

L'émission du rayonnement de fond diffus cosmologique Le second phénomène que nous évoquerons se déroule environ 380 000 ans après la nucléosynthèse primordiale, lorsque la température de l'Univers atteint 3 000 K. À cette température, les électrons et protons se combinent pour former des atomes d'hydrogène. Avant cela, l'Univers est rempli d'un plasma dense et chaud d'électrons et protons⁹, opaque aux photons du fait de la diffusion Thomson de ces derniers sur les électrons. Après recombinaison, les photons peuvent se propager librement : c'est l'émission du rayonnement de fond diffus cosmologique (ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Ce rayonnement s'est refroidi avec l'expansion de l'Univers, et sa température actuelle est d'environ $T = 2.72 \text{ K}$. Il est étudié avec grand intérêt depuis sa découverte fortuite par Penzias et Wilson en 1964 ([Penzias et Wilson 1965](#)), notamment par les satellites COBE (lancé en 1989), WMAP (en 2001) puis Planck (en 2009). Une revue détaillée de la physique du CMB peut être trouvée dans [Bucher \(2015\)](#).

La température de ce rayonnement est extrêmement homogène. Elle présente néanmoins des fluctuations de l'ordre de la centaine de μK (Figure 1.6), issues de faibles variations de densité dans l'Univers jeune. Le CMB peut ainsi être vu comme une image des fluctuations de densité du plasma primordial au moment du découplage des photons. Ces fluctuations jouent un rôle majeur dans l'histoire de l'Univers : les zones de surdensité ont pu, après

9. Et aussi d'atomes d' ^4He , dont la recombinaison précède celle de l'hydrogène ([Switzer et Hirata 2008](#)).

recombinaison, accréter la matière environnante par gravitation et sont considérées comme les graines des grandes structures de l'Univers que sont les galaxies et amas de galaxies. L'étude précise des fluctuations du CMB, notamment de leurs corrélations angulaires grâce au spectre de puissance, permet de contraindre le contenu énergétique de l'Univers, et en particulier les densités de matière et de baryons. La collaboration Planck obtient, en combinant les observations du CMB et d'autres sondes cosmologiques (notamment des supernovae de type Ia et des oscillations acoustiques de baryons, que nous ne détaillerons pas ici), les valeurs suivantes de Ω_m (matière) et de Ω_b (baryons) (Planck Collaboration et al. 2015b) :

$$\Omega_m = 0.3089 \pm 0.0062; \quad \Omega_b = 0.04860 \pm 0.00072.$$

L'incertitude, donnée ici à 68% de niveau de confiance, est extrêmement faible, de l'ordre du pour cent en valeur relative, illustrant l'impressionnante précision avec laquelle le fond diffus cosmologique est mesuré aujourd'hui.

Les densités baryoniques inférées des mesures des abondances primordiales et du CMB, en bon accord, ne suffisent donc pas à expliquer la densité totale de matière dans l'Univers¹⁰. Environ 85% de la matière existante semble donc être non baryonique, et pourrait former la matière noire.

1.2 Nature de la matière noire

Les observations astronomiques indiquent la présence de grandes quantités de matière massive et invisible dans l'Univers. Toutes ces mesures sont néanmoins interprétées dans le contexte de la mécanique newtonienne (par exemple, à l'échelle galactique), ou celui de la relativité générale (par exemple, à l'échelle cosmologique). La similitude avec l'histoire de la mécanique céleste est frappante. En 1846, Le Verrier et Adams infèrent l'existence de la planète Neptune de l'étude du mouvement d'Uranus, qui ne peut être expliqué par la mécanique newtonienne sans la présence d'une huitième planète¹¹. À l'inverse, l'étude de l'anomalie de la précession du périhélie de Mercure, d'abord expliquée par l'existence d'une planète intra-mercurienne (nommée hypothétiquement Vulcain en 1859 par ce même Le Verrier), met en évidence les limitations de la mécanique newtonienne et participe à l'avènement de la relativité générale dès 1915. Une problématique similaire se pose aujourd'hui pour expliquer les observations de masse invisible : notre Univers est-il rempli d'une matière invisible de nature inconnue, ou bien faut-il remettre en question nos théories de la gravité ?

1.2.1 Faut-il modifier la gravité ?

La principale théorie visant à expliquer les observations de matière manquante par une modification de la gravitation est la théorie MOND, pour *MODified Newton Dynamics*. Cette théorie fut proposée par Milgrom en 1983 pour expliquer les courbes de rotation des galaxies spirales sans faire appel à de la matière noire (Milgrom 1983). L'idée est de modifier la force

10. Notons que la densité d'électrons est incluse dans les mesures de Ω_b , et contribue très peu, étant donnée la faible masse des électrons.

11. Le scénario est peut-être en train de se répéter actuellement, avec les indices de l'existence d'une éventuelle neuvième planète située aux confins du système solaire (voir Batygin et Brown 2016).

de gravitation aux faibles accélérations, typiques de celles subies par les étoiles en périphérie des disques galactiques. La loi de Milgrom s'écrit :

$$\mu\left(\frac{g}{a_0}\right)\mathbf{g} = \mathbf{g}_N, \quad (1.4)$$

\mathbf{g}_N étant l'accélération gravitationnelle newtonienne, \mathbf{g} la *vraie* accélération subie par l'étoile et g sa norme. Le paramètre a_0 est une accélération caractéristique, qui dicte deux régimes pour la fonction μ : lorsque $g/a_0 \gg 1$, $\mu(g/a_0) \rightarrow 1$ (limite newtonienne), et lorsque $g/a_0 \ll 1$, $\mu(g/a_0) \rightarrow g/a_0$ (régime MOND). Dans le cas de la rotation des étoiles dans une galaxie spirale, l'équilibre entre la composante radiale de la force de gravitation et l'accélération centripète donne :

$$\frac{v_c^2(r)}{r} = |\mathbf{g}| = \sqrt{a_0|\mathbf{g}_N|} = \sqrt{\frac{a_0GM(r)}{r^2}} \quad (1.5)$$

dans le régime MOND, c'est-à-dire à grand rayon et faible accélération. La dépendance en r disparaît et la vitesse de rotation devient constante, sans invoquer l'existence de masse invisible. Ce modèle ajuste de manière remarquable les courbes de rotation de la plupart des galaxies spirales (Figure 1.7), avec une unique valeur de a_0 de l'ordre de $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-2}$ (voir par exemple [Begeman et al. 1991](#)). D'après l'équation 1.5, MOND prédit aussi que la masse (baryonique) totale M_b d'une galaxie spirale est proportionnelle à la vitesse de rotation asymptotique, $V_f = \lim_{r \rightarrow +\infty} v_c(r)$, élevée à la puissance quatre :

$$M_b = \frac{1}{a_0 G} V_f^4. \quad (1.6)$$

Un tel comportement est justement observé dans la plupart des galaxies spirales : c'est la loi de Tully-Fisher baryonique ([Famaey et McGaugh 2012](#)), illustrée en Figure 1.8. Le résultat le plus frappant est sans doute que ce comportement peut être expliqué par MOND avec la *même* valeur de a_0 que pour les courbes de rotation des galaxies spirales, $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{ cm s}^{-2}$, alors qu'une telle loi semble difficile à expliquer de manière naturelle dans le cadre du paradigme de la matière noire ([Bekenstein 2010](#)). Ces résultats aux échelles galactiques sont les réussites majeures de la théorie MOND.

Cependant, MOND éprouve des difficultés à expliquer les observations de masse manquante à l'échelle des amas de galaxies et à l'échelle cosmologique. Par exemple, l'interprétation des effets de lentilles gravitationnelles faibles dans les amas de galaxies dans le cadre de MOND – qui nécessite une extension relativiste de la théorie, dont la plus connue est TeVeS (*Tensor-Vector-Scalar theory*, [Bekenstein 2004](#)) – requiert la présence de matière invisible, non baryonique, comptant pour plus de la moitié de la masse totale. Les neutrinos pourraient jouer ce rôle, si leur masse est de l'ordre de $m_\nu \simeq 2 \text{ eV}$ ([Sanders 2007](#)). Les contraintes expérimentales actuelles sur la masse des neutrinos sont cependant proches d'être en tension avec ces valeurs, avec une limite $m_{\nu_e} < 2 \text{ eV}$ (95% de niveau de confiance) obtenue par les expériences de Mainz et Troitsk ([Otten et Weinheimer 2008](#))¹². L'expérience KATRIN ([KATRIN collaboration 2001](#)) devrait pouvoir améliorer la limite d'un ordre de grandeur dans les an-

12. Les contraintes cosmologiques placées sur la masse des neutrinos grâce au CMB, notamment par la collaboration Planck ([Planck Collaboration et al. 2015b](#)), sont obtenues dans le contexte du modèle de matière noire froide, et ne s'appliquent pas dans le cadre de MOND.

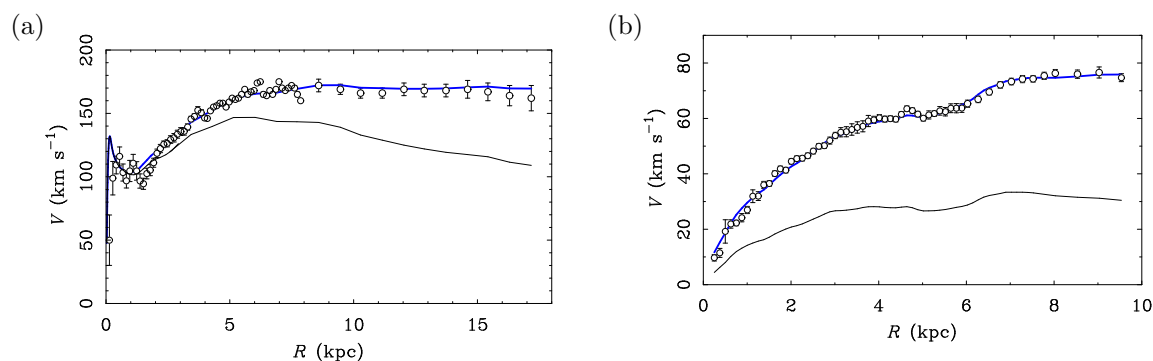


FIGURE 1.7: Exemples d'ajustement des courbes de rotation des galaxies NGC 6946 (à gauche) et NGC 1560 (à droite) avec MOND (courbe bleue), pour une valeur fixée de $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{cm s}^{-2}$. Le seul paramètre libre est le rapport masse sur luminosité, qui atteint $0.37 M_\odot/L_\odot$ pour NGC 6946 et $0.18 M_\odot/L_\odot$ pour NGC 1560. La courbe noire représente la contribution newtonienne issue des distributions de matière visible. Figure issue de [Famaey et McGaugh \(2012\)](#).

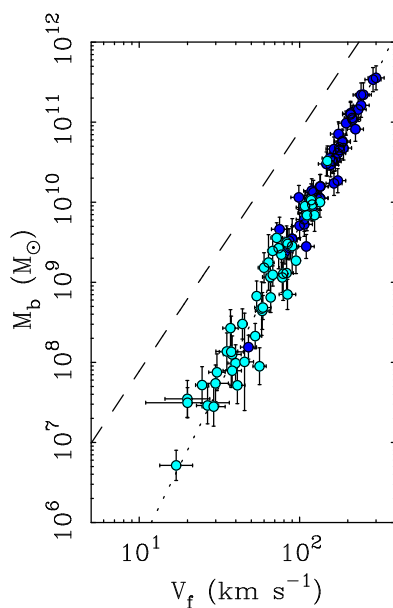


FIGURE 1.8: Illustration de la loi de Tully-Fisher baryonique pour les galaxies spirales. La masse baryonique est la somme des contributions des étoiles et du gaz. La prédiction de MOND est la ligne pointillée, avec $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{cm s}^{-2}$. La ligne avec tirets correspond à la prédiction du modèle de matière noire froide, obtenue par des simulations numériques mêlant matière noire et baryons. Ajuster ce modèle aux données nécessite que la masse baryonique mesurée actuellement dans les galaxies spirales soit sous-estimée, par exemple à cause de matière baryonique non détectée. Figure issue de [Famaey et McGaugh \(2012\)](#).

nées à venir, permettant ainsi d’apporter une réponse définitive à cette hypothèse. Cependant, le problème majeur se trouve à l’échelle cosmologique : la forme précise du spectre de puissance du CMB, et notamment la hauteur du troisième pic, ne peut s’expliquer dans le cadre de TeVeS qu’en invoquant l’existence de matière non baryonique, sous forme par exemple de neutrinos très massifs ($m_\nu \simeq 10$ eV) – rejetés par les contraintes expérimentales précédentes –, ou de nouvelles particules telles que les neutrinos stériles (Famaey et McGaugh 2012). Autrement dit, la théorie MOND a elle aussi besoin de matière noire non baryonique pour expliquer les observations du CMB.

Bien que très satisfaisante à l’échelle galactique, la théorie MOND échoue donc à expliquer naturellement certaines observables à l’échelle cosmologique. Dans la suite de cette thèse, nous nous placerons dans le cadre du paradigme de la matière noire, dans lequel la masse manquante est entièrement expliquée par l’existence de particules massives de nature inconnue.

1.2.2 Particules de matière noire : propriétés

Bien que la nature de la matière noire soit encore inconnue aujourd’hui, les observations astrophysiques et cosmologiques évoquées dans la Section 1.1 permettent de contraindre certaines de ses caractéristiques. Nous énumérons ci-après ses principales propriétés.

Nature non baryonique Le résultat le plus frappant issu des observations cosmologiques est sans doute qu’environ 85% de la matière massive de l’Univers se trouve sous forme non baryonique. Ce résultat majeur indique que la matière noire ne peut être composée de matière ordinaire, comme des protons ou des neutrons. Nous verrons dans la Section 1.2.3 qu’aucune particule connue actuellement ne peut expliquer la matière noire, et qu’un candidat issu de théories de physique des particules au-delà du Modèle Standard est nécessaire. Notons que la masse manquante, à l’échelle galactique notamment, ne peut donc être expliquée par des objets astrophysiques massifs, compacts et peu lumineux (les ‘MACHOs’, pour *Massive Astronomical Compact Halo Objects*), tels que des trous noirs ou des naines brunes, qui avaient été un temps envisagés¹³.

Abondance cosmologique Une particule candidate à la matière noire doit pouvoir expliquer son abondance cosmologique actuelle,

$$\Omega_{DM} = 0.2589 \pm 0.0041,$$

comme mesurée par la collaboration Planck (Planck Collaboration et al. 2015b). Un modèle de matière noire satisfaisant doit donc proposer un mécanisme de production expliquant cette densité. Cette contrainte s’avère importante pour discriminer les candidats possibles – les plus populaires d’entre eux seront présentés en Section 1.2.3.

Neutralité de charge électrique La matière noire apparaît comme insensible à l’interaction électromagnétique. Elle semble n’émettre de rayonnement dans aucune longueur d’onde,

13. Les collaborations MACHO (Popowski et al. 2003) et EROS-2 (Tisserand et al. 2007) ont exclu que de tels objets puissent expliquer la masse manquante à l’échelle de la Voie Lactée.

et ne présente aucune raie d'émission ou d'absorption, ce qui contraint fortement son existence sous forme de particules chargées. Des particules chargées extrêmement massives ($M > 20$ TeV), qui formeraient des éléments similaires à des atomes d'hydrogène 'super-lourds', ont néanmoins été envisagées (de Rújula et al. 1990), mais de nombreuses observations telles que la stabilité des nuages de gaz interstellaire neutre (Chivukula et al. 1990) ou l'absence d'éléments 'super-lourds' dans l'eau terrestre (Basdevant et al. 1990) ont permis de rejeter cette hypothèse. Un bon candidat à la matière noire doit donc être électriquement neutre. Notons que certains auteurs invoquent l'existence de matière noire présentant une charge non quantifiée, bien inférieure à un (*millicharged dark matter*, voir par exemple Gabrielli et al. 2015), mais nous n'évoquerons pas cette hypothèse dans la suite de ce manuscrit.

Absence de couplage avec l'interaction forte De fortes contraintes existent sur l'amplitude des interactions entre matière noire et nucléons. Elles sont généralement exprimées en fonction de la section efficace d'interaction spin-indépendante avec les nucléons, notée $\sigma_{\chi N}$ (voir par exemple Mack et al. (2007) pour une rapide revue des différents types de contraintes sur $\sigma_{\chi N}$). Certaines observations astrophysiques, comme par exemple la stabilité des disques galactiques, contraignent les fortes valeurs de $\sigma_{\chi N}$: une interaction trop fréquente des particules de matière noire avec le disque baryonique des galaxies causerait leur destruction, ce qui donne par exemple pour la Voie Lactée une limite $\sigma_{\chi N} < 5 \times 10^{-24} (m_\chi / \text{GeV}) \text{ cm}^2$, avec m_χ la masse de la particule de matière noire (Starkman et al. 1990). Les faibles sections efficaces sont sondées par les expériences souterraines de détection *directe* de matière noire, qui visent à mesurer les reculs nucléaires issus de collisions élastiques avec les particules de matière noire. Nous reparlons plus en détail de cette méthode de détection dans le Chapitre 2. Les meilleures limites actuelles ont été obtenues par la collaboration LUX, avec $\sigma_{\chi N} \lesssim 10^{-44} \text{ cm}^2$ pour $m_\chi \simeq 10 \text{ GeV}$ (LUX Collaboration et al. 2013)¹⁴. Ces contraintes indiquent que la matière noire n'est pas couplée par interaction forte avec la matière baryonique.

Faible auto-interaction La matière noire semble également ne pas interagir avec elle-même. Les systèmes d'amas de galaxies en fusion dissociative, comme l'amas de la Balle (voir Section 1.1.2), mettent ainsi en évidence son comportement non collisionnel : au contraire du gaz chaud, la matière noire n'est pas freinée durant la collision, et se retrouve séparée de ce dernier. Ceci permet de placer des contraintes fortes sur sa section efficace d'auto-interaction, $\sigma_{\chi\chi}$. En combinant les observations de lentilles gravitationnelles et d'émission X à des modèles théoriques et des simulations numériques de l'amas de la Balle, Randall et al. (2008) obtiennent par exemple une limite $\sigma_{\chi\chi}/m_\chi < 1.25 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ (68% de niveau de confiance)¹⁵. Notons toutefois l'étude récente de l'amas Abell 3827 (Figure 1.9), pour lequel un décalage significatif a été observé entre la distribution de matière noire et celle des étoiles d'une de ses galaxies, grâce à des mesures de lentilles gravitationnelles (Massey et al. 2015). Les étoiles étant non collisionnelles, cette observation pourrait témoigner d'une auto-interaction de la

14. Notons qu'une particule de matière noire peut être détectée directement par ces expériences si $\sigma_{\chi N}$ est suffisamment grand pour causer un recul nucléaire, mais suffisamment faible pour pouvoir *atteindre* le détecteur avant d'interagir. Les grandes valeurs de $\sigma_{\chi N}$ ne sont ainsi pas contraintes par ces expériences.

15. En comparaison, on peut estimer l'ordre de grandeur de la section efficace de collision du gaz dans un amas, en utilisant $\sigma_{\text{gaz}} \simeq 1/(\lambda \times n_{\text{gaz}})$, avec λ le libre parcours moyen des particules du gaz et n_{gaz} leur densité numérique. En prenant $\lambda \simeq 10 \text{ kpc}$ et $n_{\text{gaz}} \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, on obtient $\sigma_{\text{gaz}}/m_p \simeq 2 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, avec m_p la masse du proton.

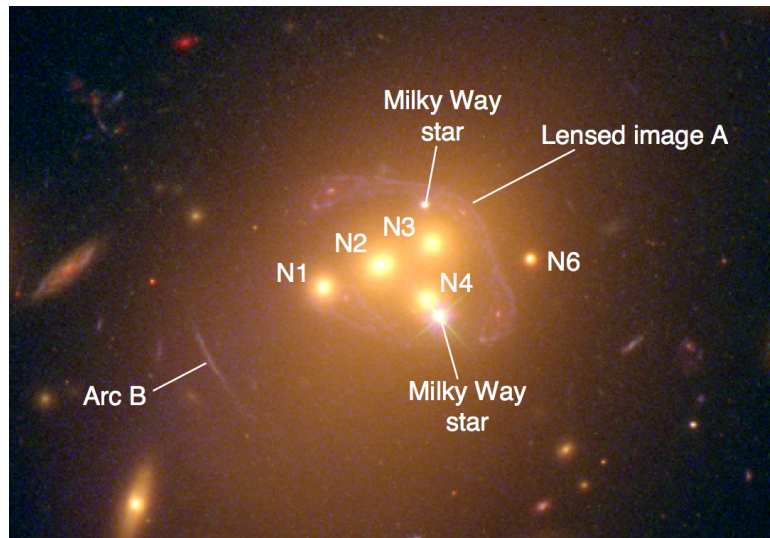


FIGURE 1.9: Image de l'amas de galaxies Abell 3827 obtenue par le télescope spatial Hubble. Les effets de lentille gravitationnelle forte sont clairement visibles. Leur étude indique un décalage entre la distribution de matière noire et d'étoiles pour la galaxie N1. Figure adaptée de [Massey et al. \(2015\)](#).

matière noire, et les auteurs obtiennent une estimation de l'ordre de $\sigma_{\chi\chi}/m_{\chi} \simeq 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Ces résultats sont néanmoins controversés (voir par exemple [Kahlhoefer et al. 2015](#)).

Longue durée de vie La présence actuelle de matière noire dans l'Univers indique qu'elle doit être stable, ou qu'elle possède une durée de vie supérieure à l'âge de ce dernier. La recherche de particules standard comme des photons ou des électrons, qui pourraient être produites lors de l'annihilation ou la désintégration de particules de matière noire, permet de placer des contraintes fortes sur sa durée de vie – cette méthode, appelée détection *indirecte* de matière noire, sera présentée en détail dans le Chapitre 2. Les contraintes actuelles sont de l'ordre de $\tau_{\chi} \gtrsim 10^9 \text{ Ga}$. Elles sont néanmoins dépendantes du modèle de matière noire sous-jacent, et des contraintes plus générales, mais moins fortes, peuvent être obtenues grâce aux observables cosmologiques. [Audren et al. \(2014\)](#) obtiennent par exemple $\tau_{\chi} \gtrsim 160 \text{ Ga}$ avec une analyse combinée de différentes données cosmologiques, incluant notamment les mesures du spectre de puissance angulaire du CMB par le satellite Planck.

Matière noire 'froide' Les candidats à la matière noire sont classés en trois catégories, en fonction de leur comportement après leur découplage du plasma de l'Univers primordial. Ce découplage se déroule à l'instant où le taux d'interaction de ces particules avec le reste du plasma devient inférieur au taux d'expansion de l'Univers, de manière similaire au gel des réactions de conversion proton-neutron décrit en Section 1.1.3. Comme nous l'avons évoqué dans cette même section, le plasma primordial présente des surdensités, et l'accrétion de matière autour de celles-ci, par gravitation, permet d'enclencher le processus de formation des grandes structures de l'Univers après la recombinaison protons-électrons. Néanmoins, la vitesse de la matière noire au moment de son découplage affecte ces fluctuations, *via* l'effet de *free streaming* (voir par exemple [Boehm et al. 2001](#)). Après découplage, la matière noire se propage librement jusqu'à l'effondrement gravitationnel des surdensités, c'est-à-dire jus-

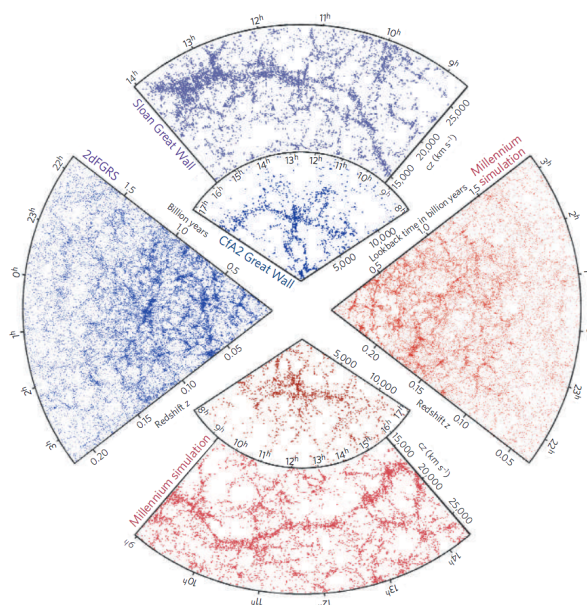


FIGURE 1.10: Comparaison des mesures de distribution des galaxies obtenues par SDSS, 2dFGRS et CfA2 (en bleu) aux prédictions du modèle de matière noire froide dans le cadre de la simulation numérique Millenium (en rouge). Les similitudes, frappantes, sont quantifiées par la fonction de corrélation à deux points, qui trace le regroupement des galaxies en fonction de l'échelle de distance. Figure issue de [Springel et al. \(2006\)](#).

qu'au démarrage de la formation des structures, peu après la recombinaison. La distance que parcourent les particules de matière noire durant cette période est appelée longueur de *free streaming*, et définit une échelle caractéristique en-deçà de laquelle les fluctuations de densité sont effacées (on parle d'effet de *damping*, voir par exemple [Boehm et al. 2002](#)). Seules les fluctuations ayant survécu pourront s'effondrer gravitationnellement et former des structures, ce qui témoigne de l'influence des propriétés cinétiques de la matière noire sur la formation des grandes structures de l'Univers.

La première catégorie est la matière noire dite 'chaude' (*hot dark matter*), ultra-relativiste lors de son découplage. Sa longueur de *free streaming* est donc très importante, et les perturbations de densité plus petites que l'échelle des super-amas de galaxies (d'une masse équivalente à $M \simeq 10^{15} M_{\odot}$) sont effacées ([Primack et Gross 2001](#)). La formation des structures suit alors un schéma *top-down* : les super-amas se forment en premier, et les galaxies et amas de galaxies sont ensuite créés par fragmentation. Ce schéma est néanmoins contredit par les observations, qui indiquent que les galaxies se sont formées avant les super-amas ([Primack et Blumenthal 1984](#); [Famaey et McGaugh 2012](#)).

À l'inverse, la matière noire dite 'froide' (*cold dark matter*) est non relativiste lors de son découplage, et sa longueur de *free streaming* est négligeable. Les perturbations survivent alors jusqu'aux très petites échelles, de l'ordre de $M \simeq 10^{-6} M_{\odot}$ ([Berezinsky et al. 2014](#))¹⁶. Dans ce scénario, la formation des structures suit un schéma *bottom-up* : les plus grandes structures se

16. La masse minimale des structures dépend fortement des modèles sous-jacents de matière noire ; $M \simeq 10^{-6} M_{\odot}$ est une valeur typique dans le cadre de la supersymétrie (voir Section 1.2.3).

forment par l'accrétion successive de plus petits objets, formés les premiers. Les simulations numériques de formation des structures réalisées dans le contexte de la matière noire froide (voir Section 1.3.1), comme la simulation Millenium (Springel et al. 2005), sont en excellent accord avec les relevés de distribution des galaxies obtenus par SDSS (York et al. 2000) ou 2dFGRS (Colless et al. 2001), comme l'illustre la Figure 1.10. Le modèle de matière noire froide réussit ainsi à rendre compte de manière remarquable de la formation des structures dans l'Univers, et correspond au paradigme dominant dans ce domaine.

Enfin, la dernière catégorie correspond à la matière noire dite 'tiède' (*warm dark matter*), caractérisée par une longueur de *free streaming* de l'ordre de l'échelle des plus petites galaxies (masse équivalente à $M \simeq 10^9 M_\odot$, Boehm et al. 2002). La formation des structures aux très grandes échelles est très similaire à ce qui se déroule dans le modèle de matière noire froide, et seul le comportement aux échelles sous-galactiques diffère. Ce modèle, bien qu'à même de résoudre certaines difficultés du modèle de matière noire froide aux petites échelles (voir Section 1.3.1), est fortement contraint par plusieurs observables cosmologiques, lui laissant peu d'espace pour répondre à ces difficultés (voir par exemple Viel et al. 2013, qui obtiennent des contraintes significatives à partir des mesures de la forêt Lyman- α).

En résumé, les multiples observables astrophysiques et cosmologiques favorisent la description de la matière noire sous forme de particules non baryoniques, froides et stables, insensibles aux interactions forte et électromagnétique. Ces observations sont à la base du modèle d'Univers Λ -CDM (*Cold Dark Matter* et constante cosmologique¹⁷), dans lequel nous nous placerons pour la suite de cette thèse.

1.2.3 Particules de matière noire : candidats

L'idée que la matière noire puisse se présenter sous forme de particules élémentaires a généré un nombre impressionnant de modèles théoriques, qui visent à proposer une particule candidate pouvant expliquer ses propriétés astrophysiques. Le problème de la matière noire a ainsi fortement contribué à l'émergence de *l'astrophysique des particules*, un domaine à cheval entre astrophysique et physique des particules. Dans cette section, nous présenterons brièvement le Modèle Standard de la physique des particules, et décrirons les principaux candidats issus de théories au-delà de ce modèle. Une excellente revue sur ce sujet peut être trouvée dans Feng (2010).

1.2.3.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie quantique décrivant l'ensemble des particules élémentaires connues actuellement et leurs interactions. Il inclut trois interactions fondamentales : l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte, mais pas la gravitation. Ses succès expérimentaux les plus frappants sont sans doute les prédictions de l'existence de nouvelles particules élémentaires comme les bosons W et Z, observés en 1983 au CERN (Arnison et al. 1983; Banner et al. 1983), le quark top, découvert en 1995 au Fermilab (Abe et al. 1995; Abachi et al. 1995), ou plus récemment, le boson de Higgs (Aad

17. La lettre Λ fait référence à la constante cosmologique de la relativité générale, qui permet d'expliquer l'expansion accélérée de l'Univers découverte à la fin des années 90. Nous ne détaillerons pas davantage ce point dans ce manuscrit.

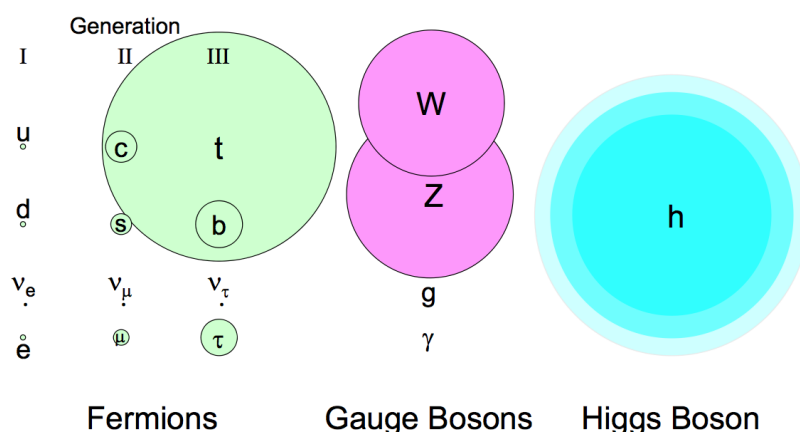


FIGURE 1.11: Ensemble des particules décrites par le Modèle Standard. La surface des cercles est proportionnelle à la masse des particules. La masse du boson de Higgs est maintenant connue, et vaut $m_h \simeq 125$ GeV. Figure adaptée de Feng (2010).

et al. 2012; Chatrchyan et al. 2012), là aussi au CERN. La Figure 1.11 présente les particules décrites par le Modèle Standard. Douze d’entre elles, ainsi que leurs anti-particules associées, sont des particules élémentaires de spin 1/2 appelées *fermions*¹⁸. Les photons, gluons et bosons Z et W forment les *bosons de jauge*, de spin 1, médiateurs des différentes interactions. Le boson de Higgs, de spin 0, joue un rôle particulier : c’est par son couplage aux fermions et aux bosons Z et W que ces derniers acquièrent une masse non nulle.

Il apparaît qu’aucune de ces particules n’est un bon candidat à la matière noire. Seul le neutrino allie stabilité, neutralité de charge électrique et neutralité de couleur, mais sa très faible masse ($m_{\nu_e} < 2$ eV, voir Section 1.2.1) le rend ultra-relativiste lors de son découplage du plasma primordial : il ne peut ainsi former de la matière noire froide. La nécessité de nouvelles particules pour expliquer la matière noire est une motivation à l’existence de physique au-delà du Modèle Standard. Elle n’est cependant pas la seule, et le Modèle Standard en lui-même présente des anomalies justifiant la recherche de nouvelle physique. Les théories les plus prometteuses sont celles répondant à la fois au problème de la matière noire et à (au moins) une anomalie du Modèle Standard. Nous présenterons ici quatre candidats issus de tels modèles : le neutralino et le photon de Kaluza-Klein, tous deux appartenant à la catégorie des WIMPs, ainsi que l’axion et le neutrino stérile.

1.2.3.2 Les WIMPs

Les WIMPs, pour *Weakly Interacting Massive Particles*, forment les candidats à la matière noire les plus populaires. Ils sont caractérisés par une masse de l’ordre de $m_\chi \simeq 10$ GeV - 10 TeV, et se couplent aux particules standard seulement *via* l’interaction faible. Ils permettent de résoudre le problème dit de *hiérarchie de jauge* du Modèle Standard. En quelques mots, la masse du boson de Higgs, $m_h \simeq 125$ GeV, est particulièrement faible devant l’échelle caractéristique d’énergie (l’échelle de Planck, $M_{Pl} \simeq 10^{19}$ GeV) au-delà de laquelle le Modèle Standard ne peut plus être valide (Feng 2010). Une telle différence apparaît comme non naturelle. Ce problème peut être résolu en introduisant une échelle caractéristique de nouvelle

18. Le spin est une propriété quantique intrinsèque aux particules, similaire à un moment angulaire.

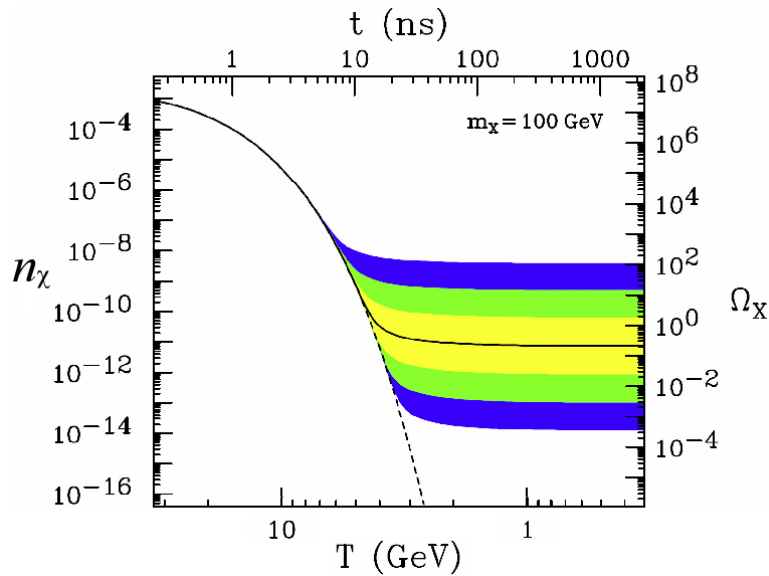


FIGURE 1.12: Densité (co-mobile) d'une population de WIMPs avec $m_\chi = 100$ GeV, en fonction de la température de l'Univers. Le trait noir est obtenu avec une valeur de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ permettant de recouvrir la valeur mesurée d' Ω_m . Les bandes de couleurs sont obtenues avec des valeurs qui diffèrent de celle-ci d'un facteur 10, 100 ou 1000. La courbe avec tirets représente le comportement d'une espèce qui reste en équilibre thermique. Figure adaptée de Feng (2010).

physique $\Lambda \lesssim 1$ TeV, qui implique l'existence de nouvelles particules de masse proche de $m \simeq 10$ GeV - 10 TeV, telles que les WIMPs.

Les WIMPs sont de plus naturellement produits dans l'Univers primordial avec une densité proche des valeurs mesurées de Ω_m . Ce phénomène est appelé le 'miracle WIMP', et explique la popularité de ces particules comme candidats à la matière noire. La Figure 1.12 présente l'évolution de la densité numérique, dans l'Univers primordial, d'une population de WIMPs de masse $m_\chi = 100$ GeV. Lorsque la température de l'Univers devient inférieure à la masse du WIMP, l'équilibre chimique entre les réactions de production et d'annihilation de WIMPs se rompt, et seules les annihilations deviennent possibles. La densité de WIMPs diminue alors exponentiellement, jusqu'à devenir trop faible pour engendrer un processus efficace d'annihilation. C'est l'effet de gel chimique, déjà évoqué en Section 1.1.3 pour la nucléosynthèse primordiale. La densité de WIMPs est alors stabilisée¹⁹. On peut montrer que la valeur de cette densité relicue dépend peu de m_χ , mais qu'elle est inversement proportionnelle au produit $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ (Feng 2010). Ce terme correspond à la moyenne sur la distribution de vitesses des WIMPs du produit de leur section efficace d'annihilation, σ_{ann} , et de leur vitesse relative v (voir par exemple Gelmini et Gondolo 2010). Il contrôle le taux d'annihilation des particules de matière noire. Ainsi, plus cette grandeur est importante, plus faible sera la densité relicue. Il apparaît qu'une valeur de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ de l'ordre de 3×10^{-26} cm³ s⁻¹, typique d'une particule sensible à l'interaction faible comme le WIMP, donne une densité relicue cohérente avec Ω_m : c'est le miracle WIMP (Jungman et al. 1996).

19. C'est en réalité la densité co-mobile, c'est-à-dire corrigée des effets d'expansion de l'Univers, qui devient constante.

Nous présentons ici les deux candidats WIMPs les plus importants : le neutralino et le photon de Kaluza-Klein.

Le neutralino Le candidat WIMP le plus prometteur, le neutralino, est issu de la théorie de la supersymétrie. Cette extension du Modèle Standard est basée sur une nouvelle symétrie entre bosons et fermions : chaque particule standard aurait ainsi un superpartenaire dont le spin diffère d'une valeur un-demi (Martin 1998). Cette théorie résout de manière élégante le problème de hiérarchie de jauge, tout en permettant l'unification des trois interactions du Modèle Standard à l'échelle de Planck (voir par exemple Taylor 1984) – une telle description unifiée est un objectif esthétique que vise à atteindre la physique de manière générale. La théorie prédit que la masse des superpartenaires est égale à celle des particules originales, mais aucune de ces nouvelles particules n'a été observée : la symétrie doit donc être brisée, engendrant des superpartenaires bien plus lourds. Ces nouvelles particules sont activement recherchées, notamment au LHC (*Large Hadron Collider*) du CERN.

Les extensions supersymétriques du Modèle Standard sont nombreuses. L'extension la plus simple, le MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*), contient tous les champs du Modèle Standard ainsi que leurs superpartenaires, mais aussi un second boson de Higgs (Jungman et al. 1996). Cette extension comporte une symétrie intrinsèque appelée 'parité R', qui empêche la désintégration des superpartenaires vers les particules standard : le superpartenaire le plus léger, appelé LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*) est alors stable. Le neutralino, un état de masse propre issu du mélange des superpartenaires des bosons de jauge et des bosons de Higgs, est généralement ce LSP. Sa masse n'est pas prédite précisément, car le MSSM contient de nombreux paramètres libres, mais elle est typiquement de l'ordre du GeV - TeV (Jungman et al. 1996)²⁰, et le neutralino n'interagit que par interaction faible. Il constitue ainsi un excellent candidat WIMP.

Le photon de Kaluza-Klein Un deuxième type de WIMP provient des théories de dimensions supplémentaires, qui hypothétisent l'existence d'une ou plusieurs nouvelles dimensions spatiales compactifiées. La théorie la plus étudiée dans le cadre de la matière noire est la théorie UED (*Universal Extra Dimensions*) dite minimale, ne présentant qu'une seule dimension supplémentaire de taille R , compactifiée. Dans ce modèle, l'ensemble des champs quantiques des particules du Modèle Standard se propagent dans la dimension supplémentaire (voir par exemple Servant et Tait 2003), avec des quantités de mouvement p quantifiées, $p^2 \sim 1/R^2$. Chaque particule du Modèle Standard a alors une infinité de partenaires, appelés particules de Kaluza-Klein et associés à chaque mode discret de p , de masse

$$m^2 = \frac{n^2}{R^2} + m_0^2,$$

avec n le numéro du mode et m_0 la masse de la particule standard (par exemple Garrett et Dūda 2011). Ces partenaires ont le même spin que les particules du Modèle Standard. Dans le modèle UED minimal, une symétrie discrète appelée 'parité de Kaluza-Klein' rend stable la particule de Kaluza-Klein la plus légère, appelée LKP (*Lightest Kaluza-Klein Particle*). La

20. Ajoutons qu'une borne supérieure sur la masse des WIMPs peut être déduite de la condition d'unitarité de la matrice S , qui décrit les processus de diffusion en mécanique quantique, appliquée à l'Univers primordial : $m_\chi \lesssim 340$ TeV (Griest et Kamionkowski 1990).

première excitation du photon est généralement cette LKP, et peut ainsi jouer le rôle de WIMP. Sa masse dépend du rayon de compactification R , qui est inconnu ; mais pour répondre à la contrainte sur Ω_m , elle doit être comprise typiquement entre 600 GeV et 1.4 TeV (Feng 2010). Cela correspond à une échelle de compactification de l'ordre de $R \simeq 10^{-18}$ m. Les particules de Kaluza-Klein sont elles-aussi activement recherchées au LHC (voir Chapitre 2).

1.2.3.3 Autres candidats

De très nombreux candidats autres que les WIMPs ont été proposés. Citons par exemple les SuperWIMPs, qui interagissent encore plus faiblement que les WIMPs ; les gravitinos légers, superpartenaires de l'hypothétique graviton ; ou bien encore la matière noire 'cachée' (*hidden dark matter*). Tous ces modèles sont présentés dans Feng (2010). Nous nous intéresserons ici à deux autres candidats populaires actuellement : l'axion et le neutrino stérile.

L'axion L'axion a été postulé en 1977 par Peccei et Quinn (Peccei et Quinn 1977) pour résoudre un des problèmes du Modèle Standard appelé 'problème CP fort' (*strong CP problem*). En quelques mots, le lagrangien décrivant les interactions fortes présente naturellement un terme qui viole la symétrie CP (*Charge Parity* - conjugaison de charge et inversion d'espace). Une telle violation devrait engendrer des effets mesurables, comme par exemple un moment dipolaire électrique du neutron de l'ordre de $d_e \simeq 10^{-16}$ e cm (Feng 2010). Or les contraintes expérimentales actuelles imposent $d_e < 2.9 \times 10^{-26}$ e cm (Baker et al. 2006). Ce problème peut être résolu en introduisant une nouvelle symétrie globale dans le Modèle Standard, dont la brisure spontanée permet d'annuler le terme problématique du lagrangien de l'interaction forte. La brisure de symétrie génère alors une nouvelle particule : l'axion (Peter 2012).

Cette particule interagirait très faiblement, et serait extrêmement légère : différentes contraintes astrophysiques (comme par exemple, la durée de vie des étoiles géantes rouges²¹) restreignent sa masse à $m_a \lesssim 10$ meV (Feng 2010). Malgré leur faible masse, les axions peuvent former de la matière noire froide dans le cadre d'une production non thermique dans l'Univers primordial. Les mécanismes de production, bien que très différents de ceux des WIMPs – citons par exemple le mécanisme dit de *vacuum realignement*, voir Duffy et van Bibber (2009) –, peuvent engendrer une population froide d'axions présentant la densité observée de matière noire dans l'Univers. Leur masse typique serait alors de l'ordre du μeV . Les expériences cherchant à détecter l'axion se fondent sur une de ses propriétés particulières : son couplage direct au photon. L'expérience ADMX (van Bibber et Carosi 2013) vise par exemple à stimuler la conversion axions-photons *via* leur diffusion sur un champ magnétique de 8T, et devrait d'ici quelques années pouvoir apporter une réponse définitive à l'hypothèse de l'axion comme candidat à la matière noire dans la gamme $2 \mu\text{eV} \lesssim m_a \lesssim 20 \mu\text{eV}$ (Rosenberg 2015). Nous n'évoquerons pas plus en détail l'axion dans la suite de ce manuscrit.

Le neutrino stérile Le neutrino stérile (voir par exemple Boyarsky et al. 2012) est un type hypothétique de neutrino insensible à l'interaction faible. Massif, il n'interagirait que par gravitation, et son existence permettrait de résoudre un autre problème du Modèle Standard : la masse non nulle des neutrinos. La théorie prédit en effet que les neutrinos du Modèle Standard,

21. Les axions pourraient être produits dans les étoiles et ensuite s'en échapper, créant une source additionnelle de perte d'énergie qui influence leur durée de vie (Raffelt et Weiss 1995).

actifs car couplés à l'interaction faible, sont des particules de masse nulle, mais l'observation de leurs oscillations de saveurs remet en cause cette hypothèse. L'ajout d'au moins deux types de neutrinos stériles dans le Modèle Standard permet alors de donner une masse aux neutrinos actifs. Les neutrinos stériles peuvent être créés dans l'Univers primordial par mélange avec les neutrinos actifs, et peuvent présenter la bonne densité relique. Ils forment ainsi des candidats à la matière noire. Ces particules constitueraient néanmoins de la matière noire tiède, et les contraintes cosmologiques sur la formation des structures (par exemple, provenant de la forêt Lyman- α , voir [Boyarsky et al. 2009](#)) requièrent $m_s \gtrsim 8$ keV ([Boyarsky et al. 2012](#)). Les neutrinos stériles pourraient se désintégrer vers un neutrino actif et un photon *via* un processus à boucle, tout en gardant un temps de vie bien supérieur à l'âge de l'Univers. C'est par ce canal que les recherches indirectes de ces particules sont menées. La possible détection d'une raie X à 3.5 keV a récemment relancé ce candidat (voir Chapitre 2).

Les particules candidates à la matière noire sont donc nombreuses et variées. Nous allons maintenant nous intéresser à la répartition de cette matière noire dans l'Univers et en particulier dans les galaxies, obtenue grâce aux simulations numériques à N-corps réalisées dans le cadre du modèle Λ -CDM.

1.3 Distribution de la matière noire

La manière dont se distribue la matière noire dans les grandes structures de l'Univers joue un rôle très important pour les méthodes de détection, notamment *indirectes* (Chapitre 2). Les premiers modèles analytiques décrivant la formation des structures, comme le formalisme de Press-Schechter ([Press et Schechter 1974](#)) ou le modèle de formation des galaxies de White et Rees ([White et Rees 1978](#)), ont permis d'appréhender l'image globale de ce phénomène. La compréhension fine de la répartition de la matière noire dans l'Univers nécessite d'employer des simulations numériques complexes, qui ont permis d'obtenir des résultats impressionnants depuis une quinzaine d'années. Une revue détaillée peut être trouvée dans [Kuhlen et al. \(2012\)](#).

1.3.1 Les simulations de matière noire froide

Les simulations numériques de formation des structures font évoluer la distribution des fluctuations de densité de matière noire dans l'Univers primordial jusqu'à l'époque actuelle. Nous nous concentrons dans ce paragraphe sur les simulations n'incluant pas la matière baryonique mais seulement la matière noire, considérée comme froide et non collisionnelle. Les fluctuations initiales sont caractérisées par leur *spectre de puissance* (voir par exemple [Eisenstein et Hu 1999](#)), bien contraint par de nombreuses observables cosmologiques, notamment par le CMB. En pratique, l'ensemble des particules de matière noire est représenté par une fonction de distribution $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$, et leur dynamique peut être décrite par les équations de Poisson-Vlasov²² :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} \right) = 0, \quad (1.7)$$

22. Voir Annexe A pour plus de détails.

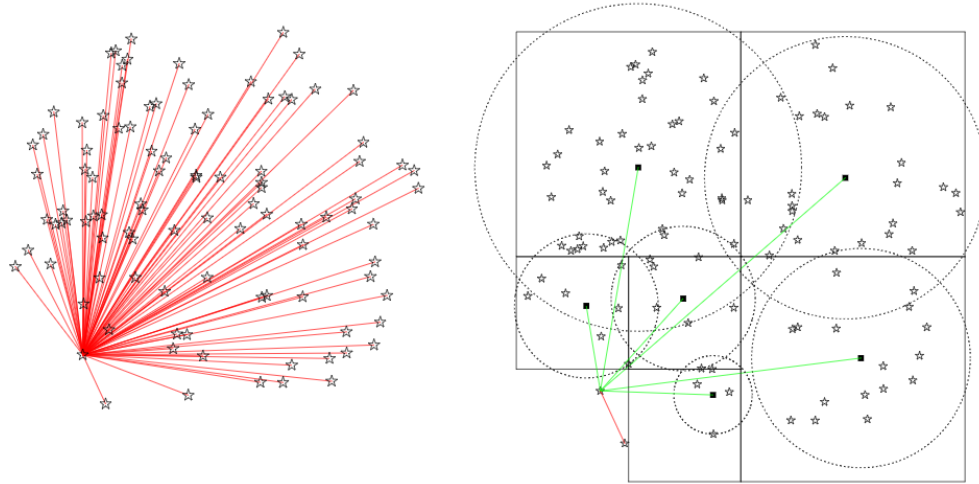


FIGURE 1.13: À gauche : calcul de la force subie par une particule sous l'influence de 99 autres (représentées par des astérisques) en deux dimensions, en sommation directe. À droite : calcul approximatif avec la méthode *tree code*. Les cellules sont représentées par des cercles pointillés, et l'interaction est représentée par une ligne verte. Figure adaptée de [Dehnen et Read \(2011\)](#).

$$\text{et } \nabla^2 \Phi(\vec{x}, t) = 4\pi G \int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{v}, \quad (1.8)$$

avec $\Phi(\vec{x}, t)$ le potentiel gravitationnel. La résolution de ces équations permet d'obtenir la distribution de matière noire. Néanmoins, leur résolution sur une grille suffisamment fine en positions, vitesses et temps est extrêmement difficile numériquement. La méthode employée par les simulations numériques est fondée sur une approche Monte Carlo : un ensemble de N particules est utilisé pour échantillonner la fonction de distribution, et la simulation décrit leurs interactions mutuelles. Seules les régions utiles de l'espace des phases sont ainsi échantillonnées. Chaque particule ne correspond pas à une unique particule élémentaire de matière noire, mais à un ensemble d'entre elles, et leur nombre N et masse m sont des caractéristiques du degré de précision de la simulation.

La méthode de calcul des interactions entre ces particules est primordiale. La sommation directe des contributions de chacune des particules est un processus extrêmement coûteux numériquement, avec une complexité $\mathcal{O}(N^2)$. Deux techniques sont principalement mises en œuvre pour réduire cette complexité. La première est appelée *tree code* (voir Figure 1.13), et consiste à organiser la distribution des particules en une structure hiérarchique similaire à celle d'un arbre (voir par exemple [Kuhlen et al. 2012](#)). Les particules sont regroupées spatialement en cellules, et seules les contributions moyennes des cellules sont considérées pour calculer l'interaction. Cette méthode réduit la complexité numérique à $\mathcal{O}(N \log N)$. La seconde méthode est appelée *particle mesh* (PM). Elle est basée sur la résolution de l'équation de Poisson *via* un produit de convolution de la densité de masse ρ avec une fonction de Green, ce qui se ramène à un simple produit dans l'espace de Fourier. Dans le cadre de cette technique, les masses des particules sont réparties sur une maille régulière, chaque nœud contenant une fraction de masse. La maille permet de calculer la densité, et le potentiel gravitationnel est ensuite déduit grâce à une transformée de Fourier. La structure est raffinée dans les régions de forte densité. Cette méthode permet aussi d'atteindre une complexité numérique de $\mathcal{O}(N \log N)$,

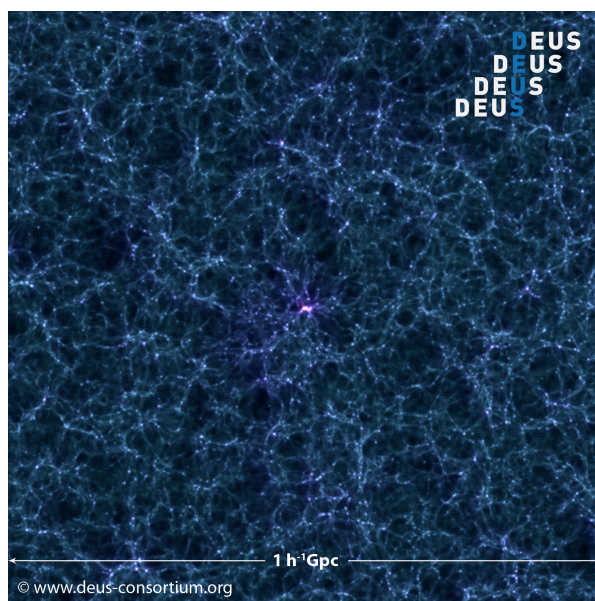


FIGURE 1.14: Distribution de matière noire au redshift $z = 0$, obtenue par DEUS FUR. L'échelle d'intensité permet d'observer les contrastes de densité. La tranche couvre ici un côté de $1 h^{-1}$ Gpc, avec h la constante de Hubble réduite, $h = H_0/100 \approx 0.67$. On observe la répartition de la matière sous forme de filaments, entre des régions vides. Figure issue de <http://www.deus-consortium.org>.

mais ici N est le nombre de mailles, typiquement 2^3 fois le nombre de particules (Kuhlen et al. 2012). Ces deux techniques sont complémentaires, et certains codes utilisent la méthode PM pour l'évaluation des forces à longues distances, et le *tree code* à courtes distances.

Les simulations numériques sont divisées en deux grandes catégories : les simulations dites cosmologiques, qui visent à décrire une fraction importante de l'Univers observable, et les simulations de type 'zoom', qui se concentrent sur une structure en particulier, comme une galaxie. À l'échelle cosmologique, la simulation la plus impressionnante est probablement DEUS Full Universe Run (FUR) (Alimi et al. 2012), basée sur la méthode PM. Elle contient plus de 500 milliards de particules d'une masse $m = 1.2 \times 10^{12} M_\odot$, décrit un volume équivalent à l'ensemble de l'Univers observable, et a nécessité environ dix millions d'heures CPU pour produire 50 PBytes de données. La Figure 1.14 illustre la distribution de la matière noire à grande échelle obtenue par DEUS FUR. De telles simulations sont notamment utilisées pour étudier de manière statistique les propriétés des halos de matière noire. Les simulations 'zoom' sont quant à elles employées pour analyser la forme des halos, leur profil de densité et leur abondance en sous-structures. Elles sont obtenues en identifiant la structure d'intérêt – galaxie ou amas de galaxie – dans une simulation basse résolution à grande échelle. Après avoir identifié les particules appartenant à la structure, la simulation est relancée en augmentant leur résolution. Citons comme exemple Aquarius-A1 (Springel et al. 2008), la première simulation d'une galaxie similaire à la Voie Lactée contenant plus d'un milliard de particules. Cette simulation, basée sur une méthode hybride *tree-PM*, a nécessité plus de 3,5 millions d'heures CPU, et résout jusqu'à cinq niveaux de sous-structures (Figure 1.15).

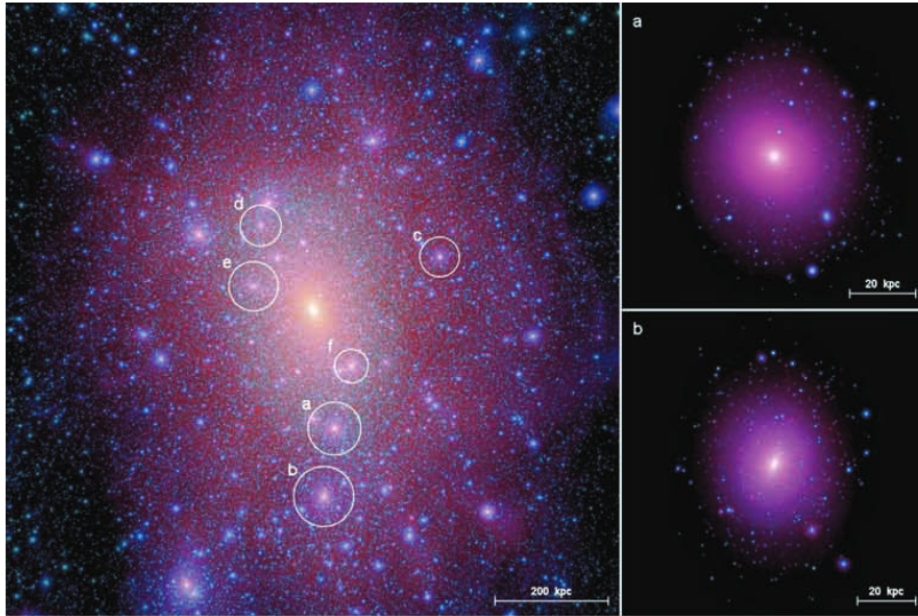


FIGURE 1.15: À gauche : distribution de matière noire autour du halo principal de la simulation Aquarius-A1, qui pourrait être similaire à la Voie Lactée. Seule la matière noire est simulée, et les régions les plus lumineuses sont celles présentant la plus forte densité. Les régions *a* et *b* sont deux sous-halos, eux-même contenant des sous-structures, comme le montrent les zooms à droite. Figure adaptée de Springel et al. (2008).

1.3.2 Prédictions des simulations

Les simulations numériques ont permis d'obtenir une image précise des propriétés de la matière noire dans les halos. Nous présentons ici leurs prédictions qui nous seront les plus utiles dans la suite de ce manuscrit.

Profils de densité de masse Une des observations majeures des simulations de formation des structures de matière noire est l'existence d'un profil quasi-universel de densité de masse : le profil Navarro-Frenk-White (NFW) (Navarro, Frenk & White 1997). Il permet de décrire la densité d'un halo moyennée sphériquement, de l'échelle des micros-halos à celle des amas de galaxies, sur une gamme de masse s'étendant sur vingt ordres de grandeurs. Ce profil s'écrit :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)^\gamma \times [1 + (r/r_s)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}, \quad (1.9)$$

avec²³ $\gamma = 1$, $\beta = 3$ et $\alpha = 1$, et ρ_s et r_s les densités et rayons caractéristiques. Ce profil est une double loi de puissance, dont les pentes interne et externe sont définies respectivement par les limites aux faibles et grands rayons de sa dérivée logarithmique :

$$-\gamma = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{d \log \rho}{d \log r}, \quad (1.10)$$

23. Ces valeurs sont spécifiques au profil NFW. Nous utiliserons dans la deuxième partie de cette thèse le profil NFW généralisé, aussi appelé profil Zhao, pour lequel les valeurs des trois coefficients sont variables.

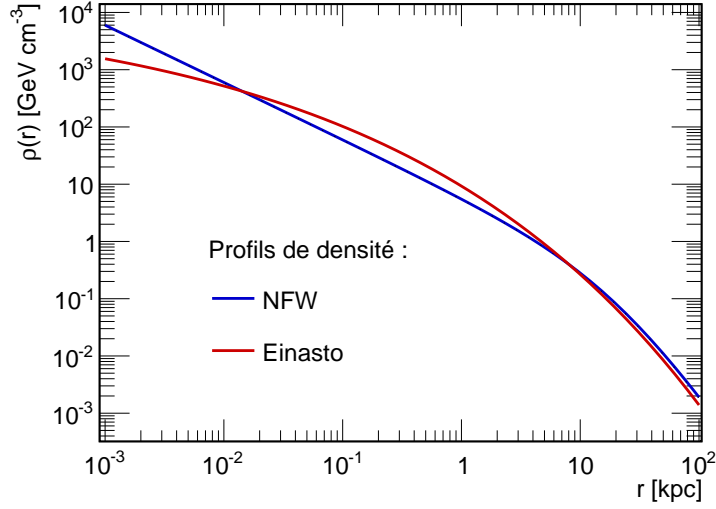


FIGURE 1.16: Comparaison des profils de densité NFW et Einasto. Les deux profils sont normalisés à $\rho(r = 8.5 \text{ kpc}) = 0.4 \text{ GeV cm}^{-3}$. Leurs paramètres sont respectivement $r_s = 21.7 \text{ kpc}$, $r_{-2} = 15.4 \text{ kpc}$ et $\alpha = 0.17$, tels qu’attendus pour la Voie Lactée (valeurs issues de [Fornengo et al. 2004](#); [Fornasa et al. 2013](#)).

$$-\beta = \lim_{r \rightarrow +\infty} \frac{d \log \rho}{d \log r}. \quad (1.11)$$

La densité décroît donc fortement avec le rayon, et ce dès les régions centrales. Les simulations plus récentes comme Aquarius, qui présentent une meilleure résolution, indiquent néanmoins un aplatissement du profil de densité dans les régions centrales des halos ([Navarro et al. 2010](#)). Les profils apparaissent ainsi comme mieux décrits par le profil Einasto ([Einasto 1965](#)) :

$$\rho(r) = \rho_{-2} \exp \left\{ -\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^\alpha - 1 \right] \right\}, \quad (1.12)$$

avec ρ_{-2} la densité au rayon r_{-2} , pour lequel la dérivée logarithmique vaut -2 , et α un paramètre contrôlant la rapidité de l’aplatissement. La valeur typique de ce paramètre est $\alpha = 0.17$ ([Navarro et al. 2010](#)). La Figure 1.16 compare les profils NFW et Einasto pour une galaxie comme la Voie Lactée. Seul leur comportement dans les régions internes diffère significativement. Le profil de densité sera l’un des ingrédients clé dans l’analyse de Jeans présentée en Partie II.

Notons que le lien entre masse M du halo et rayon d’échelle r_s est évalué grâce au paramètre de concentration, $c = R_{\text{vir}}/r_{-2}$. R_{vir} est le rayon de viriel, choisi généralement comme le rayon permettant d’englober une densité égale à 200 fois la densité critique de l’Univers (voir Section 1.1.3). Les simulations ont permis de quantifier la relation masse-concentration et sa dispersion (voir par exemple [Sánchez-Conde et Prada 2014](#)), et il apparaît que les halos de plus petites masses sont les plus concentrés, leur effondrement gravitationnel s’étant déroulé plus tôt, dans un Univers plus dense.

Triaxialité Bien que la densité des halos soit décrite par des moyennes sphériques, les structures de matière noire présentent des formes qui s’éloignent sensiblement de la sphéricité. Les

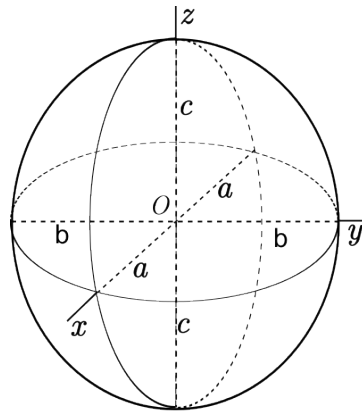


FIGURE 1.17: Illustration d'un ellipsoïde, présentant une élongation suivant son axe c (forme *prolate*). Les halos de matière noire se présentent sous cette forme, à des degrés divers d'élongation suivant leur masse. Figure adaptée de <https://en.wikipedia.org/wiki/Ellipsoid>.

simulations ont en effet montré que les halos sont ellipsoïdaux : on parle de triaxialité des halos de matière noire (voir par exemple [Jing et Suto 2002](#); [Bett et al. 2007](#); [Schneider et al. 2012](#)). Les ellipsoïdes sont décrits par leurs trois axes principaux a , b et c (Figure 1.17), et les halos de matière noire ont tendance à être allongés suivant l'axe c (forme dite *prolate*). Le niveau de triaxialité dépend de la masse du halo : les plus massifs sont les moins sphériques, avec des rapports a/c de l'ordre de ~ 0.45 pour les amas de galaxies. En comparaison, les rapports a/c pour les galaxies naines sont de l'ordre de ~ 0.7 (voir par exemple la Figure 2 de [Schneider et al. 2012](#)). Nous reviendrons sur la triaxialité des galaxies naines sphéroïdes dans la Partie II.

Distribution des sous-structures Les simulations numériques présentant une haute résolution à l'échelle galactique ont permis d'appréhender à la fois la distribution en masse des sous-structures de matière noire, et leur répartition spatiale à l'intérieur du halo principal. Aquarius ([Springel et al. 2008](#)) et Via Lactea II ([Diemand et al. 2008](#)), en résolvant jusqu'à cinq ordres de grandeur de masse de sous-structures, ont par exemple observé que la distribution en masse suivait une loi de puissance :

$$\frac{dN}{dM} \propto M^{-\alpha_M}, \quad (1.13)$$

avec une forte pente $\alpha_M \sim 1.9 - 2$. Ceci indique l'existence d'un très grand nombre de sous-structures de faible masse dans un halo comme celui de la Voie Lactée, qui peuvent jouer un rôle important pour la détection indirecte de matière noire (Chapitre 2). La distribution spatiale des sous-structures à l'intérieur du halo principal suit quant à elle un comportement 'anti-biaisé' par rapport au profil de densité : elle décroît sensiblement par rapport à ce dernier vers les régions centrales du halo (voir par exemple [Ghigna et al. 2000](#); [Diemand et al. 2004, 2008](#)). Ce comportement peut s'expliquer par les effets de marée, plus forts au cœur du halo principal, et qui ont pour conséquence la disruption des sous-halos. Il en résulte que la fraction de masse de matière noire sous forme de sous-structures au niveau de l'orbite solaire, à une distance galactocentrique $d \simeq 8.5$ kpc, doit être très faible : la simulation Aquarius l'estime à

$f \simeq 10^{-3}$ (Springel et al. 2008). Autrement dit, l’environnement immédiat du système solaire doit donc comporter peu de sous-structures, ce qui joue là aussi un rôle pour les perspectives de détection de matière noire.

1.3.3 Les challenges aux petites échelles

Les simulations de matière noire froide reproduisent fidèlement les observations des grandes structures de l’Univers, telles que la distribution des galaxies mesurée par SDSS, 2dFGRS et CfA2 (voir Figure 1.10 de la Section 1.2.2). Néanmoins, l’accord entre prédictions et observations aux petites échelles présente des difficultés, généralement résumées par les trois problèmes suivant : le *missing satellites problem*, le *cusp versus core problem* et le *too big to fail problem* (voir par exemple Weinberg et al. 2013).

Missing satellites : l’abondance des sous-structures Les simulations de matière noire froide prédisent l’existence d’un très grand nombre de sous-structures au sein d’un halo comme celui de la Voie Lactée. Seules les plus massives d’entre elles peuvent accréter de la matière baryonique et former les galaxies satellites que l’on observe aujourd’hui, comme les galaxies naines sphéroïdes, sur lesquelles nous reviendrons en détail dans la Partie II. Ces galaxies sont généralement très peu lumineuses, et sont détectées lors de relevés d’objets célestes, comme SDSS ou DES (Dark Energy Survey, [The Dark Energy Survey Collaboration 2005](#)), réalisés à l’aide de grands télescopes optiques. Une cinquantaine de galaxies satellites de la Voie Lactée sont connues actuellement, et ce nombre pourrait atteindre quelques centaines lorsque l’ensemble du ciel aura été couvert ([Hargis et al. 2014](#)). Cependant, les simulations numériques comme Aquarius et Via Lactea II prédisent entre trois et cinq fois plus de satellites de masse $\gtrsim 10^8 M_\odot$, similaires aux galaxies naines sphéroïdes ([Moore et al. 1999](#); [Klypin et al. 1999](#); [Bullock 2010](#)). C’est le *missing satellites problem*.

Cusp versus core : le profil de densité des sous-structures Le deuxième problème des simulations de matière noire froide aux petites échelles concerne la forme du profil de densité dans les régions centrales des sous-halos. La pente interne $\gamma \simeq -1$, prédite comme étant universelle pour tous les halos de matière noire, est en tension avec de multiples observables à l’échelle des galaxies naines. Par exemple, l’existence de cinq amas globulaires en orbite à ~ 1 kpc du centre de la galaxie naine sphéroïde Fornax requiert un profil de densité plat pour assurer leur stabilité²⁴ ([Goerdt et al. 2006](#)). De même, l’étude de la pente interne du profil de densité de la galaxie naine sphéroïde Sculptor, obtenu *via* un estimateur de masse basé sur l’analyse de Jeans (voir Partie II) de deux populations stellaires distinctes, a permis de rejeter une forte pente centrale comme celle du profil NFW ([Walker et Peñarrubia 2011](#)). La dynamique de ces objets est dominée par la matière noire et non par les baryons, ce qui en fait des cibles idéales pour tester les prédictions des simulations de matière noire : le conflit sur la forme de leur profil interne constitue le *cusp versus core problem*.

Too big to fail : l’abondance des galaxies satellites les plus massives Enfin, les masses des galaxies naines sphéroïdes les plus lumineuses de la Voie Lactée – les galaxies

24. Avec un profil NFW, les amas globulaires auraient dû s’accréter au centre de Fornax en quelques milliards d’années à cause des effets de friction dynamique.

naines sphéroïdes dites *classiques* – semblent en contradiction avec les prédictions des simulations. Les masses dans la région centrale des sous-structures simulées les plus massives sont ~ 5 fois plus importantes que celles reconstruites pour les galaxies *classiques* (Boylan-Kolchin et al. 2011; Weinberg et al. 2013). Les halos les plus massifs de la Voie Lactée ne semblent donc pas avoir accréte de matière baryonique et sont restés ‘sombres’, alors que des halos moins massifs comme ceux des galaxies naines sphéroïdes *classiques* ont pu réaliser cette accréteion : c’est le *too big to fail problem*. Notons néanmoins que la masse du halo principal joue un rôle primordial sur le nombre de sous-structures de haute masse : si la Voie Lactée a une masse²⁵ d’environ $8 \times 10^{11} M_{\odot}$, les tensions deviennent moins fortes (Vera-Ciro et al. 2013).

Les problèmes soulevés par les simulations peuvent avoir deux origines : soit la description de la matière noire comme froide et sans collision est erronée, soit les baryons jouent un rôle très important aux petites échelles. Le premier cas est généralement étudié à l’aune de la matière noire tiède. Comme évoqué en Section 1.2.2, ce type de matière noire efface les fluctuations de densité aux échelles sous-galactiques, ce qui a pour effet de couper la distribution de masse des sous-structures aux basses masses. La matière noire tiède peut donc répondre au problème des satellites manquants. L’absence de sous-structures de faible masse joue aussi un rôle dans l’effondrement des structures plus massives, qui est retardé. Cela implique de plus faibles concentrations en matière noire, permettant d’apporter une solution au problème *too big to fail*. Enfin, les simulations réalisées dans le cadre de la matière noire tiède (voir par exemple Macciò et al. 2012; Lovell et al. 2012) prédisent l’existence de profils de densité plats, mais sur de très faibles échelles spatiales (typiquement, $r_{\text{cœur}}/R_{\text{vir}} \lesssim 10^{-3}$, Battaglia et al. 2013), bien en-deçà de ce qui est observé pour les galaxies satellites. Répondre au problème *cusp versus core* requiert des particules de masse inférieure à 0.1 keV (Macciò et al. 2012), exclues par les contraintes issues des observations des grandes structures (voir par exemple, Viel et al. 2013). La matière noire tiède ne permet donc pas actuellement de résoudre l’ensemble des problèmes des simulations de matière noire froide aux petites échelles.

Le second type de solution consiste à prendre en compte la physique complexe des baryons, qui gouverne la formation des étoiles et des galaxies dans les halos de matière noire. Les simulations deviennent alors hydrodynamiques, et décrivent l’écoulement d’un gaz de baryons couplé gravitationnellement à la matière noire. Une introduction pédagogique aux méthodes employées dans ces simulations peut être trouvée dans Kuhlen et al. (2012). De nombreux paramètres et modèles peuvent être modifiés dans le cadre des simulations hydrodynamiques, et une image unique des effets baryoniques sur les distributions de matière noire n’est pas encore atteinte à ce jour. Nous nous concentrons ici sur les résultats très prometteurs obtenus par Mollitor et al. (2015), qui ont réalisé des simulations de galaxies similaires à la Voie Lactée, à la fois en matière noire seule et en ajoutant la physique des baryons.

- En présence de baryons, Mollitor et al. (2015) observent un aplatissement des profils de densité dans les régions centrales des halos ayant formé des étoiles (panneau gauche de la Figure 1.18). Ce phénomène est induit par l’effet des explosions de supernovae sur le gaz de baryons (le *supernovae feedback*, voir Pontzen et Governato 2012) : la répétition des périodes de formation d’étoiles puis d’explosion entraîne une oscillation du poten-

25. La masse de la Voie Lactée est difficile à mesurer précisément. Les valeurs typiques sont de l’ordre de $10^{12} M_{\odot}$, mais les estimations peuvent varier entre $8 \times 10^{11} M_{\odot}$ (Kafle et al. 2014) et $4.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ (Phelps et al. 2013).

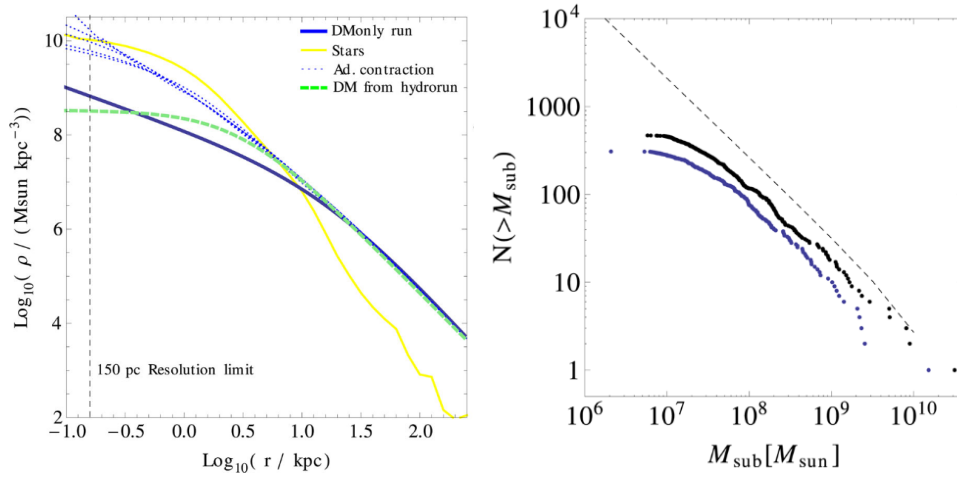


FIGURE 1.18: À gauche : densité de matière noire du halo principal des simulations de Mollitor et al. (2015). La courbe pleine bleue, obtenue avec la simulation sans baryons, est proche d'un profil NFW. La courbe avec tirets verts, obtenue en présence de baryons, présente un aplatissement dans les régions internes. À droite : distribution de masse des sous-structures, avec (points bleus) et sans (points noirs) baryons. Les baryons induisent une perte de masse sur l'ensemble de la gamme considérée, créant un décalage entre les deux distributions. Figure adaptée de Mollitor et al. (2015).

tiel gravitationnel, causant l'aplatissement du profil de densité. La formation stellaire peut donc permettre de résoudre le problème *cusp versus core*. Notons que Mollitor et al. (2015) observent une contraction adiabatique du profil de densité de matière noire autour d'un rayon de ~ 10 kpc, due à l'importante densité d'étoiles présente au cœur du halo. À cette distance, la densité augmente d'environ $\sim 50\%$ entre la simulation en matière noire seule et celle avec baryons, ce qui pourrait jouer un rôle à l'échelle de la Voie Lactée pour la détection directe de matière noire.

- Le nombre de satellites et leur masse sont aussi significativement plus faibles en présence de baryons. Le panneau de droite de la Figure 1.18 décrit la fonction de masse

des sous-structures, $N(> M_{\text{sub}}) = \int_{M_{\text{sub}}}^{M_{\text{sub}}^{\text{max}}} \frac{dN}{dM} dM$, obtenue avec (points bleus) et sans (points noirs) baryons. Le décalage entre les deux courbes indique que les baryons induisent une perte de masse sur l'ensemble de la gamme de masse des sous-structures. Les profils de densité plats ainsi que les interactions avec le disque baryonique de la galaxie principale favorisent en effet la perte de masse des satellites par effet de marée. La modélisation des baryons permet donc de répondre au problème des *missing satellites* ainsi qu'au problème *too big to fail*.

Les résultats obtenus par Mollitor et al. (2015) ne sont pas définitifs, et d'autres simulations numériques obtiennent des différences significatives. Ces observations sont néanmoins très encourageantes, et la simulation de la physique baryonique semble la voie la plus prometteuse pour la résolution des problèmes de la matière noire froide aux petites échelles.

1.4 Conclusions

Ce chapitre d'introduction nous a permis de présenter les différentes preuves observationnelles de l'existence de masse manquante dans l'Univers, de l'échelle galactique à l'échelle cosmologique. L'explication la plus convaincante est l'existence de nouvelles particules élémentaires formant cette matière noire. Les candidats les plus prometteurs issus des théories de physique des particules au-delà du Modèle Standard sont les WIMPs, des particules massives n'interagissant que par interaction faible, et la distribution de cette matière noire dans des galaxies comme la Voie Lactée peut être prédite grâce aux simulations numériques. Le défi actuel consiste à détecter ces particules de matière noire, pour à la fois valider l'hypothèse corpusculaire et contraindre la nature exacte de ces nouvelles particules. Le Chapitre 2 va nous permettre d'explorer les différentes techniques de détection, en insistant sur les méthodes dites *indirectes*.

2

Détection de matière noire

Sommaire

2.1 Production en accélérateurs et détection directe	42
2.1.1 Production de matière noire en accélérateurs	42
2.1.2 Détection directe de matière noire	43
2.2 Détection indirecte : principes	46
2.2.1 Particules détectables, flux et spectres source	47
2.2.2 Photons γ	49
2.2.3 Neutrinos	52
2.2.4 Rayons cosmiques chargés	53
2.3 Détection indirecte : quelques résultats actuels	55
2.3.1 Photons	56
2.3.2 Neutrinos	63
2.3.3 Rayons cosmiques chargés	65
2.4 Conclusions	69

Le modèle de la matière noire corpusculaire, en particulier du WIMP, apparaît comme très satisfaisant pour répondre au problème de la masse manquante. Le défi actuel consiste à détecter ces nouvelles particules, seule façon de confirmer de manière univoque ce paradigme. Trois types de méthodes sont mises en œuvre actuellement pour répondre à cette problématique. La première est de produire directement ces nouvelles particules à l'aide de grands accélérateurs tels que le LHC. La deuxième consiste à mesurer l'interaction directe d'un WIMP du halo Galactique avec un noyau atomique, dans des détecteurs souterrains. La dernière méthode est l'observation indirecte des particules de matière noire *via* la détection de leurs produits d'annihilation ou de désintégration. Ces méthodes, pour le moment infructueuses ¹,

1. Nous verrons que certaines expériences affirment avoir observé un signal significatif, mais leurs résultats ne font pas consensus aujourd'hui.

sont complémentaires et une détection conjointe est nécessaire pour pouvoir prétendre à une découverte.

Nous présenterons brièvement les méthodes et contraintes actuelles obtenues par les techniques de production en accélérateurs et de détection directe de WIMPs. Le cœur de ce chapitre sera consacré à la détection indirecte, cadre de cette thèse, pour laquelle nous détaillerons les différents canaux de recherche, les contraintes obtenues et les possibles signaux mesurés.

2.1 Production en accélérateurs et détection directe

2.1.1 Production de matière noire en accélérateurs

Le plus puissant accélérateur de particules actuel est le LHC, au CERN. Après une première phase de fonctionnement à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, il permet aujourd'hui d'étudier la collision de protons ou d'ions lourds à une énergie de 13 TeV. Les deux expériences dédiées à l'étude de ces collisions et contribuant à la recherche de particules de matière noire sont ATLAS (Aad et al. 2008) et CMS (Chatrchyan et al. 2008).

Deux types de signaux sont recherchés au LHC. Si les particules de matière noire sont les plus légères d'une famille de nouvelles particules, comme dans le cadre de la supersymétrie (voir Chapitre 1), la collision de protons peut générer des particules lourdes qui vont ensuite se désintégrer vers les particules de matière noire. Ces dernières n'étant sensibles qu'à l'interaction faible, elles s'échappent du détecteur sans interagir. Les caractéristiques de ces événements sont donc la production de plusieurs leptons et/ou jets, associés à la désintégration des particules les plus lourdes, et une grande *quantité de mouvement transverse* manquante². Les particules de matière noire peuvent aussi être produites directement par paires, $q\bar{q} \rightarrow \chi\chi$, mais de tels événements sont invisibles pour le détecteur. Seules des réactions créant aussi une particule détectable comme un jet, un boson électrofaible ou un photon (par exemple, $q\bar{q} \rightarrow \chi\chi\gamma$) peuvent être observées, et constituent le deuxième type de signal recherché (Klasen et al. 2015). Aucun excès n'a été mesuré dans ces deux canaux de recherche lors de la phase 1 du LHC, ce qui permet de placer des contraintes sur les sections efficaces de diffusion WIMP-nucléon (voir section suivante).

La phase 2 du LHC, démarrée en avril 2015, a néanmoins peut-être déjà révélé des premiers signes de physique au-delà du Modèle Standard : les collaborations ATLAS et CMS ont en effet observé un excès d'événements dans le canal diphoton à une masse invariante de 750 GeV (ATLAS collaboration 2015a; CMS collaboration 2015a). Au moment de la rédaction de ce chapitre, les excès n'ont pas atteint la signification de 5σ , avec des valeurs de 3.9σ et 2.9σ pour ATLAS et CMS respectivement (ATLAS collaboration 2015b; CMS collaboration 2015b ; voir Annexe C pour plus de détails sur la signification). Les théoriciens ont cependant déjà proposé un nombre impressionnant de modèles pouvant expliquer cette nouvelle résonance³, dont certains reliés au problème de la matière noire. Citons par exemple le modèle de Backović et al. (2016), dans lequel la résonance à 750 GeV est une particule scalaire, couplée à la fois au Modèle Standard et au secteur de la matière noire. Sa désintégration, détectée dans

2. La quantité de mouvement transverse $p_T^{\vec{}}$ est mesurée perpendiculairement à la direction du faisceau de protons. La somme sur tous les états finaux des quantités de mouvement transverses est nulle : une quantité de mouvement transverse manquante signe alors la présence d'une particule ayant traversé le détecteur sans interagir.

3. Plus de 300 articles reliés à cet excès peuvent être trouvés sur <https://arxiv.org/> !

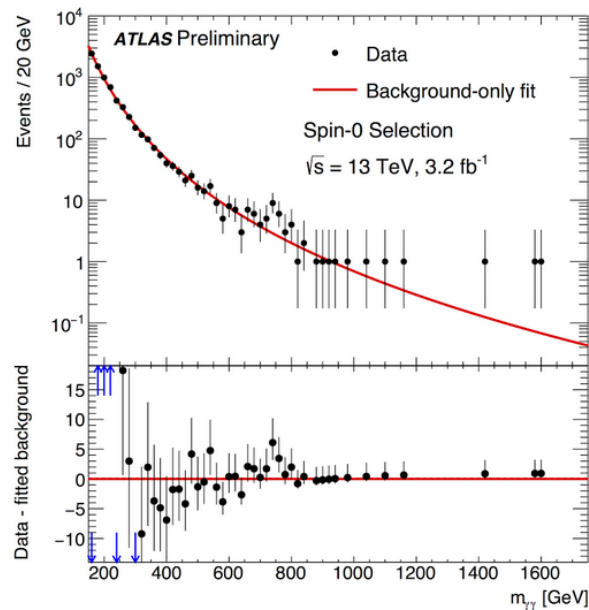


FIGURE 2.1: Résultats préliminaires de la collaboration ATLAS pour la recherche de résonances dans le canal diphoton, en phase 2 du LHC. L'excès à 750 GeV est mieux ajusté par une résonance large. Figure issue de [ATLAS collaboration \(2015b\)](#).

le canal diphoton, peut aussi se faire *via* des particules de matière noire, invisibles, ce qui permet d'expliquer la largeur importante de la résonance (voir Figure 2.1). Leur modèle prédit la bonne densité relicue de matière noire si cette dernière a une masse d'environ $m_\chi \sim 300$ GeV, et pourra être testé dans le canal mono-jet/quantité de mouvement transverse manquante durant la phase 2.

La communauté attend maintenant avec impatience l'acquisition de plus de données à 13 TeV, dans l'optique d'atteindre le seuil de 5σ synonyme de découverte. La statistique devrait être suffisante d'ici la fin de l'été. La confirmation de cette résonance serait une vraie révolution en physique des particules.

2.1.2 Détection directe de matière noire

Même si le LHC découvre une nouvelle particule de type WIMP, rien n'indique que cette dernière compose bien la matière noire – les accélérateurs ne peuvent par exemple démontrer que son temps de vie est bien supérieur à l'âge de l'Univers. La méthode la plus claire pour découvrir la nature de la matière noire est probablement la détection directe des particules du halo de la Voie Lactée. En effet, le mouvement du système solaire dans le halo Galactique induit un 'vent' relatif de particules de matière noire en direction de la Terre, typiquement de l'ordre⁴ de 10^5 particules $s^{-1} cm^{-2}$. Le défi est de détecter ces particules, dont les couplages avec la matière ordinaire sont très faibles. Nous présenterons brièvement les principaux para-

4. Le flux s'écrit $nv = \rho_\odot v / m_\chi$, avec $\rho_\odot \simeq 0.4$ GeV cm^{-3} la densité de matière noire au niveau du système solaire, et $v \simeq 300$ km s^{-1} la vitesse relative des particules vis-à-vis de la Terre. Avec $m_\chi = 100$ GeV, on obtient $nv \simeq 10^5$ particules $s^{-1} cm^{-2}$ (Klasen et al. 2015).

mètres entrant en jeu dans la détection directe, les méthodes utilisées pour rejeter le bruit de fond et les contraintes actuelles obtenues.

Taux d'évènements et sections efficaces de diffusion La détection directe se fonde sur la diffusion élastique d'une particule de matière noire sur un noyau cible. La grandeur cruciale est le taux d'évènements attendu. On peut montrer que le taux d'évènements par unité de masse de noyau cible et par unité d'énergie de recul, dR/dE_R , s'écrit (Lewin et Smith 1996) :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_\odot}{2m_\chi\mu_R^2} \left[\sigma_{\chi N}^{SD} F_{SD}^2(E_R) + \sigma_{\chi N}^{SI} F_{SI}^2(E_R) \right] \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3\vec{v}, \quad (2.1)$$

avec μ_R la masse réduite du système WIMP-noyau. Ce flux dépend de paramètres reliés à différents aspects physiques. Les propriétés du halo Galactique entrent en jeu *via* ρ_\odot , la densité locale de matière noire au niveau de l'orbite solaire, et $f(\vec{v})$, la distribution de vitesses des particules de matière noire dans le halo. Les facteurs de forme nucléaires, F_{SI} et F_{SD} , qui décrivent la répartition de charges à l'intérieur du noyau considéré, jouent aussi un rôle. Les incertitudes sur toutes ces quantités peuvent exercer un impact important sur les contraintes obtenues sur les propriétés de la matière noire (voir par exemple Laval et Magni 2015).

Les grandeurs clés que cherchent à contraindre les expériences de détection directe sont la masse m_χ de la particule de matière noire, et sa section efficace de diffusion élastique sur le noyau, $\sigma_{\chi N}$. Cette dernière est divisée en deux contributions dites 'spin-indépendante' (SI) et 'spin-dépendante' (SD). On peut montrer que la section efficace spin-indépendante de diffusion sur le noyau est généralement A^2 fois plus grande que celle sur le nucléon, avec A le nombre de nucléons du noyau cible (Klasen et al. 2015). L'utilisation de noyaux lourds comme cibles dans les détecteurs, comme par exemple du Xenon ou du Germanium, favorise donc ce type d'interaction. L'interaction spin-dépendante, quant à elle, ne peut être sondée que par des noyaux possédant un moment angulaire non nul, comme le Fluor.

Avec des valeurs typiques de $m_\chi = 100$ GeV et $\sigma_{\chi N}^{SI} = 10^{-9}$ pb, le taux d'évènements attendu dans des détecteurs terrestres est de l'ordre de 1 évènement par kilogramme de détecteur et par an (Billard 2012). Les énergies de recul E_R sont quant à elles de l'ordre de $\mathcal{O}(1 - 10)$ keV. Ces valeurs permettent d'illustrer le challenge que constitue la détection directe de matière noire.

Réjection du bruit de fond et blindage Outre le taux d'interaction très faible des particules de matière noire, une deuxième difficulté provient du bruit de fond induit par le rayonnement cosmique et la radioactivité. Le rayonnement γ par exemple, issu de la désexcitation de noyaux radioactifs, va induire des reculs électroniques dans le détecteur par effet photo-électrique ou diffusion Compton. Ces reculs doivent pouvoir être discriminés des reculs nucléaires que cherchent à mesurer les expériences. Les muons cosmiques vont quant à eux entraîner la production de neutrons dans les matériaux autour du détecteur, notamment par interaction photo-nucléaire⁵. Ces neutrons sont un bruit de fond irréductible : leur interaction avec le détecteur est indifférenciable de l'interaction d'un WIMP. Les expériences cherchent donc à la fois à discriminer les reculs électroniques des reculs nucléaires, et à se placer dans des environnements blindés permettant de limiter le bruit de fond.

5. Les muons produisent des gerbes électromagnétiques et donc des photons γ , qui peuvent induire la production de neutrons (voir par exemple Reichhart et al. 2013).

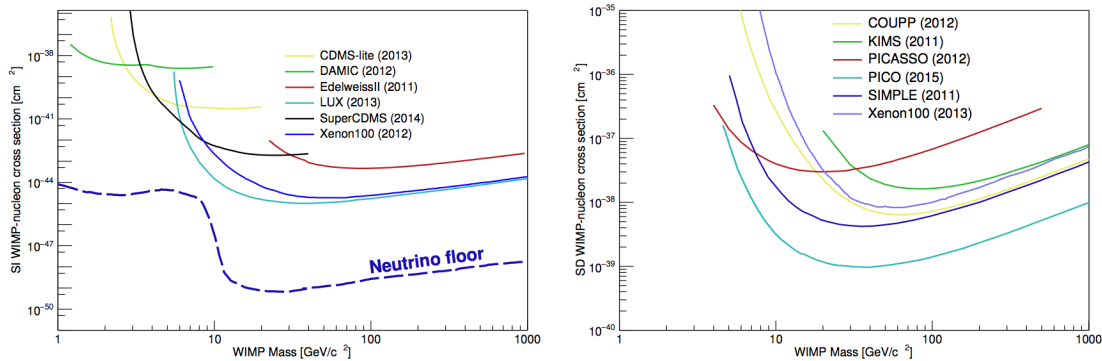


FIGURE 2.2: À gauche : limites supérieures sur la section efficace de diffusion spin-indépendante WIMP-nucléon, en fonction de la masse m_χ , obtenues par plusieurs expériences récentes. La meilleure limite au-delà de ≈ 6 GeV est atteinte par LUX. La *neutrino floor* est une limite de sensibilité au-delà de laquelle la diffusion cohérente des neutrinos, principalement d'origine solaire ou atmosphérique, constitue un bruit de fond important (Billard et al. 2014). À droite : limites supérieures sur la section efficace spin-dépendante. La meilleure limite est atteinte par PICO. Figure issue de Riffard (2015).

La discrimination s'effectue généralement en combinant les différents types de signaux déposés dans le détecteur. Les reculs électroniques ou nucléaires peuvent en effet être mesurés de trois façons distinctes : sous forme de chaleur, *via* des phonons ; grâce à la lumière de scintillation émise par le milieu atomique lors du recul ; ou bien en détectant les électrons libres créés par l'ionisation du milieu. La nature du recul, électronique ou nucléaire, influence les amplitudes relatives des signaux, et la mesure d'au moins deux d'entre eux permet leur discrimination (par exemple, Billard 2012).

Le bruit de fond est quant à lui diminué en plaçant le détecteur profondément sous terre. Le laboratoire souterrain de Modane, situé sous le tunnel du Fréjus et protégé par 1700 m de roches, est par exemple utilisé par les expériences EDELWEISS (EDELWEISS Collaboration et al. 2011) et MIMAC (Billard et al. 2012). L'épaisse couche de roche permet de réduire significativement l'impact des muons cosmiques. Enfin, les détecteurs sont entourés d'un blindage adéquat – par exemple en plomb pour le rayonnement γ –, ce qui permet de réduire significativement le bruit de fond ambiant.

Contraintes actuelles et perspectives Les expériences de détection directe n'ont pour le moment pas permis d'observer de manière claire un signal de matière noire. Les contraintes sont généralement transcrites sur les sections efficaces d'interaction WIMP-nucléon, en fonction de la masse m_χ de la particule de matière noire. La Figure 2.2 présente les meilleures contraintes actuelles. L'expérience LUX (LUX Collaboration et al. 2013), avec un détecteur composé de 370 kg de Xenon liquide, obtient les meilleures limites sur la section efficace spin-indépendante au-delà de $m_\chi \approx 6$ GeV. La collaboration XENON devrait d'ici peu mettre en fonctionnement un détecteur contenant 3500 kg de Xenon liquide (appelé XENON1T, voir Aprile et XENON1T collaboration 2012), permettant d'améliorer significativement les limites.

C'est l'expérience PICO (Amole et al. 2015) qui obtient actuellement les meilleures contraintes sur la section efficace spin-dépendante, en utilisant une chambre à bulles contenant 2 litres

d'un mélange C_3F_8 . Les contraintes sont plusieurs ordres de grandeurs plus faibles que celles obtenues sur la section efficace spin-indépendante car, au contraire de cette dernière, l'interaction spin-dépendante n'est pas renforcée par le facteur A^2 .

Notons que des contraintes complémentaires sur ces sections efficaces peuvent être obtenues par les expériences en accélérateurs, grâce à l'utilisation de théories des champs effectives. Ces dernières permettent de décrire de manière très générale les interactions entre matière ordinaire et matière noire (par exemple, Buchmueller et al. 2014). Dans l'hypothèse où l'échelle d'énergie de l'interaction, M_* , est très grande devant la quantité de mouvement transférée, il est possible de comparer les contraintes issues de la détection directe à celles des accélérateurs, et ces dernières apparaissent comme très compétitives (voir par exemple Aad et al. 2015).

Mentionnons enfin les résultats obtenus par les expériences visant à détecter la *modulation annuelle* du flux de particules de matière noire reçu sur Terre, causée par le changement de direction de notre planète lors de sa révolution autour du Soleil. Le taux d'événements attendu serait maximal en juin et minimal en décembre, avec une différence de l'ordre de 7% (Drukier et al. 1986). Une telle modulation a été observée par les expériences DAMA (Bernabei et al. 2008) et CoGent (Aalseth et al. 2013), mais les sections efficaces pouvant l'expliquer ont été exclues par des expériences comme LUX. Une explication possible serait que ce signal soit dû à une modulation annuelle du bruit de fond. De nouvelles expériences comme DM-Ice (DM-Ice Collaboration 2015) cherchent à reproduire les résultats de DAMA pour mieux comprendre leur origine.

La détection directe de matière noire représente donc un vrai défi technologique. Aucun signal clair n'a pour le moment été détecté, et les projets futurs devraient pouvoir sonder la majeure partie de l'espace des paramètres situé au-dessus du *neutrino floor* (voir Figure 2.2). Pour aller au-delà, une solution est l'utilisation de méthodes de détection *directionnelle* de matière noire, qui permettent de mesurer aussi la direction du recul du noyau cible. Citons par exemple le projet MIMAC du LPSC (voir Billard 2012; Riffard 2015), dont un prototype est en fonctionnement au Laboratoire Souterrain de Modane. Cette technique n'en est qu'à ses débuts mais apparaît comme prometteuse.

2.2 Détection indirecte : principes

Le cadre de travail de cette thèse est la troisième grande méthode de détection : la *détection indirecte*. La plupart des modèles de particules de matière noire prédisent que ces dernières peuvent s'annihiler par paires – c'est par exemple ce que subissent les WIMPs en équilibre chimique dans l'Univers primordial, voir Chapitre 1 –, ou se désintégrer. Bien que les taux d'annihilation/désintégration doivent être faibles aujourd'hui et n'affectent plus l'abondance cosmologique de la matière noire, ils pourraient être suffisants pour être détectés. Ces processus génèrent en effet des particules du Modèle Standard, notamment des photons de haute énergie et des particules chargées, qui peuvent se propager jusqu'à la Terre et être mesurés. Leur observation serait une détection *indirecte* des particules de matière noire les ayant engendrées.

Cette technique est complémentaire des deux méthodes précédentes : elle peut elle aussi sonder les propriétés des particules de matière noire, mais présente l'intérêt supplémentaire

de pouvoir explorer leur distribution dans des objets astrophysiques lointains. Ses principales difficultés résident dans la faiblesse des signaux attendus et dans la méconnaissance des bruits de fond, générés par les sources astrophysiques ‘standard’. De nombreuses observations, revendiquées comme des signes d’annihilation/désintégration de matière noire, se sont révélés être de faux-positifs causées par des processus astrophysiques. La prudence est donc de mise dans ce domaine ; mais il est très plausible que les premières traces de la matière noire corpusculaire soient découvertes grâce à cette méthode.

Cette section sera consacrée aux principes de la détection indirecte. Après avoir introduit les trois types de particules détectables – les photons γ , les neutrinos et les rayons cosmiques chargés –, nous présenterons les expressions de leur flux, mesurable sur Terre. Nous détaillerons ensuite les caractéristiques de chacun de ces canaux.

2.2.1 Particules détectables, flux et spectres source

La détection indirecte vise à mesurer des particules issues d’annihilation ou de désintégration dans des régions plus ou moins lointaines de l’Univers. Pour remonter aux caractéristiques de la matière noire, trois types d’informations sont utiles : le type de particules générées – photons γ , positrons, neutrinos, etc... –, leur flux sur Terre, et leur spectre en énergie. Ces signatures déterminent les moyens à mettre en œuvre pour espérer les détecter.

Particules détectables La première condition que doivent satisfaire les particules à détecter est la stabilité : elles doivent en effet pouvoir se propager depuis leur lieu de création jusqu’à la Terre. Quels que soient les canaux d’annihilation/désintégration auxquels peuvent accéder les particules de matière noire, la condition de stabilité impose que les seules particules détectables soient les photons et neutrinos, les électrons et positrons, et les protons et noyaux légers ainsi que leurs anti-particules. Dans le cadre astrophysique, ces particules sont appelées *astroparticules*.

Les particules de matière noire peuvent néanmoins s’annihiler ou se désintégrer vers n’importe quel type de particules du Modèle Standard – par exemple, des muons ou des bosons électrofaibles –, mais ces dernières vont ensuite se désintégrer vers les canaux cités précédemment (voir Figure 2.3). Le processus de désintégration est particulier lorsque des quarks sont produits : ils subissent le phénomène d’hadronisation (voir par exemple [Norrbin et Sjöstrand 2000](#)). Étant donnée leur charge de couleur, ils ne peuvent en effet exister à l’état libre, et forment des jets de particules hadroniques. Ce sont ces hadrons instables qui vont ensuite se désintégrer : citons l’exemple des pions π_0 , qui se désintègrent majoritairement en paires de photons γ . L’annihilation ou la désintégration de particules de matière noire se termine donc toujours par la création de particules stables, potentiellement détectables.

Flux La quantité clé en détection indirecte est le flux différentiel de particules secondaires arrivant sur Terre à la position \vec{x}_\odot après annihilation/désintégration de WIMPs. Dans le cas de l’annihilation, ce flux peut s’écrire sous la forme (voir par exemple [Lavalle et Salati 2012](#)) :

$$\frac{d\phi}{dE}(\vec{x}_\odot, E) = \eta \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{m_\chi^2} \int_E \int_V \frac{dN}{dE_S} G(\vec{x}_\odot, E \leftarrow \vec{x}, E_S) \rho^2(\vec{x}) d^3\vec{x} dE_S. \quad (2.2)$$

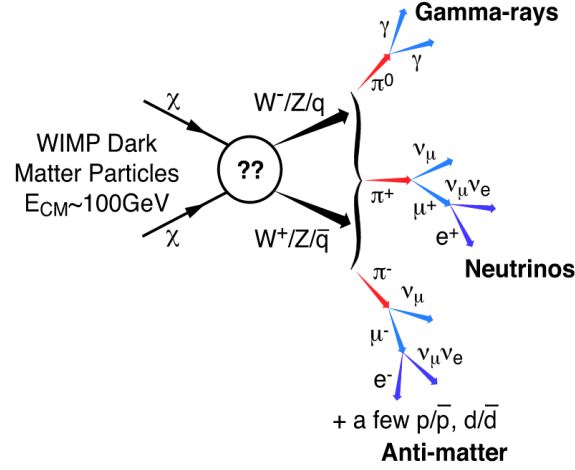


FIGURE 2.3: Illustration du processus d’annihilation de matière noire. Sur ce schéma, une paire de WIMPs s’annihile en paires de bosons électrofaibles ou de quarks, générant des pions. Leur désintégration crée des photons γ , des neutrinos, et des particules chargées. Figure adaptée de [Baltz et al. \(2008\)](#).

$d\phi/dE(\vec{x}_\odot, E)$ est le nombre de particules arrivant sur Terre par m^2 , par seconde et par GeV. Décrivons brièvement les termes de cette équation :

- η est une fraction qui dépend de la nature des particules de matière noire ; $\eta = 1/2$ si les WIMPs sont des particules de Majorana, c’est-à-dire leurs propres anti-particules ($\chi = \bar{\chi}$), et $\eta = 1/4$ sinon (voir Annexe A).
- $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ est une grandeur primordiale en détection indirecte. C’est la moyenne sur la distribution de vitesse des WIMPs du produit de leur section efficace d’annihilation, σ_{ann} , et de leur vitesse relative v . Cette grandeur quantifie la probabilité que deux WIMPs s’annihilent, et est l’objet de la plupart des contraintes issues de détection indirecte. Nous y reviendrons par la suite.
- m_χ est la masse du WIMP.
- dN/dE_S est le spectre source des particules considérées, c’est-à-dire le nombre moyen de particules émises par unité d’énergie, pour une annihilation (voir ci-après).
- $G(\vec{x}_\odot, E \leftarrow \vec{x}, E_S)$ est une fonction de Green qui décrit à la fois la propagation des particules du point de création \vec{x} au point \vec{x}_\odot , et la variation d’énergie entre l’énergie à la source, E_S , et l’énergie sur Terre, E . Cette fonction dépend de l’espèce considérée.
- Enfin, $\rho(\vec{x})$ est la densité de masse de matière noire au point \vec{x} . C’est la même quantité que celle évoquée dans le Chapitre 1, en Section 1.3.2.

Dans le cas de la désintégration, le flux différentiel s’écrit :

$$\frac{d\phi_{\text{des}}}{dE}(\vec{x}_\odot, E) = \frac{1}{\tau_{\text{DM}} m_\chi} \int_E \int_V \frac{dN}{dE_S} G(\vec{x}_\odot, E \leftarrow \vec{x}, E_S) \rho(\vec{x}) d^3\vec{x} dE_S, \quad (2.3)$$

avec τ_{DM} la période des particules de matière noire. Ici, c’est la densité de masse, et non pas son carré, qui est intégrée. Les intégrales portent sur le volume d’espace considéré, qui dépend du canal de détection, et sur le spectre en énergie à la source.

Spectres source Le spectre en énergie d'une espèce x , émis pour une annihilation ou désintégration, s'écrit :

$$\frac{dN_x}{dE_S} = \sum_f B_f \frac{dN_{x,f}}{dE_S}. \quad (2.4)$$

C'est la somme des contributions de tous les états finaux possibles, pondérées par les rapports d'embranchement B_f . Ceux-ci dépendent du modèle sous-jacent de particule de matière noire. Pour chaque état final, il est possible de prédire précisément les spectres source à partir de la connaissance des modèles physiques de production des particules secondaires. En pratique, les spectres sont calculés numériquement à l'aide de générateurs d'évènements Monte Carlo, dont le plus connu est PYTHIA (Sjöstrand et al. 2008).

Les contraintes issues de la détection indirecte sont généralement obtenues en fixant un état final, ce qui revient à supposer un rapport d'embranchement de 100%. Le but est d'obtenir des résultats illustrant la sensibilité à un état final particulier, et donc indépendants des modèles de matière noire. Cirelli et al. (2011) ont effectué un travail remarquable en mettant à disposition sous forme numérique les spectres en énergie $dN_{x,f}/dE$ des différentes espèces impliquées dans la recherche indirecte de matière noire, obtenus grâce à PYTHIA. Nous nous baserons dans la suite de ce chapitre sur leurs résultats.

Les paragraphes suivants présentent les caractéristiques des trois canaux de recherche : les photons γ , les neutrinos et les rayons cosmiques chargés.

2.2.2 Photons γ

Les photons sont souvent considérés comme le meilleur canal de détection. Ils se propagent en ligne droite, ce qui permet de remonter à leur origine, et sont relativement simples à détecter. Étant donnée la masse typique des WIMPs, de l'ordre de la centaine de GeV, les photons secondaires créés par l'annihilation ou la désintégration sont généralement des photons γ . Ces derniers sont très peu absorbés durant leur propagation dans l'Univers proche⁶, et conservent ainsi leurs informations spectrales.

Canaux d'annihilation/désintégration La Figure 2.4 présente les spectres γ associés à l'annihilation de particules de matière noire de masse $m_\chi = 100$ GeV, dans différents états finaux. Ces spectres, obtenus à partir des valeurs tabulées par Cirelli et al. (2011) et tracés avec le code CLUMPY (voir Annexe D), sont aussi valides pour la désintégration d'une particule de matière noire de masse $2m_\chi$. Les canaux représentés sont les plus couramment étudiés en détection indirecte. Pour les γ , ils se divisent en deux catégories : les canaux dits 'mous', ici $b\bar{b}$ et W^+W^- , pour lesquels l'intensité du spectre est plus forte aux basses énergies, et les canaux dits 'durs', ici les canaux leptoniques, présentant le comportement opposé. Tous ces spectres se caractérisent par une atténuation exponentielle à $E = m_\chi$.

La Figure 2.4 illustre aussi le canal $\gamma\gamma$, qui ne peut être atteint que *via* des processus à boucles, la matière noire n'étant pas directement couplée aux photons. Ces processus sont

6. Les photons γ peuvent interagir avec les champs de photons de l'Univers *via* des réactions de production de paires : $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Plus l'énergie du γ est importante, plus l'absorption est probable. Au-delà du TeV, la distance caractéristique d'absorption est de l'ordre de 100 Mpc, et l'Univers lointain nous apparaît donc opaque à ces énergies (par exemple, Coppi et Aharonian 1997).

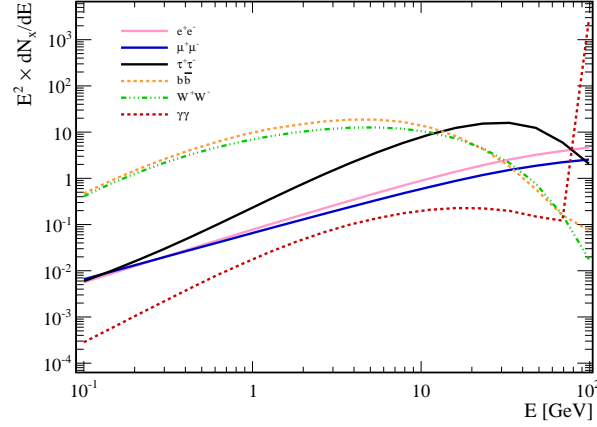


FIGURE 2.4: Spectres γ multiplies par E^2 , issus d'annihilation de matiere noire de masse $m_\chi = 100$ GeV, dans les six canaux suivants : e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, W^+W^- et $\gamma\gamma$, avec des rapports d'embranchement fixes à 100 %. Les paires de quarks et de bosons électrofaibles sont des canaux appelés 'mous', au contraire des canaux leptoniques dits 'durs'. La figure est obtenue avec le code CLUMPY, en utilisant les valeurs tabulées dans Cirelli et al. (2011).

largement sous-dominants par rapport aux autres états finaux, et l'intensité d'un tel signal est donc très faible. La production directe de photons engendre néanmoins un spectre piqué – une raie d'émission –, autour de la masse de la particule de matiere noire. La plupart des processus astrophysiques standard ne produisent pas de raies d'émission dans la gamme du GeV⁷. Observer un tel signal serait une preuve claire d'annihilation/désintégration de matiere noire, et permettrait de remonter directement à la masse de la particule. C'est le fameux *smoking gun signal*. Notons que d'autres effets peuvent affecter le spectre γ et le modifier significativement (par exemple, l'émission Compton inverse des électrons émis par l'annihilation, voir par exemple Cirelli et al. 2011, ou le Bremsstrahlung interne, voir par exemple Bringmann et al. 2008), et doivent être pris en compte pour modéliser précisément le signal attendu.

Propagation La fonction de Green apparaissant dans les équations 2.2 et 2.3 prend une forme simple pour les photons γ , puisqu'ils se propagent en ligne droite et quasiment sans perte d'énergie. Elle peut s'écrire :

$$G(\vec{x}_O, E \leftarrow \vec{x}, E_S) = \delta(E - E_S) \times \frac{1}{4\pi|\vec{x} - \vec{x}_O|^2}, \quad (2.5)$$

7. Citons néanmoins le processus d'effet Compton inverse des électrons, c'est-à-dire leur diffusion sur un champ de photons, dans le régime de Klein-Nishina. Dans ce régime, le photon cible emporte l'ensemble de la quantité de mouvement de l'électron. Certains pulsars pourraient générer des raies d'émission à des énergies de l'ordre de la centaine de GeV *via* ce processus (voir par exemple Aharonian et al. 2012). Le profil spatial de l'émission peut néanmoins permettre de discriminer ce signal d'une origine matiere noire.

avec $\delta(E - E_S)$ une distribution de Dirac. Le flux dans le cas de l'annihilation devient :

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dE}(\vec{x}_\odot, E) &= \frac{\eta}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{m_\chi^2} \frac{dN}{dE} \int_V \frac{\rho^2(\vec{x})}{|\vec{x} - \vec{x}_\odot|^2} d^3\vec{x} \\ &= \frac{\eta}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{m_\chi^2} \frac{dN}{dE} \int_{\Delta\Omega} \int_l \rho^2(l, \Omega) dl d\Omega \\ &= \phi_{\text{ann}}^{\text{pp}}(E) \times J(\Delta\Omega), \end{aligned} \quad (2.6)$$

avec ⁸

$$\phi_{\text{ann}}^{\text{pp}}(E) = \frac{\eta}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{m_\chi^2} \frac{dN}{dE}, \quad (2.7)$$

$$\text{et } J(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \int_l \rho^2(l, \Omega) dl d\Omega. \quad (2.8)$$

$\phi_{\text{ann}}^{\text{pp}}(E)$ est le terme dit de *physique des particules*, qui encode les propriétés des particules de matière noire (masse, section efficace d'annihilation, spectre source). $J(\Delta\Omega)$ est appelé le **facteur J**. C'est l'intégrale suivant la ligne de visée et dans un angle solide $\Delta\Omega$ de la densité au carré de matière noire. Le facteur J sera au cœur du travail sur les galaxies naines sphéroïdes présenté en Partie II, et nous y reviendrons plus en détail. L'Annexe A présente quant à elle une démonstration possible de l'équation 2.6. Cette dernière nous permet de résumer les enjeux et les difficultés de la détection indirecte.

- Mesurer un flux de particules – des photons γ par exemple – permet de contraindre les propriétés des particules de matière noire, comme leur masse et leur section efficace d'annihilation, si la densité de masse de matière noire dans le volume considéré est connue. En effet, en fixant un profil de densité $\rho(r)$ et un canal d'annihilation, il est possible de convertir les mesures du flux $d\phi/dE$ en des contraintes sur $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$, pour une masse m_χ donnée. L'équation 2.6 peut en effet se réécrire :

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = \frac{4\pi}{\eta} m_\chi^2 \frac{1}{dN} \times \frac{1}{J(\Delta\Omega)} \times \frac{d\phi}{dE}. \quad (2.9)$$

En particulier dans le cas des γ , il faut **connaître le facteur J**.

- À l'inverse, si les propriétés des particules de matière noire sont connues, la détection indirecte permet de sonder la densité de matière noire dans des objets sources, et donc de tester les modèles de formation des structures évoqués dans le Chapitre 1.

Ajoutons que dans le cas de la désintégration, le flux différentiel γ s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dE}(\vec{x}_\odot, E) &= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\tau_{\text{DM}} m_\chi} \frac{dN}{dE} \int_{\Delta\Omega} \int_l \rho(l, \Omega) dl d\Omega \\ &= \phi_{\text{des}}^{\text{pp}}(E) \times D(\Delta\Omega), \end{aligned} \quad (2.10)$$

avec $\phi_{\text{des}}^{\text{pp}}(E)$ le terme de physique des particules dans le cas de la désintégration, et $D(\Delta\Omega)$ le **facteur D**.

8. Le facteur $1/|\vec{x} - \vec{x}_\odot|^2$ s'est simplifié en réécrivant l'élément de volume $d^3\vec{x} = l^2 dl d\Omega$ avec $l = |\vec{x} - \vec{x}_\odot|$.

Bruit de fond Le bruit de fond γ , c'est-à-dire le rayonnement d'origine non exotique, provient de l'interaction des rayons cosmiques chargés avec le milieu environnant. On distingue les processus leptoniques – par exemple, l'interaction Compton inverse des électrons sur des photons de basse énergie – des processus hadroniques, comme la production de π_0 lors de la diffusion inélastique des protons cosmiques sur les noyaux du milieu. Une excellente introduction aux processus astrophysiques de production de γ peut être trouvée dans la thèse d'Aldée Charbonnier (Charbonnier 2010). Les sources astrophysiques de rayons γ présentent des spectres en loi de puissance, $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$, dont les pentes dépendent de la nature – leptonique ou hadronique – des processus d'émission et du milieu environnant. Citons par exemple le reste de supernova SNR RX J1713.72-3946 observé par le télescope H.E.S.S., dont l'émission peut être bien reproduite par une loi de puissance d'indice $\Gamma \simeq 2.2$ entre 1 et 10 TeV (Aharonian et al. 2006a). Comprendre ce bruit de fond astrophysique est primordial pour la recherche indirecte de matière noire.

Les meilleures cibles Comme les photons γ se propagent en ligne droite, il est possible de pointer un télescope vers les régions du ciel pour lesquelles le flux attendu est le plus important. D'après les équations 2.6 et 2.10, les flux γ issus d'annihilation ou de désintégration seront les plus forts dans les régions présentant la plus grande densité en matière noire. Même si la dépendance à la distance d à la source n'apparaît pas explicitement dans ces expressions, elle joue un rôle très important : le flux est en effet dilué⁹ en $1/d^2$. Les meilleures régions du ciel où chercher des photons γ issus de matière noire sont donc les régions à la fois *proches* et présentant une *forte densité*.

Grâce aux simulations de formation des structures (Chapitre 1), nous disposons d'une image de la répartition de densité de matière noire dans la Galaxie et dans les objets extragalactiques, permettant de connaître les meilleures cibles. Il apparaît que le signal le plus fort doit provenir du centre de la Voie Lactée, situé à environ $d \simeq 8.5$ kpc et présentant une très forte densité en matière noire. Les galaxies satellites comme les galaxies naines sphéroïdes ($d \simeq 20 - 200$ kpc) présentent l'avantage de ne pas émettre de bruit de fond γ d'origine astrophysique, au contraire du centre Galactique. Les amas de galaxies abritent quant à eux les plus fortes densités de matière noire, mais les plus proches sont distants de plus de 15 Mpc (par exemple, l'amas Virgo, situé à $d = 15.4$ Mpc, Fouqué et al. 2001). Tous ces objets sont les cibles principales des télescopes γ pour la détection indirecte. Notons néanmoins que les formes précises de leurs profils de densité de matière noire sont incertaines.

2.2.3 Neutrinos

Les neutrinos partagent de nombreux points communs avec les photons : ils se propagent eux aussi de manière rectiligne, et sont très peu absorbés. La difficulté réside en leur détection, rendue délicate par leur très faible couplage à la matière. Les détecteurs actuels couvrent ainsi de très grands volumes, composés d'eau (par exemple le télescope ANTARES, Ageron et al. 2011) ou de glace (par exemple IceCube, IceCube Collaboration et al. 2006), pouvant atteindre 1 km^3 . De tels volumes sont nécessaires pour espérer détecter un nombre suffisant de neutrinos.

9. En effet, la contribution d'une source ponctuelle au facteur J est $J_{\text{ponctuel}} = \frac{4\pi}{d^2} \int_{\text{Vol. src.}} r^2 \rho^2(r) dr$. L'intégrale porte ici sur le 'volume' de la source ponctuelle.

Canaux d’annihilation/désintégration et propagation Pour les neutrinos, les canaux d’annihilation/désintégration les plus ‘durs’ sont le canal W^+W^- et les canaux leptoniques ($\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ – très peu de neutrinos sont créés dans le canal électronique). Les canaux ‘durs’ sont favorisés par les télescopes à neutrinos, qui présentant une meilleure sensibilité à haute énergie (voir par exemple [ANTARES Collaboration 2015](#); [IceCube Collaboration et al. 2014](#)). Les spectres en énergie des neutrinos, tout comme ceux des photons γ , ne sont pas altérés durant leur propagation. Les fonctions de Green des deux espèces, et donc les expressions des flux, sont donc similaires. La propagation influence néanmoins les saveurs des neutrinos – c’est-à-dire leur nature, les trois familles de neutrinos étant ν_e , ν_μ et ν_τ – à cause des effets d’oscillation. Cette oscillation produit des ratios équitables de saveurs sur Terre pour les cibles de détection indirecte les plus lointaines, mais doit être modélisée précisément pour une cible comme le Soleil (voir ci-après).

Bruit de fond Tout comme pour les photons γ , l’interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire génère des neutrinos, mais seulement par désintégration des pions chargés générés par les processus hadroniques. Les neutrinos qui en résultent présentent des spectres en loi de puissance. Ces neutrinos commencent tout juste à être mesurés : la collaboration IceCube a ainsi détecté pour la première fois en 2012 des neutrinos astrophysiques d’ultra-haute énergie, dans la gamme 100 TeV-1 PeV ([Aartsen et al. 2014](#)). Pour la recherche de matière noire, le bruit de fond principal est dû aux neutrinos atmosphériques, créés par la désintégration des pions chargés et des kaons générés par l’interaction des rayons cosmiques dans l’atmosphère. Ce bruit de fond est irréductible, mais son spectre est connu (par exemple, [Honda et al. 2007](#)). L’utilisation des directions d’arrivée des neutrinos est néanmoins primordiale pour rejeter ce bruit de fond, et les télescopes se concentrent donc principalement sur les neutrinos muoniques ν_μ , dont l’interaction dans le détecteur génère des muons qui permettent de remonter à la direction d’origine du neutrino (voir par exemple [ANTARES Collaboration 2015](#)).

Meilleures cibles Les conclusions sur les meilleurs cibles en photons γ sont aussi valables pour les neutrinos, les comportements de ces particules étant similaires. Les neutrinos possèdent néanmoins l’avantage de pouvoir s’échapper de régions présentant de fortes densités de matière baryonique. Une source potentiellement importante de neutrinos issus de matière noire se trouve au cœur du Soleil : les WIMPs peuvent parfois diffuser élastiquement avec les noyaux du Soleil, perdre de l’énergie et être capturés gravitationnellement (par exemple, [Halzen et Hooper 2010](#)). Bien que ce phénomène doive être rare, une densité suffisante a pu s’accumuler au centre du Soleil après ses ~ 4.6 milliards d’année d’existence. Nous verrons que la recherche de tels neutrinos permet de placer de fortes contraintes sur la section efficace de diffusion spin-dépendante de la matière noire, $\sigma_{\chi N}^{SD}$.

2.2.4 Rayons cosmiques chargés

Les particules chargées créées par les processus d’annihilation/désintégration forment ce qu’on appelle des *rayons cosmiques*. Nous nous concentrons ici sur le rayonnement cosmique

Galactique, jusqu'aux énergies de l'ordre de la centaine de TeV¹⁰, dont les sources astrophysiques standard sont connues : les ondes de choc causées par les supernovae ont par exemple la possibilité d'accélérer des particules jusqu'à ces hautes énergies (voir par exemple [Ackermann et al. 2013](#)). La recherche indirecte de matière noire se fonde sur les anti-particules du rayonnement cosmique – les positrons, antiprotons et anti-noyaux –, peu abondantes (le rapport \bar{p}/p vaut par exemple 10^{-4} à 10 GeV, [Adriani et al. 2010](#)), pour lesquelles une faible contribution exotique est bien plus visible.

Canaux d'annihilation/désintégration et propagation Pour les positrons, les canaux d'annihilation/désintégration les plus favorables sont les canaux leptoniques : l'état final $\mu^+\mu^-$ par exemple. Les états hadroniques favorisent quant à eux la création d'antiprotons et d'anti-noyaux. Les signatures spectrales de ces canaux sont cependant largement affectées par la propagation diffusive dans le halo Galactique. Celle-ci est bien plus chaotique que celle des photons ou des neutrinos : étant donnée la charge électrique des rayons cosmiques, ils diffusent sur les inhomogénéités de champ magnétique, et les informations sur leur origine spatiale sont perdues. Ils subissent de nombreux effets durant leur propagation : perte d'énergie générée par leur interaction avec le milieu interstellaire, diffusion inélastique et destruction (générant d'autres espèces), ou réaccélération par les inhomogénéités magnétiques (voir par exemple les HDR de Richard Taillet, [Taillet 2010](#) et de David Maurin, [Maurin 2013](#)).

La propagation est généralement modélisée par l'équation de transport des rayons cosmiques (voir par exemple [Maurin 2013](#)) :

$$\begin{aligned}
 \overbrace{\frac{\partial N^j}{\partial t}}^{\text{Variation}} &+ \overbrace{\left(-\vec{\nabla} \cdot (K(E, \vec{r}) \vec{\nabla}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{V}(\vec{r})\right) N^j}_{\text{Transport spatial: diffusion+convection}} + \overbrace{(\Gamma_{\text{rad}} + \Gamma_{\text{inel}}) N^j}_{\text{Pertes catastrophiques}} + \overbrace{\frac{\partial}{\partial E} \left(b^j N^j - c^j \frac{\partial N^j}{\partial E}\right)}^{\text{Pertes/gains d'énergie}} \\
 &= \underbrace{Q^j(E, \vec{r}) + \sum_{i \text{ tel que } m_i > m_j} \Gamma^{i \rightarrow j} N^i}_{\text{Terme source: primaires et secondaires}}, \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

qui décrit l'évolution spatiale et temporelle de la densité numérique par unité d'énergie N d'une espèce j . Sans décrire en détail cette équation, il apparaît qu'elle dépend de très nombreux paramètres liés aux propriétés physiques de la Galaxie : le coefficient de diffusion K dépend par exemple de la turbulence du champ magnétique Galactique ; les pertes d'énergie sont liées à la distribution du gaz et à l'intensité des champs de radiation ; et la géométrie du halo diffusif de la Voie Lactée a un impact important sur la propagation des particules¹¹.

Certaines de ces quantités peuvent être contraintes par les mesures des différentes espèces du rayonnement cosmique, en particulier grâce à la comparaison des flux des espèces *primaires*, accélérées par les sources astrophysiques, aux flux des espèces *secondaires*, créées

10. Notons qu'à ces énergies, la plupart des rayons cosmiques sont confinés dans le halo diffusif de leur galaxie. Dans cette gamme d'énergie, les rayons cosmiques mesurés sur Terre sont donc majoritairement issus de la Voie Lactée.

11. La fonction de Green pour les rayons cosmiques chargés ne présente donc généralement pas de formulation simple. Elle peut être calculée analytiquement en simplifiant la géométrie du halo diffusif de la Voie Lactée (voir par exemple [Lavalle et Salati 2012](#)), et dépend de l'espèce considérée *via* les termes de pertes d'énergie. Elle conditionne cependant les régions du halo Galactique que vont sonder les différentes espèces de rayons cosmiques.

lors de l'interaction des primaires avec le milieu interstellaire (voir par exemple [Putze et al. 2010](#)). Néanmoins, de nombreux paramètres restent incertains¹², ce qui rend difficile l'estimation précise du bruit de fond astrophysique. La voie la plus simple est sans doute celle des anti-noyaux, pour lesquels le signal matière noire est, dans beaucoup de modèles, très supérieur au fond astrophysique. Nous présenterons plus en détail les sources et la production secondaire d'anti-noyaux, en particulier d'anti-hélium, dans la Partie III.

Origine spatiale Les rayons cosmiques ayant un comportement diffusif, il n'y a pas d'intérêt à pointer un détecteur vers les régions source présentant le plus fort taux d'annihilation/désintégration. Dans les faits, dans la gamme d'énergie inférieure à une centaine de TeV, l'anti-matière générée par la matière noire et détectable sur Terre provient de larges volumes du halo de la Voie Lactée. Les différentes espèces de rayons cosmiques sont cependant sensibles à différentes régions du halo.

- Les positrons subissent fortement les effets de perte d'énergie, ce qui réduit sensiblement la distance qu'ils parcourent après émission. [Maurin et Taillet \(2003\)](#) ont par exemple estimé qu'à une énergie de 7 GeV, 99% des positrons détectés doivent provenir d'une sphère centrée sur la Terre de rayon r_{lim} variant entre $r_{\text{lim}} \simeq 1.7$ kpc et $r_{\text{lim}} \simeq 6.6$ kpc, suivant les différentes valeurs des paramètres de propagation de l'équation 2.11. Les détails du profil de densité de matière noire au centre de la Voie Lactée, à une distance $d \simeq 8.5$ kpc, ont donc un effet limité sur le flux de positrons détectable sur Terre. Ce sont les sources proches qui jouent un rôle primordial.
- Les antiprotons et anti-noyaux subissent quant à eux moins de pertes d'énergie, et les particules détectées sur Terre peuvent donc provenir de régions relativement lointaines du halo diffusif, notamment du centre Galactique. En pratique, c'est dans le cas de l'annihilation que les détails du profil de densité interne de la Voie Lactée sont les plus importants, étant donné le facteur ρ^2 impliqué dans l'expression du flux (Eq. 2.2) ([Maurin et Taillet 2003](#)).

2.3 Détection indirecte : quelques résultats actuels

Après avoir introduit les principes de la détection indirecte, nous allons maintenant présenter une sélection de résultats récents. Étant donnée la multitude de canaux de détection et de cibles, les résultats de détection indirecte sont extrêmement nombreux, et nous n'en exposons pas une revue détaillée dans cette section (voir par exemple [Bertone 2010](#); [Porter et al. 2011](#); [Gaskins 2016](#)). Nous nous concentrerons plutôt sur une sélection de résultats nous paraissant particulièrement intéressants. Nous mentionnerons principalement l'annihilation de matière noire, qui correspond au cas le plus étudié ; les recherches de signaux de désintégration sont en général très similaires.

12. Ajoutons que la cavité magnétique solaire joue un rôle important sur le spectre du rayonnement cosmique en-deçà de 10 GeV, et ajoute des incertitudes supplémentaires.

TABLE 2.1: Résumé des caractéristiques des expériences Fermi-LAT, H.E.S.S. II et CTA. Les caractéristiques des IACTs MAGIC et VERITAS sont proches de celles de H.E.S.S. II. Les valeurs sont issues respectivement de [Atwood et al. \(2009\)](#), [Parsons et al. \(2015\)](#) et [Grube \(2013\)](#).

Caractéristique	Fermi-LAT	H.E.S.S. II	CTA
Gamme d'énergie	20 MeV - 300 GeV	30 GeV - 100 TeV	30 GeV - 100 TeV
Résolution en énergie	8.5-13 % (> 10 GeV)	10 % à 1 TeV	5% à 10 TeV
Champ de vue	2.4 sr	3.5°	~ 8°
Résolution angulaire	0.15° (> 10 GeV)	0.05° à 1 TeV	0.02° à 10 TeV
Mise en service	2008	2002, upgrade en 2012	2020 ?

2.3.1 Photons

2.3.1.1 Photons gamma

Les principaux télescopes γ actuels sont le satellite Fermi-LAT ([Atwood et al. 2009](#)), en orbite autour de la Terre depuis 2008, et les observatoires terrestres H.E.S.S. II ([Hinton et HESS Collaboration 2004](#)), MAGIC ([Aleksić et al. 2016](#)) et VERITAS ([Holder et al. 2006](#)). Fermi-LAT mesure directement les photons γ , grâce à un détecteur à conversion de paires, alors que les observatoires terrestres détectent la lumière Cherenkov émise par les gerbes de rayons cosmiques issues de l'interaction des γ dans l'atmosphère. Ces observatoires, appelés Télescopes à Imagerie Cherenkov Atmosphérique (IACTs en anglais), sont caractérisés par un champ de vue relativement faible – typiquement quelques degrés –, et sont sensibles aux photons γ de très haute énergie, dans la gamme ~ 30 GeV–10 TeV. Fermi-LAT couvre lui un champ de vue équivalent à 20% du ciel, et mesure des γ entre ~ 20 MeV et ~ 300 GeV. Toutes ces expériences contribuent activement à la recherche indirecte de matière noire. La Table 2.1 résume leurs caractéristiques, ainsi que celles du futur observatoire CTA ([Actis et al. 2011](#)), qui devrait permettre d'améliorer les sensibilités d'un ordre de grandeur au-delà de la centaine de GeV.

Le centre Galactique La cible présentant le plus fort facteur J, et donc potentiellement le plus fort signal γ , est le centre Galactique. Cette région contient néanmoins un très grand nombre de sources astrophysiques γ , ce qui rend la recherche de signaux issus de matière noire particulièrement difficile. Une source compacte, HESS J1745-290, est par exemple coïncidente avec le trou noir central de la Voie Lactée, Sgr A* ([Aharonian et al. 2009](#)). Cette région émet aussi du rayonnement γ diffus, causé par l'interaction des rayons cosmiques avec les nuages moléculaires (par exemple, [Aharonian et al. 2006b](#)).

Dans le cadre de la recherche de matière noire, la collaboration H.E.S.S. a choisi d'observer une région *entourant* le centre Galactique, à une distance projetée variant entre 45 et 150 pc ([Abramowski et al. 2011](#)), pour réduire ce bruit de fond. En comparant le flux γ à celui d'une région de contrôle, H.E.S.S. n'a pas observé d'excès significatif, ce qui a permis de placer des limites supérieures sur le produit $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ (voir Eq. 2.9). Les limites ont été obtenues

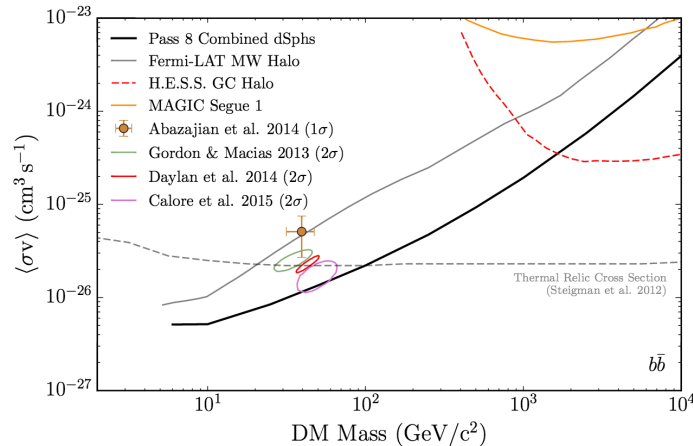


FIGURE 2.5: Comparaison des contraintes récentes sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$, obtenues en γ . Les limites obtenues par l’analyse conjointe des dSphs par Fermi-LAT sont les plus contraignantes, et sont en tension avec les valeurs de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ qui permettent d’expliquer l’excès γ au centre Galactique (contours verts, rouges et violets, et croix orange). À haute masse, l’observation par H.E.S.S. de la région interne du halo de la Voie Lactée donne les meilleures limites. Figure issue de Ackermann et al. (2015).

dans le canal d’annihilation $b\bar{b}$, pour deux paramétrisations de la densité de masse du halo Galactique : les profils NFW (Eq. 1.9) et Einasto (Eq. 1.12). La région choisie par H.E.S.S. étant légèrement décalée par rapport au centre Galactique, la forme précise du profil interne n’influence que peu les résultats, ce qui donne des contraintes sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ peu dépendantes du profil choisi (différences d’un facteur ~ 2 environ selon le profil, voir Abramowski et al. 2011). Les valeurs de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ supérieures à $3 \times 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ sont exclues pour $m_\chi = 1 \text{ TeV}$, ce qui en font les meilleures limites actuelles à haute masse (voir Figure 2.5). Notons que les limites sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ présentent un comportement proportionnel à m_χ^2 , comme attendu d’après l’équation 2.9.

Une autre manière d’éviter le bruit de fond astrophysique est de rechercher des raies d’émission à haute énergie. Weniger (2012) a observé une raie d’émission à une énergie de 130 GeV en provenance du centre Galactique, en utilisant les données publiques de la collaboration Fermi-LAT (Figure 2.6). Ce signal, avec une signification estimée de 3.2σ ¹³, a généré un très grand nombre d’articles cherchant à modéliser les propriétés des particules de matière noire associées. La collaboration Fermi-LAT a néanmoins publié une ré-analyse de ces données, avec de multiples améliorations expérimentales (notamment sur la reconstruction de l’énergie des γ), et obtient une signification globale bien plus faible, 1.5σ (Fermi-LAT Collaboration 2013). Il apparaît notamment qu’un excès similaire est aussi partiellement visible dans des événements γ provenant de l’horizon terrestre (*Earth’s limb*)¹⁴, dont le spectre en énergie devrait suivre une loi de puissance, ce qui indique un possible effet systématique dans le détecteur. Cet excès ne se révèle donc pas significatif.

13. C’est la valeur de signification en prenant en compte le *look-elsewhere effect*, c’est-à-dire l’effet de scanner une large gamme d’énergie et de régions spatiales pour rechercher un signal. Les chances d’observer une fluctuation statistique sont en effet plus grandes lorsque l’on multiplie les recherches : le *look-elsewhere effect* diminue la signification observée.

14. Ces photons γ sont créés lors de l’interaction des rayons cosmiques avec l’atmosphère.

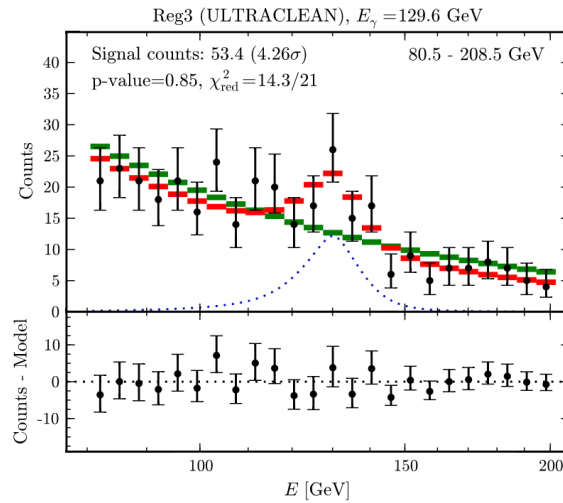


FIGURE 2.6: Raie γ à 130 GeV observée par [Weniger \(2012\)](#) en direction du centre Galactique, avec les données publiques de Fermi-LAT. La courbe verte correspond au modèle de bruit de fond, et la composante matière noire est ajoutée pour la courbe rouge. Le panneau du bas montre les résidus entre l’ajustement rouge et les données. Figure issue de [Weniger \(2012\)](#).

Enfin, en essayant de modéliser précisément le bruit de fond astrophysique provenant des régions centrales de la Galaxie, différents auteurs ont observé un excès de photons γ (Figure 2.7) aux énergies de l’ordre du GeV ($\sim 1\text{-}10$ GeV), toujours à l’aide des données de Fermi-LAT (par exemple [Abazajian et Kaplinghat 2012](#); [Calore et al. 2015](#); [Daylan et al. 2016](#), et récemment la collaboration Fermi elle-même, [Fermi-LAT Collaboration 2015](#)). Le point clé de cette analyse est la modélisation du bruit de fond. Les analyses sont réalisées en ajustant un modèle d’émission γ à plusieurs composantes, comprenant une composante d’émission diffuse, une composante isotrope pour tenir compte du fond extra-galactique, et une contribution de sources ponctuelles. La présence d’un excès signifie que les modèles utilisés ne permettent pas de rendre compte de l’émission dans la gamme du GeV. Deux interprétations sont possibles :

- les modèles sont incomplets, et d’autres composantes sont à ajouter, comme par exemple la contribution de sources non résolues. Une population de pulsars millisecondes, dont la période est, comme leur nom l’indique, de l’ordre de 1 à 10 ms, a été proposée comme solution possible (voir par exemple [Abazajian 2011](#)). Ils présentent en effet des spectres d’émission cohérents avec l’excès observé, et pourraient se concentrer au centre Galactique au cours du temps ¹⁵ ;
- les modèles sont corrects, et l’excès est bien dû à de l’annihilation de matière noire. L’émission est en effet cohérente avec un signal issu d’annihilation de matière noire, à la fois en termes de distribution spatiale et de spectre en énergie. La masse des particules est estimée à $m_\chi \sim 10 - 50$ GeV, suivant le canal d’annihilation dominant.

15. Ces pulsars pourraient être issus d’amas globulaires denses ayant été détruits par des effets de marée lors de leur passage proche du centre Galactique, là où ces effets sont les plus forts (par exemple, [Bartels et al. 2016](#)).

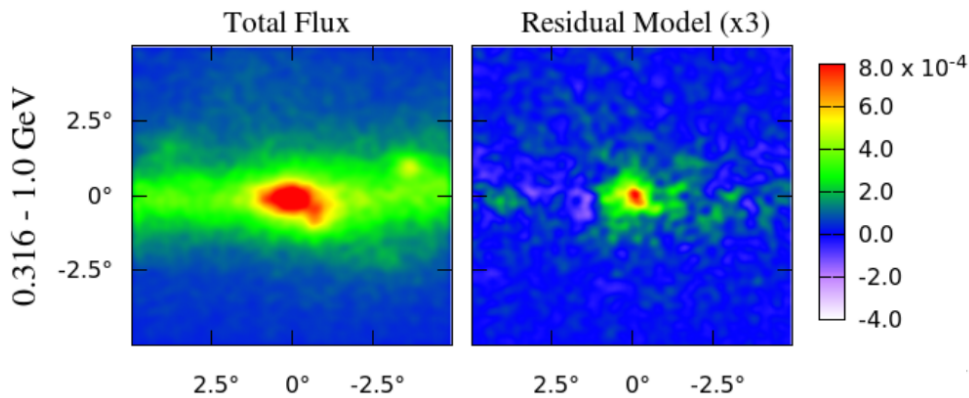


FIGURE 2.7: À gauche : flux γ provenant du centre Galactique, sur la gamme 0.316 – 1 GeV, obtenu grâce aux données Fermi-LAT. À droite, carte des résidus après avoir soustrait le modèle de bruit de fond. L’excès a une morphologie sphérique. Figure adaptée de Daylan et al. (2016).

L’origine de ce signal n’est pas encore tranchée. Notons cependant que les valeurs de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ permettant d’expliquer cet excès sont en tension avec les contraintes issues des galaxies naines sphéroïdes (Figure 2.5).

Les galaxies satellites de la Voie Lactée Les galaxies satellites de la Voie Lactée, et en particulier les galaxies naines sphéroïdes – que nous appellerons *dSphs* dans la suite –, forment un autre type de cibles γ prometteuses pour la recherche indirecte de matière noire. Ces galaxies, sur lesquelles nous reviendrons en détail dans la Partie II, sont parmi les objets les plus dominés par la matière noire, avec des rapports masse sur luminosité de l’ordre de 10 à 1000. Autrement dit, la matière baryonique ne compte que pour 0.1 à 10% de leur masse totale. Ces satellites peuvent être proches – Segue I est par exemple distante d’environ 23 kpc –, et présentent l’avantage de ne pas émettre de rayonnement γ d’origine astrophysique. Nous reviendrons sur ce point dans la suite. L’absence de bruit de fond permet d’obtenir des contraintes robustes sur les propriétés de la matière noire, bien que ces objets présentent des facteurs J plus de deux ordres de grandeur inférieurs à celui du centre Galactique.

Les plus fortes contraintes actuelles provenant des dSphs sont issues de l’analyse conjointe de 15 galaxies par Fermi-LAT (Ackermann et al. 2015). En supposant que les propriétés des particules de matière noire soient universelles, il est en effet possible d’empiler les signaux issus de chacune des galaxies pour améliorer les contraintes : si les 15 dSphs avaient le même facteur J , cela reviendrait à observer un même objet pendant une période de temps 15 fois plus grande. Aucune de ces galaxies n’émet significativement de rayonnement γ , et la Figure 2.5 présente les limites supérieures obtenues sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$, pour le canal d’annihilation $b\bar{b}$. La valeur canonique de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle = 3 \times 10^{-26}$, déjà évoquée dans le Chapitre 1 pour le miracle WIMP, est rejetée par cette analyse pour une masse m_χ inférieure à 100 GeV. Deux points sont à noter :

- ces contraintes dépendent fortement du facteur J des dSphs. Nous verrons dans la Partie II que ces facteurs J peuvent présenter de fortes incertitudes – leur modélisation précise est au cœur du travail que nous avons effectué –, qui peuvent dégrader significativement ces limites ;

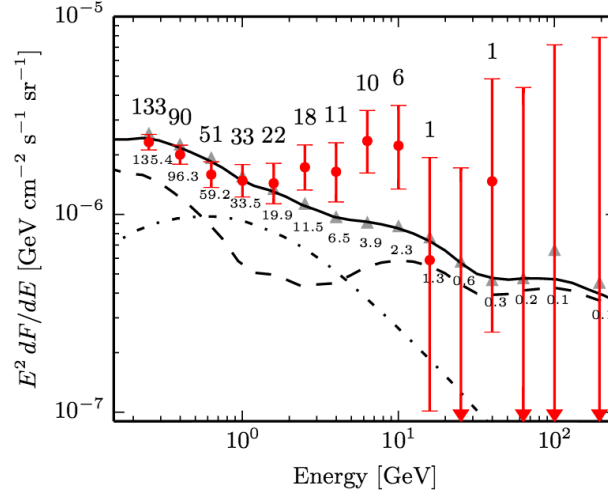


FIGURE 2.8: Flux γ observé par [Geringer-Sameth et al. \(2015b\)](#) en direction de Ret II (points rouges). La courbe continue noire et les triangles gris sont deux estimations du spectre du bruit de fond. L'excès est clairement visible entre 2 et 10 GeV. Figure issue de [Geringer-Sameth et al. \(2015b\)](#).

- une cinquantaine de dSphs – ou de candidats à ce statut – ont été détectées aujourd'hui. Elles n'ont pas toutes été incluses dans l'analyse de Fermi-LAT : beaucoup d'entre elles ne disposent pas de données spectrométriques, nécessaires à la fois pour reconstruire leur facteur J et confirmer leur statut de galaxie naine sphéroïde.

La galaxie naine sphéroïde Reticulum II (Ret II) est la première dSph pour laquelle un potentiel excès γ a été détecté. Ret II a été découverte récemment, en 2015, grâce à DES ([Koposov et al. 2015](#); [Bechtol et al. 2015](#)). En utilisant les données publiques de la collaboration Fermi, deux groupes ([Geringer-Sameth et al. 2015b](#); [Hooper et Linden 2015](#)) ont observé un excès de photons γ entre 2 et 10 GeV (Figure 2.8). Cette gamme d'énergie est proche de celle de l'excès du centre Galactique. Le facteur J de cet objet n'étant pas connu à l'époque, [Geringer-Sameth et al. \(2015b\)](#) ont placé des contraintes sur le produit $J \times \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$, et ont prédit que Ret II devrait présenter un facteur J de l'ordre de $10^{19.6} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$ pour que le signal soit cohérent avec les limites des autres dSphs sur $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$. Cette valeur est justement proche de celle que nous avons déterminé quelques semaines plus tard dans notre analyse de cet objet ([Bonnivard et al. 2015b](#)). Néanmoins, ce signal semble avoir disparu dans les données plus récentes du satellite Fermi-LAT, appelées Pass 8, pour lesquelles de nombreux aspects expérimentaux ont été améliorés – notamment la résolution angulaire et la résolution en énergie ([Drlica-Wagner et al. 2015a](#)). Nous reviendrons plus en détail sur Ret II dans la Partie II.

Ajoutons enfin que les IACTs ont eux aussi obtenu des contraintes sur $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ en observant des dSphs. L'inconvénient par rapport à Fermi-LAT est la nécessité de pointer vers ces objets et donc de dédier un nombre important d'heures d'observation à une seule et même cible, ce qui limite les possibilités d'analyse conjointe. L'identification des dSphs présentant le meilleur facteur J est donc primordiale pour ces observatoires. Le télescope MAGIC a par exemple observé pendant 160h la galaxie naine sphéroïde Segue I, ce qui correspond à la plus longue observation dédiée à des dSphs ([Aleksić et al. 2014](#)). En l'absence de signal, MAGIC a placé les contraintes les plus fortes sur $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ provenant de l'observation de dSphs par des IACTs. L'analyse de Fermi-LAT reste néanmoins plus compétitive, même à haute masse m_χ

(Figure 2.5)¹⁶. Notons cependant que le facteur J utilisé pour obtenir ces limites est probablement très incertain, comme nous l’avons montré dans [Bonnivard et al. \(2015d\)](#) (voir Partie II).

De nombreuses dSphs devraient être découvertes dans les prochaines années, notamment grâce au télescope LSST ([LSST Dark Energy Science Collaboration 2012](#)), ce qui devrait permettre d’améliorer les contraintes sur les propriétés des WIMPs.

Les amas de galaxies Les dernières cibles γ que nous évoquerons sont les amas de galaxies. Ces objets présentent de fortes densités de matière noire – ce sont les structures virialisées les plus massives de l’Univers –, mais sont distants de plusieurs dizaines voire centaines de Mpc. La recherche de signaux γ issus d’annihilation présente deux difficultés importantes :

- une émission γ d’origine astrophysique est attendue en provenance de ces objets. Les amas contiennent par exemple des noyaux actifs de galaxies (AGN), qui sont des sources intenses de rayonnement γ . L’interaction des rayons cosmiques avec le gaz, présent en grande quantité, doit aussi générer un rayonnement γ diffus ;
- les facteurs J des amas de galaxies sont très incertains. La présence de sous-structures dans un halo de matière noire peut en effet fortement augmenter le facteur J : c’est l’effet de *boost*, sur lequel nous reviendrons dans la Partie II. D’après les simulations numériques, plus un halo est massif, plus il contient de sous-structures : ces dernières jouent donc un rôle important pour le calcul du facteur J des amas. Les incertitudes sur la distribution des sous-structures et sur leur masse minimale peut faire varier le boost d’un facteur ~ 10 à un facteur ~ 200 ([Nezri et al. 2012](#)).

De l’émission diffuse γ est néanmoins recherchée en provenance des amas, pour le moment sans succès¹⁷. La collaboration H.E.S.S. a par exemple observé l’amas Fornax pendant 14.5 h, et placé des limites sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$, en analysant l’impact de différents profils de matière noire et différents facteurs de boost. Les limites sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ sont typiquement de l’ordre de 10^{-22} cm³ s⁻¹ pour $m_\chi = 10$ TeV, pour un facteur de boost de ~ 20 . Ces contraintes sont significativement moins fortes que celles obtenues avec le centre Galactique ou avec les dSphs.

Il est néanmoins possible de combiner les observations provenant d’un grand nombre d’amas de galaxies. [Nezri et al. \(2012\)](#) ont cependant montré que l’empilement des signaux des amas n’améliorait les contraintes que d’un facteur ~ 2 au mieux pour l’annihilation, à cause de l’importance du bruit de fond. Notons que dans le cas de la désintégration, le bénéfice de l’empilement des signaux est plus important, améliorant les contraintes d’environ un ordre de grandeur ([Combet et al. 2012](#)).

La Figure 2.5 est un bon résumé des contraintes actuelles sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$. Comme évoqué dans le Chapitre 1, la valeur de 3×10^{-26} cm³ s⁻¹ est une valeur caractéristique, qui permet d’expliquer naturellement la densité relique de matière noire dans le modèle du WIMP. Cette valeur commence à être sondée par les contraintes actuelles¹⁸, et les observations des dSphs en parti-

16. Les collaborations MAGIC et Fermi ont réalisé récemment pour la première fois une analyse conjointe de leurs observations, permettant d’améliorer les limites d’un facteur ~ 2 pour certaines gammes de masses ([MAGIC Collaboration 2016](#)).

17. Seuls les amas contenant des AGN, comme par exemple la galaxie M87 dans l’amas Virgo ([Abdo et al. 2009](#)), ont été détectés.

18. Notons que les distributions de vitesses des WIMPs sont très différentes aujourd’hui, dans des objets comme les dSphs, et dans l’Univers primordial. Dans la plupart des modèles néanmoins, les canaux d’anni-

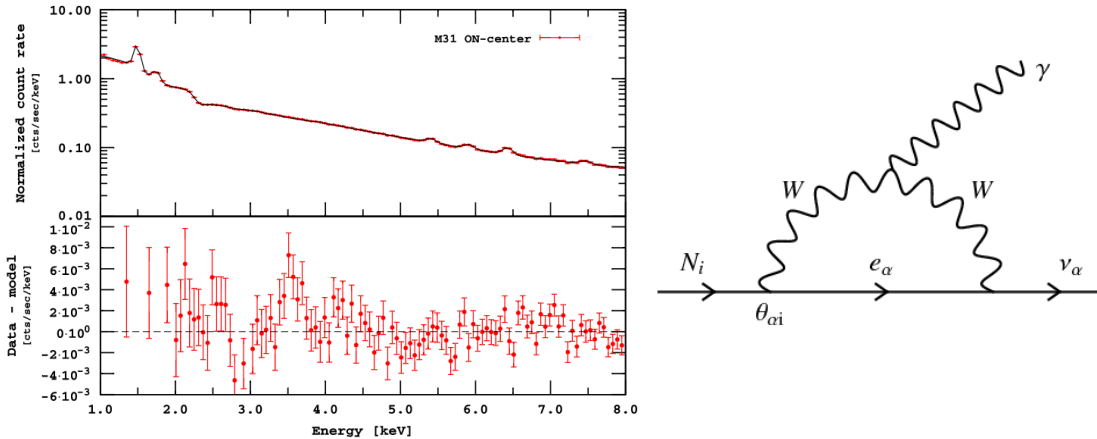


FIGURE 2.9: À gauche : taux de comptage (en haut) et résidus de l'ajustement du modèle de bruit de fond (en bas) pour l'observation du centre de la galaxie Andromède. La raie à 3.5 keV est visible dans les résidus, et l'analyse combinée avec l'amas de galaxie Perseus donne une signification de 4.4σ . Figure issue de [Boyarsky et al. \(2014\)](#). À droite : mécanisme possible de désintégration radiative d'un neutrino stérile. Le neutrino stérile N_i est converti en un neutrino actif ν_α , en émettant un photon. Celui-ci emporte environ la moitié de l'énergie de masse du neutrino initial. Figure issue de [Merle \(2013\)](#).

culier la rejettent pour $m_\chi < 100$ GeV. Ces contraintes dépendent néanmoins des facteurs J , et leur reconstruction précise est donc primordiale. Notons cependant que de nombreux modèles de matière noire avec des valeurs de $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ bien inférieures à $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ prédisent la bonne densité relicue (voir par exemple la Figure 5 de [Porter et al. \(2011\)](#), où des modèles minimaux de supersymétrie sont compatibles avec la densité relicue mais présentent des valeurs de $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ atteignant $10^{-29} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$). Les recherches de matière noire en γ commencent donc tout juste à sonder l'espace des paramètres les plus plausibles dans le cadre du modèle du WIMP.

2.3.1.2 Rayons X : quelques mots sur la raie à 3.5 keV

La gamme des rayons X a suscité de nombreuses discussions durant les deux dernières années. Une raie d'émission non identifiée d'énergie $E \sim 3.5$ keV a en effet été détectée indépendamment par deux groupes, [Boyarsky et al. \(2014\)](#) et [Bulbul et al. \(2014\)](#), grâce aux données des satellites XMM-Newton et Chandra. La raie d'émission a été observée en provenance de l'amas de galaxies Perseus et de la galaxie Andromède, mais aussi dans l'analyse combinée de 73 amas de galaxies (Figure 2.9). Plusieurs explications ont été avancées.

- La raie est due à un effet instrumental. Cette explication a rapidement été rejetée, car les données issues de deux satellites différents présentent le même excès. Le déplacement de la raie avec le *redshift* des objets est aussi cohérent avec une origine physique.
- La raie est causée par une désexcitation atomique. Le plasma du milieu intra-amas génère en effet de très nombreuses raies d'émission atomiques, dont l'amplitude dépend de la densité du plasma et des abondances relatives des différents éléments atomiques.

hilation dominants sont tels que σ_{ann} est proportionnel à $1/v$ à l'ordre principal. Le produit $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ est donc généralement considéré comme constant.

Une raie d'émission du potassium, notée K XVIII, située dans la région de 3.5 keV, a été envisagée comme source possible, mais a suscité de nombreux débats – et des échanges assez houleux sur la plateforme arXiv, notamment à partir de l'article de [Jeltema et Profumo \(2015\)](#), dont le titre originel était '*Dark matter searches going bananas : the contribution of potassium (and chlorine) to the 3.5 keV line*'. Les différends portent en particulier sur l'intensité attendue de cette raie.

- La raie provient de la désintégration d'une particule de matière noire, comme un neutrino stérile de masse $m_\chi = 7$ keV. Une désintégration vers un neutrino actif avec émission d'un photon est en effet possible (voir Figure 2.9), le photon emportant la moitié de l'énergie de masse du neutrino initial. En supposant un profil de densité NFW pour Andromède et Perseus, [Boyarsky et al. \(2014\)](#) concluent que le profil d'intensité de cette raie est compatible avec une désintégration de matière noire : l'intensité est bien proportionnelle à l'intégrale suivant la ligne de visée de la densité de matière noire (voir Eq. 2.10). Le temps de vie τ_{DM} associé est de l'ordre de $\sim 7 \times 10^{27}$ s.

De façon intrigante, une raie similaire a été détectée en provenance du centre Galactique ([Jeltema et Profumo 2015](#)), avec là aussi une interprétation sujette à débat. Une analyse combinée de huit galaxies naines sphéroïdes, présentant l'avantage de ne contenir que très peu de gaz et donc de n'émettre aucun rayonnement X diffus, n'a néanmoins pas permis de détecter la raie à 3.5 keV. Les contraintes obtenues sont en tension avec l'explication matière noire du signal des amas ([Malyshev et al. 2014](#))¹⁹.

Pour essayer d'apporter une réponse plus claire, l'équipe de Boyarsky a réussi à obtenir une très longue observation de la galaxie naine sphéroïde Draco par le satellite XMM-Newton. Les résultats, après ~ 1.4 Ms de temps d'observation, ne montrent pas de raie significative à 3.5 keV. Le débat n'est cependant pas clos : alors que Jeltema et Profumo affirment réfuter l'hypothèse matière noire grâce à ces données ([Jeltema et Profumo 2016](#)), l'équipe de Boyarsky atteste que les contraintes obtenues ne l'excluent pas, notamment à cause d'un résidu d'une signification de 2.3σ à $E = 3.54$ keV ([Ruchayskiy et al. 2015](#)). La mission Astro-H, lancée mi-février par l'Agence Spatiale Japonaise, aurait pu permettre d'apporter une réponse définitive à ce débat, mais le satellite a malheureusement subi une avarie et a été officiellement déclaré hors d'usage ([Witze 2016](#)). Cette raie d'émission n'a donc pas encore fini de faire parler d'elle.

2.3.2 Neutrinos

Les deux plus grands télescopes à neutrinos actuels sont ANTARES ([Ageron et al. 2011](#)) et IceCube ([IceCube Collaboration et al. 2006](#)). Ces deux expériences reposent sur le même principe de détection : la mesure du rayonnement Cherenkov émis par les particules secondaires après interaction d'un neutrino. Elles utilisent néanmoins deux milieux actifs aux propriétés différentes : ANTARES détecte les neutrinos grâce à l'eau de la Méditerranée, alors qu'IceCube emploie la glace de l'Antarctique. Leur répartition sur les deux hémisphères terrestres rend ces deux télescopes complémentaires. Étant donnée la difficulté à détecter les neutrinos, la plupart des contraintes de détection indirecte obtenues avec ces expériences sont moins compétitives que celles issues des photons γ . Ces télescopes ont néanmoins accès à une cible particulièrement prometteuse, le centre du Soleil, invisible pour les télescopes γ .

19. Notons qu'ici aussi, les contraintes sont fortement dépendantes du facteur D dans ces dSphs.

Le centre Galactique Le bruit de fond principal dans le canal des neutrinos est dû aux neutrinos atmosphériques, comme nous l’avons évoqué précédemment. La meilleure cible pour placer des contraintes sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ est donc le centre Galactique : contrairement aux γ , le bruit de fond astrophysique n’est (pour l’instant) pas un facteur limitant. Le télescope ANTARES a produit les meilleures limites actuelles sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ dans le canal neutrino (ANTARES Collaboration 2015), basées sur les données collectées entre 2007 et 2012. Les contraintes sont obtenues en comptant le nombre de neutrinos muoniques dont la direction d’arrivée est ascendante – ces particules ont donc traversé la Terre avant d’être détectées –, ce qui permet de rejeter le bruit de fond dû aux muons atmosphériques. Le centre Galactique étant visible dans l’hémisphère sud, c’est ANTARES qui a la meilleure sensibilité. Le nombre d’évènements détectés par ANTARES est compatible avec le nombre de neutrinos muoniques attendus d’origine atmosphérique : la collaboration ANTARES obtient des limites sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ de l’ordre de $3 \times 10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ à $m_\chi = 1 \text{ TeV}$, dans le canal $\tau^+\tau^-$. Ces contraintes ne sont compétitives avec celles des dSphs qu’à très haute masse, $m_\chi \gtrsim 10 \text{ TeV}$.

Les galaxies naines sphéroïdes Dans le canal des neutrinos, les galaxies naines sphéroïdes perdent leur avantage principal par rapport au centre Galactique, puisqu’aucun bruit de fond astrophysique n’est mesuré pour le moment. Les limites sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ obtenues par les collaborations ANTARES et IceCube, à l’aide d’une analyse combinée de trois à cinq dSphs, sont de l’ordre de $10^{-21} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour $m_\chi = 10 \text{ TeV}$ (voir par exemple Dumas 2014; IceCube Collaboration 2015).

Le centre du Soleil La meilleure cible des télescopes neutrinos pour la détection indirecte est le centre du Soleil. En effet, les WIMPs du halo de la Voie Lactée peuvent subir des diffusions élastiques avec les noyaux du Soleil et être capturés gravitationnellement, c’est-à-dire posséder une vitesse inférieure à la vitesse d’échappement, d’environ 618 km s^{-1} à la surface du Soleil (par exemple Choi et al. 2014). Les WIMPs s’accumulent alors au centre de l’étoile, jusqu’à atteindre une densité telle que l’annihilation devient importante. Les neutrinos issus de ces annihilations peuvent ensuite s’échapper du Soleil et être détectés sur Terre. Cette méthode possède l’avantage d’être peu sensible aux incertitudes sur la distribution de la matière noire. Le taux de capture des WIMPs dépend en effet de la densité *locale* de matière noire – qui peut être relativement bien contrainte, par exemple avec les mesures de vitesses des étoiles proches – et de sa distribution en vitesse. Au contraire des autres cibles de détection indirecte, le profil de densité de matière noire à l’échelle de la Galaxie ainsi que la distribution des sous-structures ne sont donc pas importants.

Dans la plupart des modèles de matière noire, le taux de capture et d’annihilation des WIMPs a atteint l’équilibre dans le cœur du Soleil. Le taux de capture, qui dépend de la section efficace de diffusion WIMP-nucléon $\sigma_{\chi N}$, vaut alors le double du taux d’annihilation, qui dépend de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ ²⁰. On peut montrer que le temps caractéristique pour atteindre cet équilibre est de l’ordre de $\tau \sim 10^8$ ans (par exemple, Laval et Salati 2012), bien inférieur à l’âge du Soleil. Ceci implique que la recherche de neutrinos produits au cœur du Soleil permet de contraindre $\sigma_{\chi N}$, dont la composante principale ici est spin-dépendante, car les protons qui composent majoritairement le Soleil possèdent un spin non nul. Les collaborations AN-

20. À l’équilibre, le taux de capture doit être égal au double du taux d’annihilation, puisque deux WIMPs sont détruits par ce phénomène.

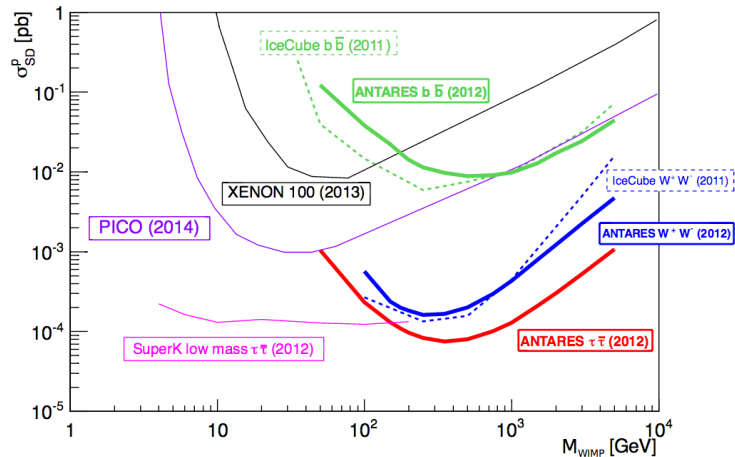


FIGURE 2.10: Limites supérieures sur $\sigma_{\chi N}^{SD}$. Les contraintes obtenues par ANTARES et IceCube à partir des neutrinos solaires devancent celles des expériences de détection directe au-delà de $m_\chi \approx 100$ GeV. Figure issue de [ANTARES collaboration et al. \(2016\)](#).

TARES et IceCube ont ainsi effectué une recherche de neutrinos muoniques en provenance du centre du Soleil ([ANTARES collaboration et al. 2016](#); [Aartsen et al. 2016](#)). Aucun excès n'a pour le moment été détecté. En prenant en compte les effets d'absorption des neutrinos dans le Soleil et les effets d'oscillation de saveurs, et en fixant la densité locale de matière noire et la vitesse moyenne des WIMPs, les collaborations obtiennent des contraintes fortes sur $\sigma_{\chi N}^{SD}$, la section efficace de diffusion spin-dépendante WIMP-proton (Figure 2.10). Ces contraintes sont meilleures que celles obtenues par les expériences de détection directe. Ce canal de recherche est donc très prometteur, en particulier au regard des développements à venir des télescopes ANTARES et IceCube.

2.3.3 Rayons cosmiques chargés

Les rayons cosmiques chargés, et en particulier l'anti-matière, permettent eux aussi d'obtenir des contraintes fortes sur les propriétés des particules de matière noire. Les deux expériences ayant permis les plus grands progrès dans ce domaine sont le satellite PAMELA ([Picozza et al. 2007](#)), lancé en 2006, et le détecteur AMS-02 ([Aguilar et al. 2013](#)), placé sur la Station Spatiale Internationale depuis Mai 2011. Ces deux expériences sont des spectromètres magnétiques, qui peuvent mesurer le signe de la charge des rayons cosmiques, et donc discriminer particules et anti-particules. Nous présenterons plus en détail l'expérience AMS-02, avec laquelle nous avons effectué une recherche d'anti-hélium, en Partie III. Dans cette section, nous décrivons les résultats actuels sur les antiprotons, anti-noyaux et positrons.

2.3.3.1 Les antiprotons

Les antiprotons d'origine astrophysique sont des particules secondaires produites par l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz interstellaire. L'annihilation ou la désintégration de matière noire ajoute quant à elle une source primaire d'antiprotons, qui pourrait apparaître dans le flux mesuré comme un excès par rapport à la production purement secondaire.

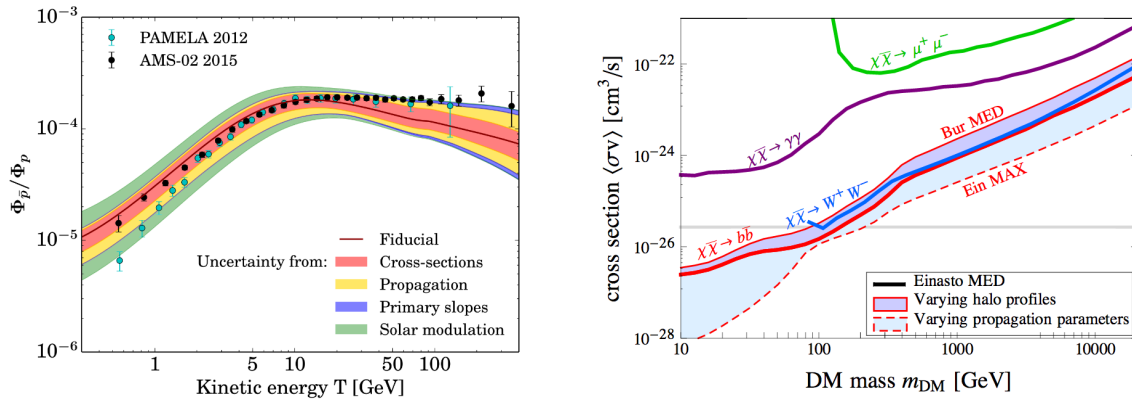


FIGURE 2.11: À gauche : rapport \bar{p}/p mesuré par PAMELA et par AMS-02, et estimation attendue par une production purement secondaire. Les différentes sources d'incertitudes sont représentées par des zones colorées. À haute énergie, les incertitudes sur les paramètres de propagation et sur les sections efficaces de production d'antiprotons sont dominantes. À droite : contraintes sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$, pour différents canaux d'annihilation, paramètres de propagation et distributions de matière noire. Les incertitudes de propagation influencent fortement ces limites. Figures issues de Giesen et al. (2015) et Boudaud (2015).

Les premières mesures précises du rapport \bar{p}/p (antiprotons sur protons) ont été obtenues par PAMELA en 2009, jusqu'à une énergie d'environ 100 GeV : environ 1000 antiprotons avaient été détectés (Adriani et al. 2009a). Il est apparu que ces données étaient parfaitement compatibles avec les estimations du bruit de fond astrophysique (voir par exemple Donato et al. 2009).

La collaboration AMS-02 n'a pas encore publié de mesure du rapport \bar{p}/p . Une analyse préliminaire a néanmoins été présentée durant les *AMS days* au CERN, en avril 2015. Les mesures d'AMS-02 s'étendent jusqu'à une énergie de 450 GeV. Bien qu'un excès ait été au départ évoqué dans la gamme des hautes énergies, une étude précise des incertitudes touchant les estimations du bruit de fond a permis de conclure que l'excès n'était pas significatif (voir par exemple Giesen et al. 2015 et Figure 2.11). Les incertitudes dominantes à haute énergie sont celles issues des paramètres de propagation et des sections efficaces de production d'antiprotons. Les contraintes obtenues sur $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ dépendent ainsi fortement de ces quantités, ainsi que de la distribution de matière noire dans le halo Galactique (Figure 2.11), mais atteignent la valeur typique de $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ en deçà de $m_\chi = 100$ GeV. Les antiprotons fournissent donc des contraintes compétitives avec celles des dSphs. Mesurer précisément les différentes espèces du rayonnement cosmique est primordial pour réduire les incertitudes sur les paramètres de propagation et donc améliorer les contraintes.

2.3.3.2 Les anti-noyaux

Les anti-noyaux légers, en particulier les anti-deutérons et l'anti-hélium 3, sont des canaux de recherche prometteurs pour l'annihilation de matière noire. Contrairement aux antiprotons, la production astrophysique attendue est sous-dominante par rapport à la contribution exotique pour de nombreux modèles de matière noire. Ces canaux peuvent être donc vus comme des canaux de découverte potentiels.

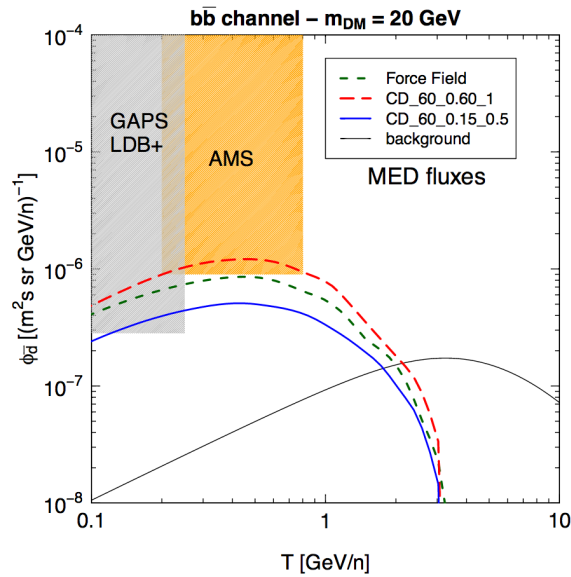


FIGURE 2.12: Estimation du flux d’anti-deutérons. Les courbes bleues, rouges et vertes sont obtenues pour l’annihilation de matière noire de masse $m_\chi = 20$ GeV dans le canal $b\bar{b}$, pour trois modèles de modulation solaire. Cette dernière est primordiale à basse énergie. La courbe noire est l’estimation du bruit de fond. Les sensibilités des détecteurs GAPS et AMS-02 sont les régions grises et oranges. Figure issue de [Fornengo et al. \(2013\)](#).

La production d’anti-noyaux est modélisée par le mécanisme de coalescence ([Butler et Pearson 1963](#)). En quelques mots, si un processus d’annihilation de matière noire ou de collision d’un rayon cosmique avec le gaz interstellaire crée plusieurs anti-nucléons, ceux-ci peuvent se lier si leur quantité de mouvement relative est inférieure à un seuil p_{coal} , appelé facteur de coalescence (voir par exemple [Chardonnet et al. 1997](#); [Cirelli et al. 2014](#)). Celui-ci dépend de l’énergie de liaison de l’anti-noyau. Ce processus est d’autant plus rare que le nombre d’anti-nucléons à fusionner est grand : le taux de production diminue d’environ 4 ordres de grandeur lorsque l’on passe de n à $n + 1$ anti-nucléons. C’est la raison pour laquelle seuls les anti-deutérons et anti-hélium 3 sont généralement étudiés. Nous reviendrons sur les mécanismes de production d’anti-noyaux en [Partie III](#).

Les flux, d’origine astrophysique ou exotique, sont néanmoins extrêmement faibles : les rapports \bar{D}/p et ${}^3\text{He}/p$ attendus sont respectivement de $\sim 10^{-8}$ et $\sim 10^{-12}$. Ainsi, aucun anti-deutéron ou anti-hélium 3 n’a pour le moment été détecté sur Terre. Les estimations dépendent cependant fortement du facteur de coalescence p_{coal} , qui peut être mesuré en accélérateur mais qui est aujourd’hui très incertain. Notons que la production astrophysique et celle issue de l’annihilation de matière noire forment des spectres en énergie présentant des maxima différents, permettant de différencier les deux populations (voir par exemple [Donato et al. 2000](#); [Cirelli et al. 2014](#)). Il est ainsi souvent écrit que la détection d’un seul anti-noyau à basse énergie, par exemple à 1 GeV/n – région favorisée pour la matière noire –, serait un signal clair de détection indirecte. La [Figure 2.12](#) présente une comparaison des flux d’anti-deutérons issus de matière noire ($m_\chi = 20$ GeV, canal d’annihilation $b\bar{b}$) à ceux estimés pour la production secondaire, calculés par [Donato et al. \(2008\)](#). À basse énergie, le flux d’anti-deutérons dû à l’annihilation est supérieur au bruit de fond de plus d’un ordre de grandeur.

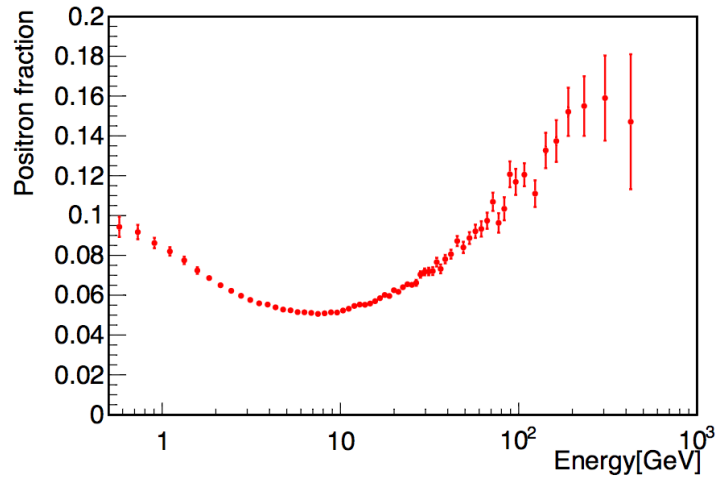


FIGURE 2.13: Fraction de positrons mesurée par AMS-02. Elle est basée sur 10.9 millions d'évènements. La fraction augmente régulièrement jusqu'à environ 275 GeV, où elle semble atteindre un plateau. Figure issue de [Xu \(2014\)](#).

Nous présenterons une recherche d'anti-hélium 3 avec AMS-02 en Partie III. L'expérience GAPS, prévue pour 2019/2020, est complémentaire d'AMS-02 dans le canal anti-deutérons à basse énergie, et apparaît très prometteuse ([Aramaki et al. 2016b](#)).

2.3.3.3 Les positrons

Les positrons du rayonnement cosmique ont généré un intérêt considérable depuis l'observation par PAMELA en 2009 d'une remontée de la fraction de positrons – le rapport $e^+/(e^+ + e^-)$ – au-delà de 10 GeV ([Adriani et al. 2009b](#)). En effet, une production purement secondaire de positrons, par interaction des rayons cosmiques avec le gaz interstellaire, produit une fraction qui décroît avec l'énergie. Le comportement observé, confirmé depuis par AMS-02 jusqu'à 500 GeV (Figure 2.13), témoigne de la contribution d'une source primaire de positrons ([Accardo et al. 2014](#)). Notons que l'accroissement de la fraction est dû à une augmentation du flux de positrons, et non pas à une diminution de celui des électrons ([Aguilar et al. 2014](#)).

Les importantes pertes d'énergie que subissent électrons et positrons durant leur propagation impliquent que les évènements mesurés sur Terre doivent provenir de sources locales. Deux origines ont été proposées :

- les positrons sont issus d'annihilation de particules de matière noire, avec des masses de l'ordre du TeV. Cette interprétation a généré un nombre considérable de modèles de matière noire visant à expliquer les observations. Elle présente néanmoins de nombreuses difficultés. La plupart des modèles nécessitent en effet de très grandes valeurs de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ – typiquement de l'ordre de $10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ([Cholis et Hooper 2013](#)) –, rejetées par exemple par les contraintes sur Ω_m , ou des facteurs de boost de l'ordre de 1000. Les valeurs réalistes de ce facteur sont plutôt de l'ordre de $\lesssim 20$ ([Lavalley et al. 2008](#)). Enfin, les contraintes issues des antiprotons restreignent fortement les canaux hadroniques et bosoniques d'annihilation. Pour être compatibles avec ces contraintes, les candidats matière noire doivent s'annihiler majoritairement dans des canaux leptoniques (la fa-

meuse *leptophilic dark matter*), ce qui apparaît comme inhabituel en supersymétrie par exemple (voir [Boudaud et al. 2015](#)). L'origine matière noire, bien que toujours possible dans certains modèles particuliers, apparaît donc comme peu naturelle ;

- les positrons proviennent d'une ou plusieurs sources astrophysiques standard, comme des pulsars. Les pulsars sont des étoiles à neutron en rotation rapide, fortement magnétisées, émettant un fort rayonnement électromagnétique. Ces objets sont capables de générer et d'accélérer des positrons (par exemple, [Boulares 1989](#); [Atoyan et al. 1995](#)). Il apparaît qu'un seul pulsar proche peut permettre d'expliquer les données d'AMS-02 – sachant que plusieurs de ces objets ont été identifiés comme sources possibles ([Dela-haye et al. 2010](#); [Boudaud et al. 2015](#)). L'hypothèse astrophysique apparaît comme plus convaincante par sa simplicité.

Les mesures futures devraient permettre de mieux discriminer les deux origines possibles. L'amélioration de la précision des mesures et l'extension aux plus hautes énergies permettra de tester l'hypothèse du pulsar unique, qui pourra être rejetée dans le cas où la fraction continue à stagner – mais les contributions de plusieurs pulsars seraient toujours possibles ([Boudaud et al. 2015](#)). Les mesures d'anisotropie des directions d'arrivée sont probablement plus discriminantes. En effet, malgré les effets de diffusion, la présence d'une source localisée de positrons, comme un pulsar, devrait générer une anisotropie dans les directions d'arrivée bien supérieure à celle engendrée par de l'annihilation dans le halo de matière noire de la Voie Lactée (par exemple, [Linden et Profumo 2013](#)). Pour le moment, seules des limites supérieures ont été mesurées sur l'anisotropie de la fraction de positrons, sans qu'elles puissent discriminer les deux scénarios ([Accardo et al. 2014](#)). L'accumulation de données par AMS-02 d'ici les prochaines années pourra peut-être permettre de trancher.

2.4 Conclusions

La détection de matière noire représente un des défis scientifiques majeurs de la physique contemporaine. Nous avons présenté les trois méthodes principalement mises en œuvre pour répondre actuellement à ce challenge : la production en accélérateurs, la détection directe et la détection indirecte. Ces trois méthodes doivent être vues comme complémentaires, et la découverte d'un signal *via* l'une de ces techniques devra sans doute être confirmée par au moins l'une des deux autres pour apparaître comme réellement significative.

Nous avons décrit avec une attention particulière la méthode de détection indirecte, à travers les canaux des photons γ , des neutrinos et des rayons cosmiques chargés. La Table 2.2 résume les cibles principales et les bruits de fond associés. Cette technique est prometteuse, mais la compréhension précise des bruits de fond est primordiale pour aboutir à des résultats probants. Les différents canaux sont là aussi complémentaires, et permettent de tester la cohérence d'un signal. Notons que plusieurs autres canaux de recherche existent, en particulier avec les photons²¹, et le lecteur intéressé pourra trouver de plus amples informations dans [Bertone \(2010\)](#); [Porter et al. \(2011\)](#) et [Gaskins \(2016\)](#).

21. Citons l'impact de l'annihilation sur les anisotropies du CMB, l'émission γ extra-galactique diffuse, la recherche de 'halos sombres', ou encore l'émission radio générée par les effets synchrotron des produits d'annihilation des WIMPs. Voir respectivement [Kawasaki et al. \(2016\)](#); [Cirelli et al. \(2010\)](#); [Ackermann et al. \(2012\)](#) et [Regis et al. \(2014\)](#).

Les limites actuelles et les possibles contraintes futures sur les propriétés des particules de matière noire sont fortement dépendantes des densités de matière noire dans les objets étudiés – en particulier *via* les facteurs J et D pour le rayonnement γ . Dans la Partie II, nous allons présenter notre travail de reconstruction de ces facteurs et d'estimation de leurs incertitudes pour les galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée.

TABLE 2.2: Récapitulatif des différents canaux de recherche, cibles et bruits de fond présentés dans ce chapitre pour la détection indirecte. Un 'excès' est une mesure en désaccord avec l'estimation supposée du bruit de fond.

Canal	Cible/Espèce	Bruit de fond	Excès détecté ?
Photons γ	Centre Galactique	Émission diffuse/Sources	Oui
	dSphs	\sim Aucun	Non
	Amas de galaxies	Émission diffuse/AGN	Non
Rayons cosmiques	e^+	Sources locales	Oui
	\bar{p}	Production secondaire	Non
	$\bar{D}, {}^3\text{He}$	Idem - faible	Non
Neutrinos	Centre Galactique	ν atmosphériques	Non
	Centre du Soleil	Idem	Non

Deuxième partie

Potentiel de détection dans les galaxies naines sphéroïdes

3

Les galaxies naines sphéroïdes pour la détection indirecte de matière noire

Sommaire

3.1 Les galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée	74
3.1.1 Un bref historique	74
3.1.2 Propriétés astrophysiques des dSphs	76
3.1.3 Mesure des observables astrophysiques	82
3.2 Analyse de Jeans et facteurs J et D	85
3.2.1 L'équation de Jeans	86
3.2.2 Analyse de Jeans	88
3.2.3 L'analyse MCMC (Markov Chain Monte Carlo)	92
3.2.4 Facteurs J et D : plus de détails	97
3.3 Conclusions	100



LES GALAXIES NAINES SPHÉROÏDES (*dSphs*) de la Voie Lactée comptent parmi les meilleures cibles pour la recherche indirecte de matière noire en rayons γ . Ces satellites forment les galaxies les plus proches et les moins lumineuses connues, et présentent les plus grands écarts mesurés entre masse lumineuse et masse dynamique. Ces caractéristiques permettent de considérer ces objets comme de véritables laboratoires pour l'étude de la matière noire et de son influence sur la matière baryonique.

Dans ce chapitre, nous présenterons en détail ces dSphs. Nous décrirons brièvement l'histoire de leur détection, ainsi que leurs propriétés astrophysiques. Nous détaillerons ensuite les méthodes de mesure des observables nécessaires à la reconstruction de leur densité de matière noire. La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à l'analyse de Jeans, méthode que nous avons employée pour contraindre les facteurs J et D de vingt-trois de ces objets. Le lecteur intéressé pourra trouver plus de détails dans les revues de [Tolstoy et al. \(2009\)](#); [Koch \(2009\)](#); [Walker \(2013\)](#) et [Battaglia et al. \(2013\)](#).

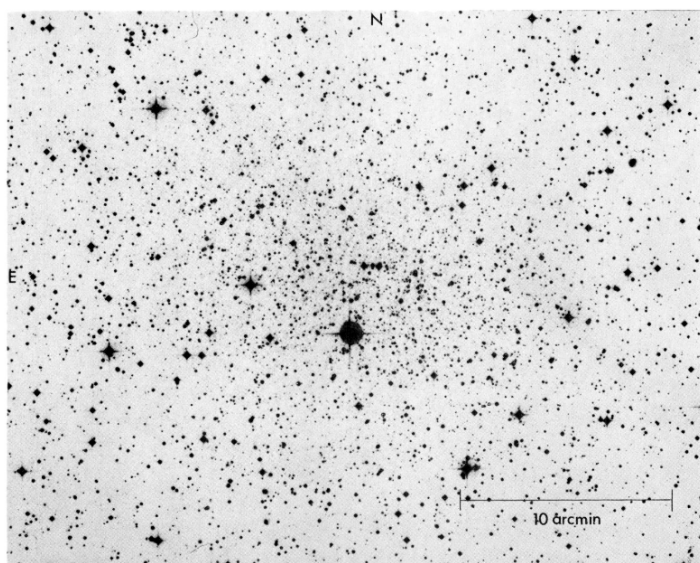


FIGURE 3.1: Plaque photographique de la galaxie naine sphéroïde Carina. On distingue assez clairement la surdensité centrale d'étoiles. La plaque a été obtenue à l'aide du télescope UK-Schmidt. Figure issue de Cannon et al. (1977).

3.1 Les galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée

3.1.1 Un bref historique

Une cinquantaine de galaxies naines sphéroïdes – ou de candidats à ce statut – ont aujourd'hui été découverts en orbite autour de la Voie Lactée. Les méthodes de détection de ces objets ont néanmoins considérablement évolué depuis les quatre-vingts dernières années, et le nombre de dSphs observées devrait croître sensiblement dans le futur, notamment grâce au télescope LSST (LSST Dark Energy Science Collaboration 2012). Plusieurs centaines de dSphs pourraient ainsi être découvertes grâce à ce projet (voir par exemple Hargis et al. 2014).

Les premières méthodes de détection utilisaient des plaques photographiques, exposées plusieurs heures durant à la lumière collectée par de grands télescopes. Les dSphs apparaissent sur ces plaques comme des surdensités d'étoiles (Figure 3.1). Les premiers objets qui furent détectés ainsi sont Sculptor et Fornax, découverts par Harlow Shapley en 1938 à l'aide du télescope Bruce de l'observatoire Harvard, en Afrique du Sud (Shapley 1938a,b). Suivirent les galaxies Leo I, Leo II, Draco et Ursa Minor – découvertes dans les années 50 par Harrington et Wilson grâce au fameux télescope du Mont Palomar (Harrington et Wilson 1950; Wilson 1955) –, puis Carina et Sextans, respectivement en 1977 et 1990 (Cannon et al. 1977; Irwin et al. 1990). Ces huit objets forment les galaxies naines sphéroïdes 'classiques'¹. Notons que la plupart des dSphs sont nommées en référence à la constellation dans laquelle elles sont situées.

La découverte suivante diffère fortement des précédentes à la fois par la méthode employée, et par les caractéristiques de l'objet détecté. C'est en effet non pas visuellement, mais par la spectrométrie qu'Ibata et al. (1994) ont découvert la galaxie naine sphéroïde Sagittarius, en

1. Ces galaxies étaient nommées 'Sculptor-type dwarf galaxy' lors de leur découverte.

relevant les vitesses d'étoiles situées dans les régions centrales de la Voie Lactée. Cet objet, masqué par les étoiles du bulbe Galactique, apparaît comme un excès d'étoiles présentant une distribution de vitesse décalée de celle des étoiles de la Voie Lactée, et de faible dispersion. Nous reviendrons sur les mesures spectrométriques de vitesses dans les paragraphes suivants. Sagittarius est la dSph la plus proche du centre Galactique, à une distance d'environ 15 kpc, et subit de plein fouet les effets de marée dus à la Voie Lactée. Elle est ainsi en plein processus de disruption, et son statut est particulier².

C'est l'avènement des relevés photométriques à champ profond qui a permis la multiplication des découvertes de galaxies naines sphéroïdes. La première révolution est venue du Sloan Digital Sky Survey (SDSS, [York et al. 2000](#)), un programme de relevé photométrique et spectroscopique d'objets célestes situés dans l'hémisphère Nord, réalisé avec un télescope de 2.5 m de diamètre à large champ de vue. Les cartes du ciel obtenues ont permis de découvrir une quinzaine de dSphs. Ces objets ne sont pas visibles à l'œil nu sur les images, mais sont détectés en cherchant à corrélérer les surdensités spatiales d'étoiles aux surdensités dans l'espace couleur-magnitude³ (voir par exemple [Belokurov et al. 2006, 2007](#); [Walsh et al. 2008](#)). Les galaxies détectées grâce à cette méthode ont des magnitudes absolues extrêmement faibles, pouvant atteindre $M_V \simeq -2$: elles sont moins lumineuses que certaines étoiles de la Voie Lactée⁴. Ces dSphs, ainsi que celles découvertes plus récemment, sont ainsi appelées 'ultrafaint'.

L'année 2015 a été particulièrement faste pour l'observation de nouvelles dSphs, grâce aux données des relevés du Dark Energy Survey (DES, [The Dark Energy Survey Collaboration 2005](#)) et de Pan-STARRS ([Tonry et al. 2012](#)). DES est un relevé d'objets célestes dédié à l'étude de l'énergie noire, qui observe une large région de l'hémisphère Sud (environ 5000 deg²) à l'aide d'un télescope de 4 m de diamètre ; Pan-STARRS est quant à lui consacré à la recherche d'astéroïdes géocroiseurs, et utilise un télescope de 1.8 m de diamètre situé à Hawaï. La publication de leurs données a permis la détection de plus d'une vingtaine de candidats dSphs, majoritairement situés dans l'hémisphère Sud (voir par exemple, [Bechtol et al. 2015](#); [Drlica-Wagner et al. 2015b](#); [Koposov et al. 2015](#); [Laevens et al. 2015a](#)). Des observations spectrométriques sont nécessaires pour confirmer le statut de galaxie, différent de celui d'amas globulaire, comme nous le verrons dans la suite. Seuls quelques-uns de ces objets ont été confirmés comme étant bien des dSphs – citons en particulier Reticulum II (Ret II), sur lequel nous reviendrons en détail ([Walker et al. 2015a](#); [Simon et al. 2015](#)), Tucana II ([Walker et al. 2016](#)), et Triangulum II ([Kirby et al. 2015](#)).

La Figure 3.2 résume l'historique des découvertes de (candidats) dSphs. Les apports des relevés photométriques à champ profond sont considérables, et LSST devrait révolutionner d'ici quelques années notre connaissance de ces objets. Notre travail de reconstruction des facteurs J et D s'est concentré sur les dSphs 'classiques' et les 'ultrafaint' de SDSS. Ret II et Tucana II sont les seules dSphs post-DES que nous ayons analysées.

2. Nous verrons que l'analyse de Jeans requiert que l'objet soit en équilibre dynamique, ce qui n'est clairement pas le cas pour Sagittarius.

3. Un diagramme couleur-magnitude, aussi appelé diagramme de Hertzsprung-Russell, représente la couleur des étoiles – une mesure de leur température – en fonction de leur magnitude absolue. L'évolution d'une population d'étoiles forme une distribution de points qui suit une courbe bien précise sur ce diagramme.

4. Plus la magnitude absolue d'un objet est petite, plus cet objet est lumineux. L'étoile Betelgeuse a par exemple une magnitude absolue $M_V \simeq -6$.

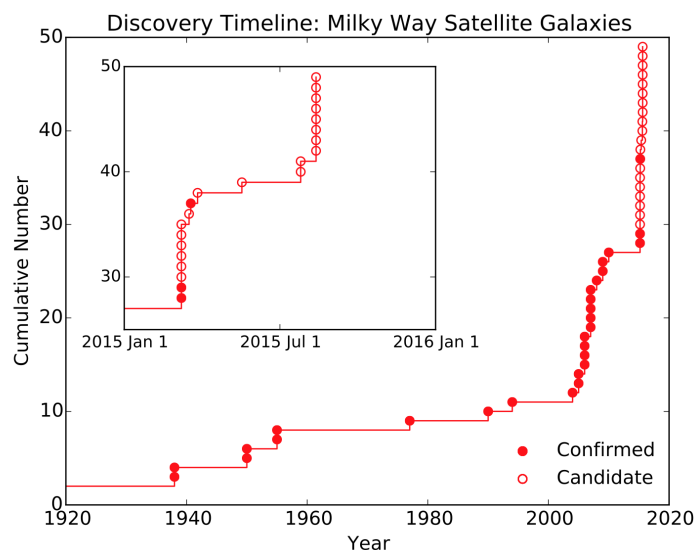


FIGURE 3.2: Nombre cumulé de galaxies naines sphéroïdes (ou de candidats) découvertes depuis 1920. Les cercles pleins sont les objets confirmés, et les cercles vides sont les candidats. Les contributions de SDSS dans les années 2000, et de DES et Pan-STARRS en 2015, sont frappantes. Figure issue de [Bechtol \(2015\)](#).

3.1.2 Propriétés astrophysiques des dSphs

Les galaxies naines sphéroïdes apparaissent comme des amas plus ou moins sphériques d'étoiles, très peu lumineux (Figure 3.3). Les plus proches d'entre elles sont situées à une vingtaine de kpc du système solaire – la plus proche est Segue I, située à $d \simeq 23$ kpc –, et les plus lointaines peuvent être distantes de plus de 400 kpc (LeoT est par exemple située à $d \simeq 407$ kpc⁵). Elles forment les plus petites galaxies connues, avec des rayons effectifs⁶ R_h de l'ordre de la centaine de pc – c'est-à-dire inférieurs de un à deux ordres de grandeurs à ceux des galaxies spirales (par exemple, [Vertchenko et Quiroga 1998](#)). Nous allons maintenant détailler certaines propriétés astrophysiques de ces objets, qui permettent notamment de les différencier des amas globulaires – d'autres systèmes satellites n'ayant pas le statut de galaxie.

Matière noire et rapports masse sur luminosité La caractéristique principale des dSphs est la présence en leur sein de grandes quantités de matière noire. La masse sous forme stellaire ne peut en effet expliquer la dynamique de leur population d'étoiles. La **dispersion de vitesse** des étoiles est la quantité clé pour déterminer la masse totale de ces systèmes, et nous verrons comment la mesurer dans la suite. Elle permet d'estimer simplement le rapport masse sur luminosité de ces objets, qui dimensionnellement peut s'écrire :

$$\frac{M}{L} \simeq \frac{R_h \sigma_p^2}{L_V G}, \quad (3.1)$$

5. À titre de comparaison, Andromède, la galaxie spirale la plus massive et la plus proche de la Voie Lactée, est située à environ 780 kpc. Elle possède elle aussi ses propres galaxies naines satellites.

6. Le rayon effectif, aussi appelé rayon de demi-lumière, est le rayon à l'intérieur duquel la moitié de la luminosité totale de l'objet est émise. Nous y reviendrons dans la suite.



FIGURE 3.3: La galaxie naine sphéroïde Fornax. C'est l'une des dSphs les plus lumineuses et les plus étendues spatialement. Crédits : ESO/Digital Sky Survey 2 (<http://www.eso.org/public/images/eso1007a/>).

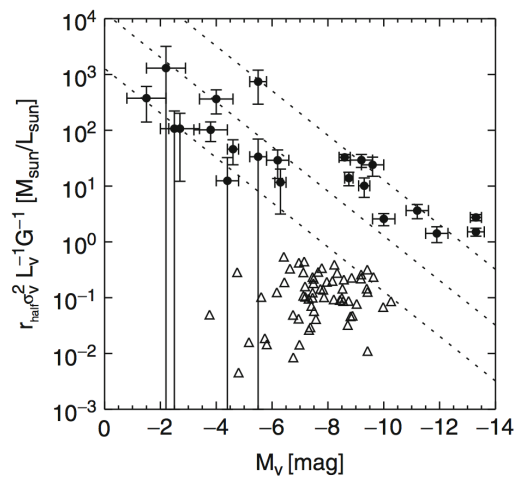


FIGURE 3.4: Comparaison des rapports M/L estimés à l'aide des dispersions de vitesse et des rayons effectifs, pour les dSphs (pré-DES, cercles pleins) et les amas globulaires de la Galaxie (triangles vides), en fonction de leur magnitude apparente. La séparation est nette entre les deux populations. Les lignes pointillées sont des lignes de masses constantes, à 10^5 , 10^6 et $10^7 M_{\odot}$. La corrélation entre rapports M/L et magnitudes peut s'interpréter comme l'existence d'une masse commune pour les halos de matière noire des dSphs. Figure issue de Walker (2013).

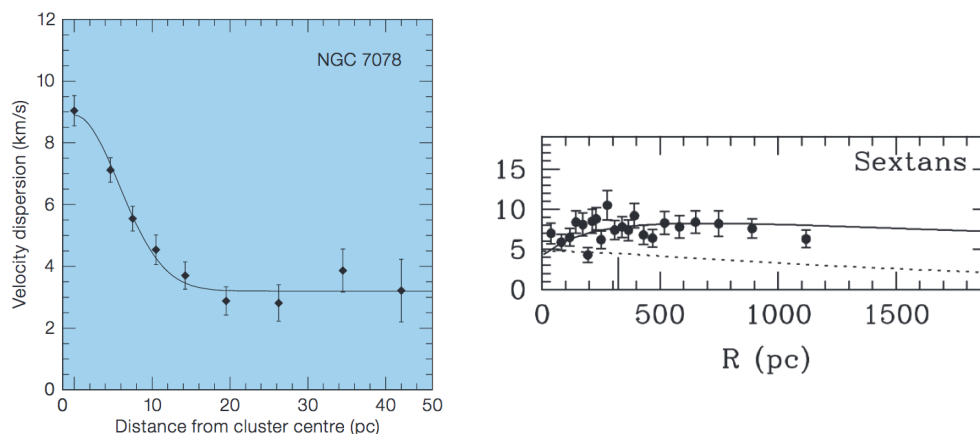


FIGURE 3.5: À gauche : profil de dispersion de vitesse de l’amas globulaire NGC 7078, issu de Scarpa et al. (2007). Il est décroissant avec le rayon. À droite : profil de dispersion de vitesse de la dSph Sextans. Les données sont les cercles noirs. La courbe en pointillée est un modèle *mass-follows-light*, qui ne permet pas d’ajuster correctement les mesures. Le trait plein noir est obtenu avec une analyse de Jeans, en supposant un profil de densité de matière noire NFW. Figure issue de Walker et al. (2007).

avec R_h le rayon effectif, σ_p^2 le carré de la dispersion de vitesse des étoiles, L_V la luminosité totale de l’objet, et G la constante de Newton. Pour un objet non dominé par la matière noire, comme un amas globulaire, ce ratio vaut environ 2–5. Ces amas possèdent des dispersions de vitesse de l’ordre de 5 à 10 km s⁻¹, des luminosités similaires à celles des dSphs, et des rayons effectifs R_h environ dix fois plus petits (Tolstoy et al. 2009). En l’absence de matière noire, des systèmes de la taille des dSphs devraient donc présenter des dispersions de vitesses 3 à 4 fois ($\sim \sqrt{10}$) plus faibles que celles des amas globulaires, d’après l’équation 3.1. Les valeurs de σ_p mesurées pour les dSphs atteignent néanmoins 5 à 15 km s⁻¹, et les rapports M/L correspondants varient entre 10 et 1000. Les dSphs forment ainsi les galaxies les plus dominées par la matière noire. La Figure 3.4 présente ces rapports M/L , estimés avec l’équation 3.1, pour les galaxies naines sphéroïdes pré-DES, et pour une sélection d’amas globulaires, en fonction de leur magnitude absolue. La séparation est claire entre les deux populations, et la présence de matière noire est utilisée en pratique comme critère de classification pour le statut de galaxie. Un point important est la corrélation apparente entre les rapports M/L et les magnitudes apparentes : moins les dSphs sont lumineuses, plus leurs rapports masse sur luminosité sont grands. Cette tendance peut s’interpréter comme l’existence d’une masse commune pour les halos de matière noire de ces objets, de l’ordre de $10^7 - 10^8 M_\odot$ (Strigari et al. 2008a).

La présence de matière noire dans les dSphs est aussi corroborée par la forme de leurs *profils radiaux* de dispersion de vitesse. Pour un amas globulaire, la dispersion de vitesse est maximale au centre de l’objet, et décroît avec le rayon (Figure 3.5, à gauche⁷). C’est le comportement attendu pour un système dont la distribution de masse suit la distribution spatiale d’étoiles – le modèle *mass-follows-light*. Les dSphs présentent quant à elles des profils *plats* de dispersions de vitesse (Figure 3.5, à droite), qui ne peuvent être ajustés par ce modèle. De manière équivalente à ce qui est observé pour les galaxies spirales (voir Chapitre 1), ce

7. Notons que le plateau atteint à grands rayons est mal compris. Certains auteurs l’interprètent comme un signe de gravité modifiée, ou comme étant causé par les effets de marée de la Voie Lactée (voir par exemple Hernandez et al. 2013).

comportement peut s’expliquer par la présence d’un halo de matière noire s’étendant bien au-delà de la composante stellaire.

Équilibre dynamique et effets de marée La dispersion de vitesse des dSphs peut servir à tracer leur contenu en matière noire uniquement si ces objets sont en équilibre dynamique, c’est-à-dire si la dynamique de leurs étoiles est dominée par leur potentiel gravitationnel propre. Les effets de marée induits par la Voie Lactée peuvent néanmoins rompre cet équilibre, et augmenter artificiellement les dispersions de vitesse – et donc les quantités de matière noire déduites. Dans les cas extrêmes, certains auteurs considèrent ainsi que les dispersions de vitesse de certaines dSphs pourraient être expliquées sans matière noire – ces objets formeraient des galaxies naines de marée (*tidal dwarf galaxies*), voir par exemple Metz et Kroupa (2007). Cette explication peut être plausible seulement pour les galaxies les plus proches – comme par exemple Ursa Major II et Segue I, distantes de 30 et 23 kpc respectivement –, mais n’apparaît pas comme satisfaisante pour les objets plus éloignés (voir par exemple Walker 2013; Battaglia et al. 2013).

En dehors de cette hypothèse extrême, il est important d’identifier les dSphs pour lesquelles les effets de marée sont potentiellement importants. La présence de débris autour de ces objets, leur forte élongation spatiale, ou une remontée de leur dispersion de vitesse à grands rayons peuvent être des signes d’effets de marée (Walker 2013). En pratique, la plupart des dSphs semblent relativement peu affectées par ces effets. Sagittarius est une exception notable : elle subit clairement un processus de disruption, et nous ne la considérerons pas dans notre analyse. Ursa Major II, et dans une moindre mesure, Hercules et Willman I, montrent des signes d’effets de marée (voir par exemple Muñoz et al. 2010; Martin et Jin 2010; Willman et al. 2011). Nous en reparlerons dans la suite.

Milieu interstellaire et émission γ Un point extrêmement important pour la recherche de signaux γ issus d’annihilation/désintégration de matière noire dans les dSphs est leur très faible émission γ d’origine astrophysique. Les dSphs apparaissent en effet comme déficientes en hydrogène neutre HI, un des éléments les plus abondants du milieu interstellaire et qui permet de tracer la répartition du gaz. L’hydrogène neutre est détecté *via* la raie d’émission à 21 cm, à l’aide de radiotélescopes comme le Parkes Radio Telescope en Australie. Les campagnes d’observation ont permis de déterminer que la grande majorité des dSphs ne contenaient pas suffisamment d’hydrogène HI pour être détectées par ces télescopes⁸, et des limites supérieures ont été placées sur la fraction de masse d’hydrogène neutre dans ces objets. Spekkens et al. (2014) obtiennent ainsi des limites $M_{\text{HI}}/M_{\text{dyn}} \lesssim 10^{-5}$ pour quinze dSphs de la Voie Lactée. Une analyse récente de neuf des candidats dSph découverts par DES a là aussi mis en évidence l’absence d’hydrogène neutre en leur sein (Westmeier et al. 2015). Ces observations permettent de tirer deux conclusions :

- les dSphs sont bien dominées par la matière noire, et le gaz interstellaire n’exerce pas d’impact sur la dynamique de ces objets. L’absence de gaz est un critère de distinction entre les galaxies naines sphéroïdes et les galaxies naines dites *irrégulières* (dIrrs), un autre type de galaxies satellites généralement plus éloignées que les dSphs et riches

8. Une exception notable est la dSph Sculptor, qui contient deux nuages d’hydrogène HI décalés par rapport à son centre. Carignan et al. (1998) estiment une limite *inférieure* sur la quantité totale d’hydrogène neutre de l’ordre de $M_{\text{HI}} \sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$, contribuant donc de manière négligeable à la masse totale de l’objet. La différence avec les autres dSphs n’est pas encore comprise.

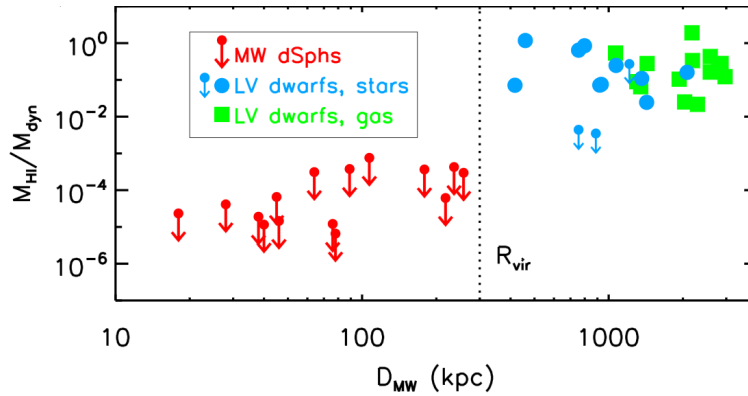


FIGURE 3.6: Contenu en hydrogène neutre HI, normalisé par la masse dynamique M_{dyn} , de quinze dSphs et de plusieurs galaxies naines du Groupe Local, en fonction de leur distance au centre Galactique. Seules des limites supérieures sont obtenues pour les dSphs indiqués (en rouge), tandis que les galaxies plus lointaines ont des rapports $M_{\text{HI}}/M_{\text{dyn}}$ de l'ordre de 0.1 – 1 (cercles bleus et carrés verts, suivant les méthodes utilisées pour reconstruire leur masse dynamique). La séparation entre les deux populations semble apparaître aux alentours de 300 kpc, c'est-à-dire au rayon de viriel de la Voie Lactée. Figure adaptée de [Spekkens et al. \(2014\)](#).

en gaz. La Figure 3.6 permet d'observer la distinction entre ces deux types d'objets. L'absence de gaz dans les dSphs est généralement attribuée aux effets de pression dynamique (*ram pressure*) et aux effets de marée que subissent ces objets lors de leur rotation autour de la Voie Lactée (par exemple, [Spekkens et al. 2014](#)). Ces effets sont plus forts pour les objets plus proches de la Galaxie ;

- les dSphs ne doivent pas émettre de rayonnement γ diffus. Comme évoqué dans le Chapitre 2, l'émission γ diffuse à l'échelle Galactique est générée par l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz du milieu interstellaire. L'absence de gaz dans les dSphs permet de supprimer cette émission. C'est la raison pour laquelle les dSphs sont généralement considérées comme de meilleures cibles pour la recherche de matière noire qu'un satellite comme le Grand Nuage de Magellan – le satellite le plus massif de la Voie Lactée, $M \sim 10^{10} M_{\odot}$ –, riche en gaz et émettant un rayonnement γ diffus d'origine astrophysique qui doit être modélisé précisément pour la recherche de signaux matière noire (voir par exemple [Buckley et al. 2015](#)).

L'existence de sources ponctuelles, comme une population de pulsars milliseconde (*Millisecond pulsars*, MSPs), pourrait aussi être à l'origine d'émission γ dans les dSphs. Certains amas globulaires de la Voie Lactée émettent par exemple un rayonnement γ , détecté par Fermi-LAT, dont le spectre en énergie est compatible avec une émission de MSPs ([Abdo et al. 2010](#)). Une telle émission n'a pas été détectée dans les dSphs. Les MSPs sont probablement issus de systèmes binaires, comportant une étoile à neutrons et un astre compagnon. Lorsque la matière du compagnon est accrétée par l'étoile à neutrons, le système forme un système binaire X de faible masse (*Low-mass X-ray binary*, LMXB). L'accrétion de matière accélère l'étoile à neutrons, qui évolue vers un MSP (voir par exemple [Bhattacharya et van den Heuvel 1991](#)). La formation de ces objets est favorisée par des environnements comportant de fortes densités stellaires, comme les amas globulaires, bien plus denses en étoiles que les dSphs. Une émission γ significative nécessite un nombre relativement important de MSPs (l'émission détectée

par Fermi-LAT dans l’amas globulaire 47 Tucanae est par exemple modélisée comme émanant d’environ 50 MSPs, voir par exemple [Tam et al. 2012](#)), bien au-delà du nombre attendu dans les dSphs⁹. Le bruit de fond γ des sources ponctuelles est donc négligeable pour ces objets.

Caractéristiques des populations stellaires Les mesures photométriques et spectrométriques des galaxies naines sphéroïdes permettent de caractériser leurs populations stellaires. En particulier, l’analyse des diagrammes couleur-magnitude permet de déterminer l’histoire de la formation stellaire (*Star Formation History*, SFH) de ces objets (voir par exemple [Tolstoy et al. 2009](#)). Il apparaît que les dSphs n’ont généralement pas subi de phases de formation stellaire depuis au moins plusieurs centaines de millions d’années. Les SFHs sont néanmoins très différentes d’un objet à l’autre : Fornax a par exemple formé des étoiles de manière régulière tout au long de son existence, tandis que Sculptor a formé plus de 90% de sa matière stellaire il y a plus de 11 milliards d’années ([Weisz et al. 2014](#)). Ces variations seraient issues des différences entre les époques de capture de ces satellites par la Voie Lactée (voir par exemple [Rocha et al. 2012](#)). Ajoutons les points suivants :

- l’absence de formation stellaire récente est une différence majeure entre les dSphs et les dIrrs. Ces dernières forment encore des étoiles à l’époque actuelle, et l’ont probablement fait durant toute leur histoire (voir par exemple [Tolstoy et al. 2009](#)) ;
- il n’y a pas de séparation claire entre les dSphs ‘classiques’ et les ‘ultrafaint’ du point de vue de leur SFH. Les deux populations présentent des objets très similaires : la dSph ‘ultrafaint’ Leo IV a par exemple elle aussi formé, comme la ‘classique’ Sculptor, plus de 90% de son matériel stellaire il y a plus de 11 milliards d’années ([Weisz et al. 2014](#)). La séparation entre les deux populations apparaît donc comme arbitraire.

Les populations stellaires des dSphs sont aussi caractérisées par de faibles métallicités. La métallicité d’une étoile est sa fraction de masse sous forme d’éléments plus lourds que l’hydrogène et l’hélium, et est en pratique estimée à l’aide de l’abondance du fer, notée [Fe/H]. Nous reviendrons dans la suite sur la mesure de métallicité dans les dSphs. Les valeurs moyennes des abondances de fer dans ces objets varient typiquement entre¹⁰ -1.5 et -3.3, et dépendent de leurs luminosités : les dSphs les moins lumineuses sont les plus pauvres en métaux (voir par exemple [Koch 2009](#)). La métallicité témoigne de l’environnement dans lequel se sont formées les étoiles – celles nées plus récemment, dites de Population I, sont enrichies par les métaux créés par les étoiles plus anciennes, dites de Population II. Les dSphs sont donc majoritairement composées de populations anciennes d’étoiles. Notons cependant que ces objets présentent d’importantes dispersions de métallicités, ce qui témoigne de multiples époques de formation stellaire. Cette dispersion participe à leur statut de galaxie et les distingue des amas globulaires (voir par exemple [Willman et Strader 2012](#)).

Morphologie et rotation Les dSphs présentent des écarts parfois importants à la sphéricité, avec des morphologies typiquement allongées (Figure 3.7). Leurs ellipticités $\epsilon = 1 - b/a$, avec a et b les demi-grands et demi-petits axes, sont typiquement comprises entre ~ 0.1 et ~ 0.8 (voir par exemple [Irwin et Hatzidimitriou 1995](#); [Martin et al. 2008](#)). Les raisons de ces non

9. Très peu de LMXBs – les précurseurs des MSPs – ont été détectés dans les dSphs. Sculptor en compte par exemple 5 ([Maccarone et al. 2005](#)).

10. Une valeur de [Fe/H] de -1 signifie que l’étoile a une abondance en fer dix fois plus faible que celle du Soleil.

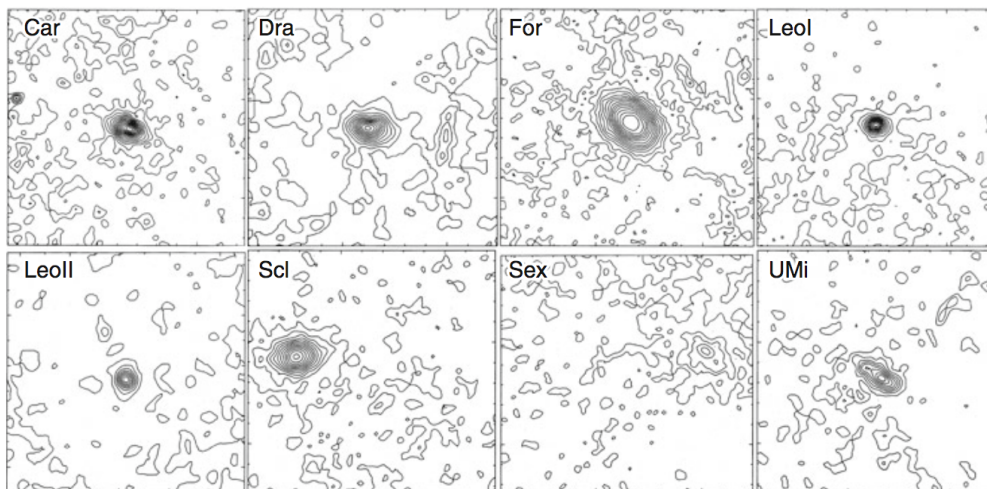


FIGURE 3.7: Cartes d’isodensités stellaires mesurées par Irwin et Hatzidimitriou (1995) pour les huit dSphs ‘classiques’. Ursa Minor (UMi) présente la plus forte ellipticité, $\epsilon \sim 0.56$. Figure issue de Irwin et Hatzidimitriou (1995).

sphéricités ne sont pas bien connues – elles pourraient par exemple refléter la triaxialité du halo de matière noire sous-jacent (Martin et al. 2008). La plupart des modélisations de ces objets les considèrent néanmoins comme sphériques. Nous y reviendrons dans la suite.

Enfin, les dSphs apparaissent comme des systèmes sans rotation. La rotation d’un corps solide autour d’un axe désaligné de la ligne de visée devrait induire un gradient parmi les vitesses mesurées le long de celle-ci (Walker 2013). Un tel gradient pourrait contribuer à augmenter artificiellement la dispersion de vitesse des étoiles. La plupart des dSphs ne présentent pas d’indices clairs de rotation. Seule Sculptor présente un gradient de vitesses significatif, d’environ $7.6 \text{ km s}^{-1} \text{ deg}^{-1}$, qui semble indiquer une rotation intrinsèque (Battaglia et al. 2008). Cette contribution n’influence cependant que marginalement la dispersion de vitesse mesurée, et est généralement ignorée (Walker 2013).

Nous allons maintenant décrire comment sont mesurées les observables astrophysiques qui interviennent dans la reconstruction des facteurs J et D des dSphs.

3.1.3 Mesure des observables astrophysiques

L’analyse de Jeans, et la détermination des facteurs J et D des dSphs, nécessitent plusieurs observables astrophysiques. La distance d nous séparant de ces objets influence les facteurs d’annihilation et de désintégration. L’analyse de Jeans requiert de connaître les vitesses des étoiles, mesurées suivant la ligne de visée, ainsi que les profils de brillance de surface des dSphs – c’est-à-dire l’évolution radiale de leur densité stellaire surfacique. Les métallicités sont enfin utilisées pour distinguer les étoiles de la Voie Lactée de celles des galaxies satellites.

Distance Les mesures des distances nous séparant des dSphs sont généralement réalisées à l’aide des diagrammes couleur-magnitude (Figure 3.8). On compare pour cela les magnitudes apparentes de la branche horizontale et du point de sortie de la séquence principale (*turnoff*

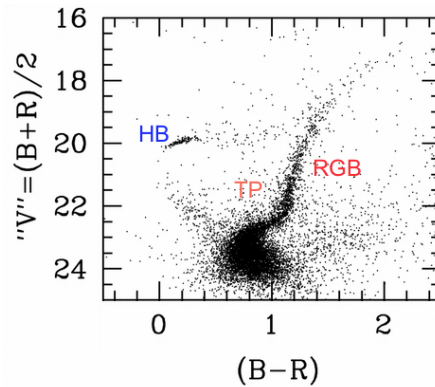


FIGURE 3.8: Diagramme couleur-magnitude de la galaxie naine sphéroïde Ursa Minor. Les magnitudes apparentes sont mesurées avec des filtres B et R , sensibles aux longueurs d'onde bleues et rouges respectivement. La différence de magnitude entre les deux filtres est une mesure de couleur des étoiles. Les symboles 'HB', 'TP' et 'RGB' indiquent la branche horizontale, le point de sortie de la séquence principale et la branche des géantes rouges. Figure adaptée de [Carrera et al. \(2002\)](#).

point) à celles d'un objet présentant des métallicités similaires et dont la distance est connue¹¹ – typiquement un amas globulaire comme M92 (voir par exemple [Koposov et al. 2015](#)). Les distances obtenues avec cette méthode sont relativement robustes, avec des incertitudes de l'ordre de 5 à 10 % (voir par exemple [McConnachie 2012](#)).

Brillance de surface La brillance de surface d'une dSph, notée $I(R)$ dans la suite, correspond à son profil de luminosité surfacique. En pratique, pour l'analyse de Jeans, ce profil est confondu avec le profil de densité surfacique d'étoiles. Cette dernière est reconstruite de deux manières différentes. Dans le cas des dSphs 'classiques', pour lesquelles les surdensités d'étoiles sont clairement visibles, la densité est obtenue en construisant des anneaux circulaires concentriques, et en comptant le nombre d'étoiles par anneau. La contribution moyenne des avant et arrière-plans est soustraite. On obtient un profil *binné* de densité surfacique stellaire, comme présenté en Figure 3.9 pour Carina (panneau de gauche). Les données actuelles les plus homogènes pour les 'classiques' sont celles de [Irwin et Hatzidimitriou \(1995\)](#), obtenues à l'aide de plaques photographiques.

Pour les 'ultrafaint', la distinction visuelle des étoiles de la dSph de celles des avant-plans n'est pas possible. La séparation s'effectue à l'aide des diagrammes couleur-magnitude : des coupures sont placées autour des régions caractéristiques (par exemple, la branche horizontale et le point de sortie de la séquence principale) pour rejeter les étoiles des avant-plans. Notons que les profils des 'ultrafaint' sont moins contraints que ceux des 'classiques', car le nombre d'étoiles détectées est significativement inférieur : les densités surfaciques centrales sont de 10 à 100 fois plus faibles pour les 'ultrafaint' que pour les 'classiques' (panneau de droite de la Figure 3.9, pour Boötes I).

11. Celle-ci peut aussi être déterminée à l'aide d'étoiles variables, comme les RR Lyrae ou les Céphéides, dont la luminosité intrinsèque est connue. Elles servent alors de 'chandelles standard'.

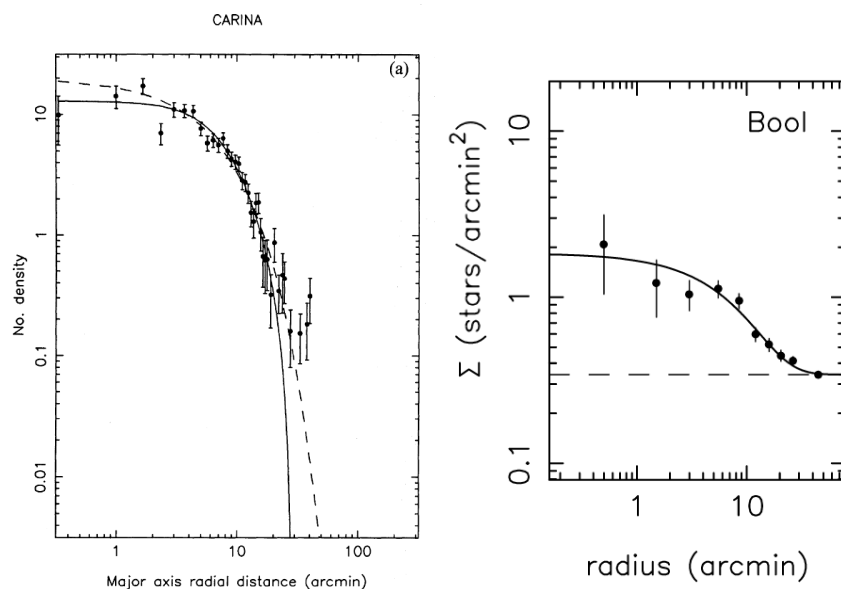


FIGURE 3.9: À gauche : profil de densité surfacique d'étoiles pour la dSph Carina. La contribution moyenne des avant-plans Galactiques a été soustraite. La courbe noire en trait plein est un ajustement par un profil de King, et celle en pointillés par un profil exponentiel (voir Section 3.2). Figure issue de [Irwin et Hatzidimitriou \(1995\)](#). À droite : densité surfacique d'étoiles de Boötes I. Les étoiles sont ici sélectionnées à l'aide de coupures dans le diagramme couleur-magnitude. Le plateau à grands rayons indique la contribution résiduelle des avant-plans. Figure adaptée de [Martin et al. \(2008\)](#).

Vitesses stellaires Les distances héliocentriques des dSphs sont trop grandes pour pouvoir détecter le mouvement propre de leurs étoiles¹². Seules les composantes des vitesses suivant la ligne de visée sont mesurables actuellement. Ces mesures sont prises à l'aide de spectrographes multi-objets, permettant d'observer simultanément plusieurs centaines d'étoiles à l'aide de fibres optiques. Ces spectrographes sont associés à de très grands télescopes, comme par exemple le télescope Magellan/Clay, d'un diamètre de 6.5 m, situé au Chili ([Mateo et al. 2012](#)). Les vitesses sont mesurées grâce au décalage Doppler des raies d'absorption présentes dans les spectres électromagnétiques stellaires. Les raies principalement utilisées sont le triplet du Magnésium, à $\lambda \sim 5150 \text{ \AA}$, et le triplet du Calcium (Figure 3.10), à $\lambda \sim 8500 \text{ \AA}$ ([Koch 2009](#)). La précision sur la vitesse reconstruite est de l'ordre de quelques km s^{-1} .

Les étoiles pour lesquelles les vitesses sont mesurées sont généralement les plus lumineuses, situées sur la branche des géantes rouges sur le diagramme couleur-magnitude (Figure 3.8). Cette branche est largement peuplée dans le cas des dSphs 'classiques', ce qui permet d'obtenir relativement aisément des échantillons d'étoiles importants, typiquement compris entre ~ 150 et ~ 2500 membres (voir [Walker et al. 2009b](#)). La tâche est plus difficile pour les 'ultrafaint', qui ne contiennent qu'une poignée d'étoiles de la branche des géantes rouges. L'observation des étoiles moins lumineuses, situées près du point de sortie de la séquence principale, nécessite les plus grands télescopes. Les échantillons spectroscopiques des 'ultrafaint' sont ainsi sensiblement plus réduits que ceux des 'classiques', et contiennent généralement

12. La mission satellite GAIA ([Perryman et al. 2001](#)), lancée en 2013, va mesurer les mouvements propres de millions d'étoiles de la Voie Lactée. La précision est néanmoins faible au-delà de 20 kpc, ce qui rend difficile les mesures pour les dSphs (voir par exemple [Evslin 2015](#); [Jin et al. 2015](#)).

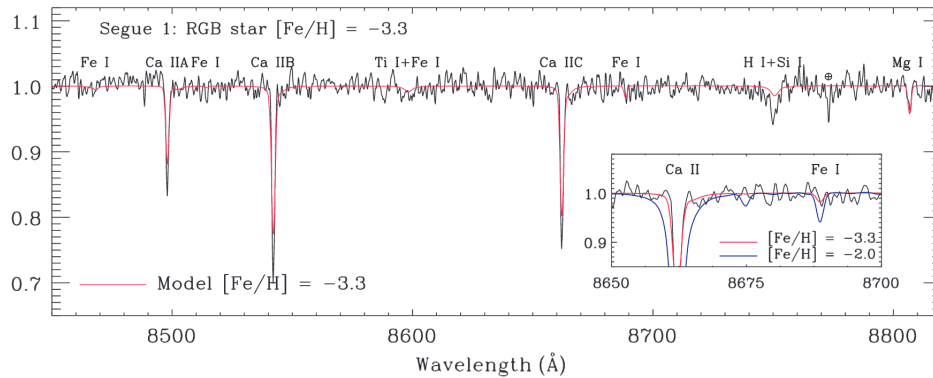


FIGURE 3.10: Spectre d'une étoile de la dSph Segue I située sur la branche des géantes rouges. Le triplet de raies d'absorption du Calcium est clairement visible. Le panneau montre un zoom sur la région de la raie Ca IIC. Sa largeur équivalente permet d'estimer la métallicité de l'étoile : la courbe rouge est un modèle avec $[Fe/H] = -3.3$, et la courbe bleue avec $[Fe/H] = -2.0$. Figure issue de [Geha et al. \(2009\)](#).

quelques dizaines d'étoiles. Nous verrons que ces différences mènent à des contraintes plus fortes sur les facteurs J et D des dSph 'classiques' que sur ceux des 'ultrafaint'.

Métallicité La dernière grandeur astrophysique jouant un rôle dans l'analyse de Jeans est la métallicité des étoiles. Elle n'intervient pas directement dans l'analyse, mais est utilisée pour séparer les étoiles membres des dSph de celles des avant-plans Galactiques. Nous reviendrons dans la suite sur la contamination Galactique des échantillons spectroscopiques des dSph. Les mesures spectroscopiques de métallicité utilisent les largeurs équivalentes¹³ des triplets du Calcium (Figure 3.10) ou du Magnésium. Une relation empirique a par exemple été établie entre la largeur équivalente du triplet de Calcium et la métallicité $[Fe/H]$ stellaire. Cette relation est calibrée sur des géantes rouges d'amas globulaires de métallicité connue ([Koch 2009](#)), et permet donc de remonter à la métallicité des étoiles des dSph.

Nous allons maintenant présenter la méthode d'analyse de Jeans, largement employée dans la littérature pour la reconstruction des profils de densité de matière noire des dSph, et mise en œuvre dans le cadre de cette thèse.

3.2 Analyse de Jeans et facteurs J et D

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 2, les contraintes sur les propriétés des particules de matière noire dans le plan ($\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle, m_\chi$) (resp. (τ_χ, m_χ)), obtenues grâce à l'observation des dSph, dépendent de manière cruciale des facteurs J (resp. D). Pour calculer ces derniers, il faut connaître le profil de densité de matière noire des dSph. Le but de l'analyse de Jeans est de reconstruire ces densités à l'aide des vitesses stellaires suivant la ligne de visée, et des profils de brillance de surface. L'objectif de notre travail a été de proposer la meilleure

13. La largeur équivalente d'une raie spectrale est une mesure de son aire. C'est la largeur qu'aurait une raie spectrale de même surface, mais de forme rectangulaire.

estimation possible des facteurs J et D, en limitant les biais et en fournissant des incertitudes reflétant de manière réaliste notre méconnaissance de certains ingrédients astrophysiques.

Comme nous le verrons dans la suite, l'analyse de Jeans est une méthode qui emploie plusieurs hypothèses simplificatrices sur les propriétés des dSphs. Elle est cependant largement utilisée dans la littérature pour la reconstruction des facteurs J (voir par exemple, [Strigari et al. 2007](#); [Essig et al. 2009](#); [Charbonnier et al. 2011](#); [Geringer-Sameth et al. 2015a](#)), et notre étude systématique à l'aide de dSphs simulées a confirmé sa robustesse. Ce n'est cependant pas l'unique façon de modéliser ces objets, et d'autres méthodes existent. Citons par exemple la modélisation de Schwarzschild, qui repose sur la superposition d'orbites stellaires pour décrire les distributions de vitesse et de densité stellaire mesurées ; ou encore la modélisation *via* des fonctions de distribution dans l'espace des phases. Ces méthodes présentent l'avantage de restreindre les hypothèses sur les propriétés des dSphs, mais au prix de temps de calculs importants, qui limitent les possibilités de tests systématiques. Nous nous concentrerons dans la suite sur l'analyse de Jeans. Le lecteur intéressé pourra trouver plus de détails sur les différentes méthodes de modélisation des dSphs dans la revue de [Battaglia et al. \(2013\)](#).

3.2.1 L'équation de Jeans

L'analyse de Jeans se base sur la description des dSphs comme des systèmes sans collision. Les faibles densités stellaires rendent en effet négligeables les probabilités de collisions entre étoiles. Ces systèmes peuvent alors être décrits *via* leur fonction de distribution dans l'espace des phases, notée $f(t, \vec{x}, \vec{v})$, et qui donne le nombre d'étoiles $d^6N = f(t, \vec{x}, \vec{v})d^3\vec{x}d^3\vec{v}$ dans le volume infinitésimal $d^3\vec{x}d^3\vec{v}$ autour du point (\vec{x}, \vec{v}) et au temps t . La fonction de distribution obéit à l'équation de Boltzmann sans collision :

$$\frac{df}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} \right) = 0, \quad (3.2)$$

avec $\Phi(\vec{x}, t)$ le potentiel gravitationnel moyen¹⁴ de la galaxie naine sphéroïde. C'est ce dernier qui influence le déplacement des étoiles dans la dSph.

Déterminer f à partir des observables astrophysiques des dSphs est extrêmement difficile. Au lieu d'utiliser directement la fonction de distribution, l'analyse de Jeans se fonde sur des moments de cette dernière, qui peuvent être mesurés. Les moments considérés sont les sui-

14. Pour la force gravitationnelle newtonienne, on a $\vec{F} = m\vec{v} = -m\vec{\nabla}\Phi$, donc $v_i = -\partial\Phi/\partial x_i$.

vants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu(\vec{x}, t) \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} f d^3\vec{v} \quad \text{[Densité numérique d'étoiles],} \\ \bar{v}_i(\vec{x}, t) \equiv \frac{\iiint_{-\infty}^{+\infty} f v_i d^3\vec{v}}{\iiint_{-\infty}^{+\infty} f d^3\vec{v}} = \frac{1}{\nu} \iiint_{-\infty}^{+\infty} f v_i d^3\vec{v} \quad \text{[Vitesse moyenne stellaire suivant l'axe } i\text{],} \\ \bar{v}_i^2(\vec{x}, t) \equiv \frac{1}{\nu} \iiint_{-\infty}^{+\infty} f v_i^2 d^3\vec{v} \quad \text{[Vitesse carrée moyenne suivant l'axe } i\text{].} \end{array} \right. \quad (3.3)$$

Une équation reliant ces quantités, appelée équation de Jeans, peut être obtenue en intégrant des moments de l'équation de Boltzmann (Eq. 3.2). L'annexe B présente les étapes de calcul menant à cette équation, et plus de détails peuvent être trouvés dans l'excellent ouvrage de Binney et Tremaine (2008). L'équation de Jeans, en symétrie sphérique, s'écrit :

$$\frac{1}{\nu(r)} \frac{d}{dr} \left(\nu(r) \bar{v}_r^2(r) \right) + \frac{2\beta_{\text{ani}}(r) \bar{v}_r^2(r)}{r} = -\frac{GM(r)}{r^2}, \quad (3.4)$$

avec $\beta_{\text{ani}}(r) \equiv 1 - \bar{v}_\theta^2(r)/\bar{v}_r^2(r)$ une grandeur appelée anisotropie des vitesses stellaires. Plusieurs hypothèses sont formulées pour obtenir cette équation.

- Les dSphs sont en équilibre dynamique. Autrement dit, seuls leurs potentiels gravitationnels internes – et pas celui de la Voie Lactée *via* les effets de marée – influencent la dynamique de leurs étoiles. C'est une des hypothèses les plus fortes de la modélisation de Jeans, qui pourrait s'avérer problématique pour certaines dSphs. Nous y reviendrons dans la suite.
- Les dSphs sont à symétrie sphérique – à la fois leur composante stellaire, et leur composante matière noire. Comme nous l'avons vu précédemment, certaines dSphs n'ont cependant pas une morphologie sphérique, mais plutôt elliptique. Nous avons étudié durant cette thèse les biais induits par l'analyse de Jeans sphérique de dSphs triaxiales. Les résultats sont présentés au Chapitre 4.
- Les dSphs sont des systèmes sans rotation. Comme évoqué en Section 3.1, cette hypothèse est valide pour la plupart des dSphs connues aujourd'hui.

L'équation de Jeans est une équation différentielle du premier ordre, portant sur la quantité $\nu(r) \bar{v}_r^2(r)$. Les dSphs, supposées à l'équilibre, ne subissent pas d'expansion ou de contraction, et on a $\bar{v}_r = 0$. La quantité $\bar{v}_r^2(r)$ s'identifie donc à la dispersion radiale de vitesses stellaires. La solution générique de l'équation peut s'écrire :

$$\nu(r) \bar{v}_r^2(r) = \frac{1}{f(r)} \int_r^{+\infty} f(s) \nu(s) \frac{GM(s)}{s^2} ds, \quad (3.5)$$

avec ¹⁵ :

$$f(r) = f_{r_1} \exp \left[\int_{r_1}^r \frac{2}{t} \beta_{\text{ani}}(t) dt \right]. \quad (3.6)$$

Pour l'analyse des dSphs, nous pouvons négliger dans la masse totale la composante stellaire, puisque les rapports masse sur luminosité sont typiquement de l'ordre de ~ 100 . La masse totale à un rayon r s'écrit donc :

$$M(r) = \int_0^r 4\pi s^2 \rho_{\text{DM}}(s) ds, \quad (3.7)$$

avec $\rho_{\text{DM}}(s)$ le profil de densité de matière noire. C'est cette quantité que nous cherchons à contraindre pour reconstruire les facteurs J et D. L'équation 3.5 relie donc la densité $\rho_{\text{DM}}(s)$, via la masse $M(s)$, à la densité numérique stellaire $\nu(r)$ et à la dispersion radiale de vitesses, $\overline{v_r^2}(r)$.

Néanmoins, comme nous l'avons vu en Section 3.1, le mouvement propre des étoiles ne peut être mesuré actuellement dans les dSphs, et nous ne disposons donc que de grandeurs projetées suivant la ligne de visée. La Figure 3.11 illustre la géométrie de la projection. On peut montrer ¹⁶ que les projections des quantités $\nu(r)$ et $\nu(r)\overline{v_r^2}(r)$ s'écrivent (Binney et Tremaine 2008) :

$$\begin{cases} I(R) = 2 \int_R^{+\infty} \frac{\nu(s) r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}, & (3.8) \\ I(R) \sigma_p^2(R) = 2 \int_R^{+\infty} \left(1 - \beta_{\text{ani}}(s) \frac{R^2}{r^2} \right) \frac{\nu(s) \overline{v_r^2}(s) r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}, & (3.9) \end{cases}$$

avec $s \equiv \sqrt{r^2 - R^2}$. $I(R)$ est le profil de brillance de surface, et $\sigma_p(R)$ le profil de dispersion de vitesse stellaire le long de la ligne de visée. Ces quantités sont des grandeurs observables. Ajoutons que les équations 3.8 et 3.9 sont des intégrales d'Abel, qui peuvent être inversées. Nous utiliserons dans la suite l'inversion pour la densité numérique, qui s'écrit (Binney et Tremaine 2008) :

$$\nu(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{+\infty} \frac{dI}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}. \quad (3.10)$$

Ces équations sont à la base de l'analyse de Jeans.

3.2.2 Analyse de Jeans

3.2.2.1 Principe

Dans cette thèse, nous utilisons une analyse de Jeans paramétrique, pour laquelle les différents ingrédients sont décrits à l'aide de formes fonctionnelles paramétrisées. Le principe de l'analyse est relativement simple : à partir d'une forme fonctionnelle de densité de matière

15. La variable r_1 est muette, et mène, après intégration, à un facteur de normalisation qui s'annule dans la solution de l'équation de Jeans.

16. Le cas le plus simple est celui de la densité numérique stellaire. D'après la Figure 3.11, $I(R) = 2 \int_0^{+\infty} \nu(s) ds$, avec s la distance suivant la ligne de visée. Il suffit de poser $s = \sqrt{r^2 - R^2}$ pour obtenir l'équation 3.8. Voir Binney et Tremaine (2008) pour l'équation 3.9.

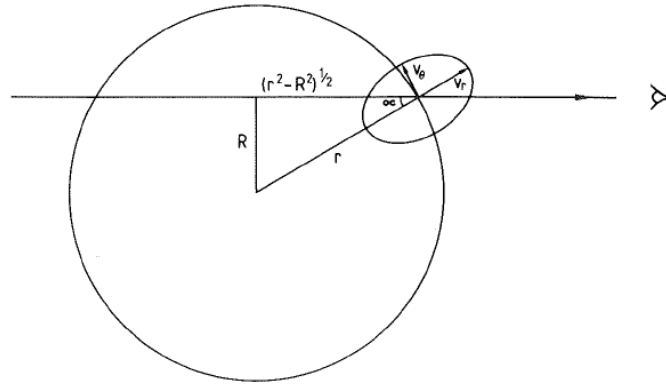


FIGURE 3.11: Géométrie de la projection suivant la ligne de visée. L'observateur mesure les densités stellaires et dispersions de vitesse à un rayon projeté R . Figure issue de [Binney et Tremaine \(2008\)](#).

noire $\rho_{\text{DM}}(r)$, on calcule la masse $M(r)$ et on résout l'équation de Jeans pour obtenir $\nu(r)\overline{v_r^2}(r)$. On projette ensuite cette quantité suivant la ligne de visée (Eq. 3.9), puis on compare aux données mesurées.

Il est cependant nécessaire de **connaître le profil d'anisotropie** $\beta_{\text{ani}}(r)$, qui intervient à la fois dans l'équation 3.5 et dans l'équation 3.9. Or cette quantité ne peut être mesurée expérimentalement : elle dépend des dispersions de vitesse radiale et orthoradiale des étoiles, mais seules les composantes suivant la ligne de visée peuvent être mesurées aujourd'hui. En pratique, l'anisotropie va être elle aussi paramétrisée, et laissée libre dans l'analyse. Elle joue un rôle de *paramètre de nuisance*.

L'analyse de Jeans se déroule suivant les étapes suivantes :

1. choix des formes paramétriques de $\rho_{\text{DM}}(r)$ et $\beta_{\text{ani}}(r)$;
2. ajustement d'un modèle paramétrique sur les données de brillance de surface $I(R)$, et inversion avec l'équation 3.10 pour obtenir la densité 3D $\nu(r)$;
3. résolution de l'équation de Jeans pour obtenir $\nu(r)\overline{v_r^2}(r)$ (Eq. 3.5) ;
4. calcul de $\sigma_p(R)$ via l'équation 3.9, à l'aide de $I(R)$, $\beta_{\text{ani}}(r)$ et $\nu(r)\overline{v_r^2}(r)$;
5. ajustement des données de vitesses suivant la ligne de visée pour déterminer les paramètres de $\rho_{\text{DM}}(r)$ et $\beta_{\text{ani}}(r)$;
6. et enfin, dans le cadre de la détection indirecte de matière noire : calcul des facteurs J et D à l'aide de $\rho_{\text{DM}}(r)$.

Nous avons choisi de réaliser l'ajustement aux données avec une méthode MCMC (*Markov Chain Monte Carlo*), discutée en Section 3.2.3.

3.2.2.2 Paramétrisations

Nous détaillons dans ce paragraphe les paramétrisations que nous avons considérées pour les différents ingrédients de l'analyse de Jeans. Nous présenterons une configuration *optimisée* d'analyse dans le Chapitre 4.

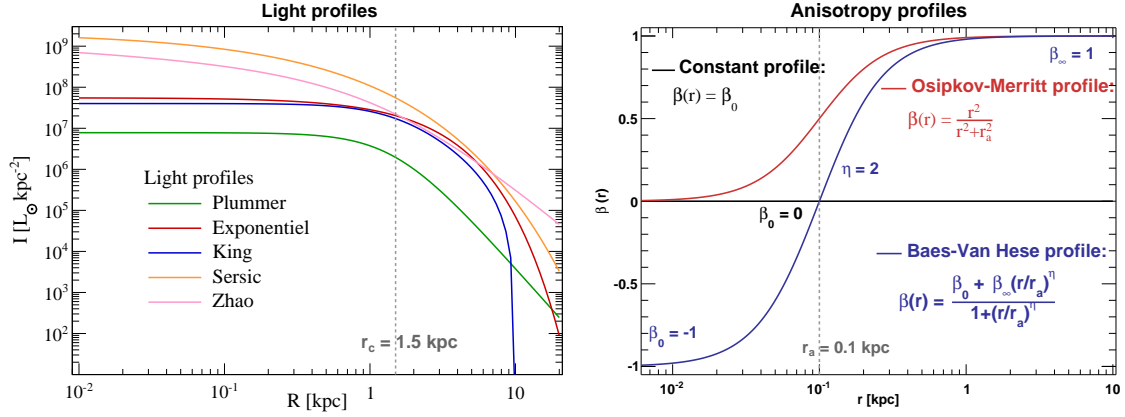


FIGURE 3.12: À gauche : profils de brillance de surface utilisés dans ce travail. La constante de normalisation est la même pour les cinq profils, de même que le rayon caractéristique, noté r_c ici et fixé à 1.5 kpc. Les pentes du profil Zhao – utilisé pour $v(r)$ – sont $(\alpha, \beta, \gamma) = (1, 4, 1)$; l’indice n du profil Sersic est $n = 2$, et le rayon limite du profil King est $r_{\text{lim}} = 10$ kpc. À droite : les trois familles de profils d’anisotropie de vitesse considérées dans notre étude. Les valeurs des différents paramètres sont visibles sur le graphe.

Densité de matière noire Nous avons adopté les deux familles de profils de densité de matière noire les plus couramment utilisés : les profils Zhao et Einasto, déjà évoqués dans le Chapitre 1. Nous rappelons leurs expressions paramétriques.

— Profil *Zhao* (Hernquist 1990; Zhao 1996) :

$$\rho_{\text{DM}}^{\text{Zhao}}(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)^\gamma [1 + (r/r_s)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}, \quad (3.11)$$

avec ρ_s et r_s les densité et rayon caractéristiques, γ la pente logarithmique interne, β la pente externe, et α la pente de transition.

— Profil *Einasto* (par exemple, Merritt et al. 2006) :

$$\rho_{\text{DM}}^{\text{Einasto}}(r) = \rho_{-2} \exp \left\{ -\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^\alpha - 1 \right] \right\}, \quad (3.12)$$

avec ρ_{-2} la densité au rayon r_{-2} , pour lequel la pente logarithmique vaut -2 . α contrôle la rapidité de l’aplatissement du profil aux faibles rayons.

Densité stellaire Les brillances de surface des dSphs sont généralement ajustées par des profils Plummer (Plummer 1911), King (King 1962) ou Sersic (Sersic 1968) (voir par exemple Irwin et Hatzidimitriou 1995). Nous avons aussi considéré des profils exponentiel et Zhao. La déprojection *via* l’équation 3.10 est analytique dans le cas des profils Plummer, exponentiel et King. Nous listons ci-dessous les formes paramétriques de ces modèles ; les formules analytiques de déprojection peuvent être trouvées dans les références associées. La Figure 3.12 (panneau de gauche) illustre les formes de ces différents profils.

— Le profil *Plummer* (Plummer 1911) s'écrit

$$I^{\text{Plummer}}(R) = \frac{L}{\pi R_h^2} \frac{1}{[1 + R^2/R_h^2]^2}, \quad (3.13)$$

avec L la luminosité totale, et R_h le rayon de demi-lumière.

— Le profil *exponentiel* (Evans et al. 2009) est paramétrisé comme

$$I^{\text{exp}}(R) = I_0 \times \exp\left(-\frac{R}{r_c}\right), \quad (3.14)$$

avec I_0 la normalisation, et r_c le rayon caractéristique de décroissance exponentielle.

— Le profil *King* (King 1962) s'écrit

$$I^{\text{King}}(R) = I_0 \times \left[\left(1 + \frac{R^2}{r_c^2}\right)^{-1/2} - \left(1 + \frac{r_{\text{lim}}^2}{r_c^2}\right)^{-1/2} \right], \quad (3.15)$$

avec I_0 la normalisation, r_c le rayon de 'cœur' et r_{lim} le rayon maximal au-delà duquel la densité vaut zéro.

— Le profil *Sérsic* (Sérsic 1968; Prugniel et Simien 1997) peut s'écrire

$$I^{\text{Sérsic}}(R) = I_0 \times \exp\left\{-b_n \left[\left(\frac{R}{r_c}\right)^{1/n} - 1\right]\right\}, \quad (3.16)$$

avec $b_n = 2n - 1/3 + 0.009876/n$, I_0 la normalisation, $n \gtrsim 0.5$ un nombre irrationnel contrôlant la rapidité de la décroissance logarithmique, et r_c un rayon caractéristique.

— Enfin, le profil *Zhao*, qui suit la même forme que l'équation 3.11, est appliqué dans notre analyse au profil de densité 3D, et non pas à la brillance de surface :

$$v^{\text{Zhao}}(r) = \rho_{\text{DM}}^{\text{Zhao}}(r). \quad (3.17)$$

Dans ce cas, la projection suivant la ligne de visée doit être calculée numériquement *via* l'équation 3.8 pour obtenir $I(R)$.

Les normalisations de ces profils n'influencent pas l'analyse de Jeans, car elles se simplifient dans le calcul de $\sigma_p^2(R)$ (Eq. 3.9). Ajoutons qu'une grandeur importante pour la caractérisation des dSphs est le rayon de demi-lumière, R_h , à l'intérieur duquel la moitié de la luminosité totale de l'objet est émise. On parle de rayon de demi-lumière *projeté*, lorsque l'on considère la brillance de surface $I(R)$, ou *déprojeté*, pour la densité 3D $\nu(r)$. Seuls les profils Plummer et Sérsic ont des rayons caractéristiques égaux aux rayons de demi-lumière projetés. Les conversions entre rayons caractéristiques et rayons de demi-lumière, projetés ou non, sont détaillées dans l'article de Wolf et al. (2010).

Anisotropie de vitesses Comme nous l'avons vu précédemment, l'anisotropie de vitesse est une combinaison des dispersions de vitesse radiale et orthoradiale :

$$\beta_{\text{ani}}(r) \equiv 1 - \frac{\overline{v_\theta^2}(r)}{\overline{v_r^2}(r)}. \quad (3.18)$$

Trois régimes apparaissent :

- lorsque $\overline{v_\theta^2} \gg \overline{v_r^2}$, $\beta_{\text{ani}} \rightarrow -\infty$: l'anisotropie est dite tangentielle ;
- lorsque $\overline{v_\theta^2} \ll \overline{v_r^2}$, $\beta_{\text{ani}} \rightarrow 1$: l'anisotropie est dite radiale ;
- enfin, lorsque $\overline{v_\theta^2} \equiv \overline{v_r^2}$, les distributions de vitesses sont isotropes, et $\beta_{\text{ani}} = 0$.

Nous avons employé trois profils d'anisotropie distincts dans notre travail. Ces trois paramétrisations ont initialement été utilisées pour construire des modèles analytiques de dynamique stellaire à l'aide de fonctions de distribution dans l'espace des phases. Dans notre cas, ces profils offrent l'avantage de pouvoir mener à un calcul analytique du terme $f(r)$ (Eq. D.17) apparaissant dans la solution de l'équation de Jeans (Eq. 3.5).

- Le profil d'anisotropie *constant* s'écrit simplement

$$\beta_{\text{ani}}^{\text{Cst}}(r) = \beta_0, \quad (3.19)$$

avec un seul paramètre libre, β_0 .

- Le profil *Osipkov - Merritt* (Osipkov 1979; Merritt 1985) est paramétrisé par

$$\beta_{\text{ani}}^{\text{Osipkov}}(r) = \frac{r^2}{r^2 + r_a^2}, \quad (3.20)$$

avec un seul paramètre libre, le rayon d'échelle r_a , qui délimite la transition de $\beta_{\text{ani}} = 0$ dans les parties internes à $\beta_{\text{ani}} = 1$ aux grands rayons.

- Le profil *Baes & van Hese* (Baes et van Hese 2007) est plus général, et s'écrit

$$\beta_{\text{ani}}^{\text{Baes}}(r) = \frac{\beta_0 + \beta_\infty (r/r_a)^\eta}{1 + (r/r_a)^\eta}. \quad (3.21)$$

Les quatre paramètres sont l'anisotropie centrale, β_0 ; l'anisotropie aux grands rayons, β_∞ ; le rayon caractéristique r_a ; et un coefficient η qui décrit la rapidité de la transition à ce rayon. Notons que ce profil est équivalent au profil Osipkov-Merritt lorsque l'on fixe $\beta_0 = 0$, $\beta_\infty = 1$, et $\eta = 2$.

La Figure 3.12 (panneau de droite) illustre les formes de ces trois profils.

3.2.3 L'analyse MCMC (Markov Chain Monte Carlo)

La méthode d'ajustement des données que nous avons choisi d'employer dans cette thèse est une technique MCMC. Nous décrirons dans ce paragraphe les principes de cette approche et les points spécifiques à notre analyse de Jeans. Les détails techniques sont présentés en Annexe C. Une excellente introduction à la technique MCMC peut être trouvée dans la thèse d'Antje Putze (Putze 2009).

L'analyse bayésienne Le MCMC est une technique d'analyse bayésienne. Dans l'interprétation bayésienne des statistiques, la probabilité est vue comme un degré de confiance

accordé à une hypothèse¹⁷. En pratique, cette approche est fondée sur le théorème de Bayes :

$$P(\text{modèle} \mid \text{données}) = \frac{P(\text{données} \mid \text{modèle}) \times P(\text{modèle})}{P(\text{données})}. \quad (3.22)$$

$P(\text{modèle} \mid \text{données})$ est la probabilité *a posteriori* associée au modèle, après observation des données. $P(\text{données} \mid \text{modèle})$ est la probabilité d'observer les données sachant le modèle : c'est la fonction de vraisemblance (*likelihood function*), sur laquelle nous reviendrons en détail. Enfin, $P(\text{modèle})$ est la probabilité *a priori* du modèle, aussi appelée *prior*, et $P(\text{données})$ la probabilité d'observer les données. Cette dernière est généralement considérée comme un facteur de normalisation.

Dans le cas de l'ajustement de modèles, l'approche bayésienne permet d'estimer les distributions de probabilité *a posteriori* des différents paramètres – dans notre cas, ceux des profils de densité de matière noire par exemple. Une fois ces distributions connues, il est aisé de définir des intervalles de crédibilité sur les différentes grandeurs associées, comme les facteurs J et D (voir Section 3.2.4). Une estimation précise de ces intervalles, que l'on peut interpréter comme des incertitudes sur ces grandeurs, est justement le but de notre travail.

Dans le cas de modèles présentant des paramètres $\vec{\theta}$ à estimer, on peut réécrire le théorème de Bayes sous la forme suivante :

$$P(\vec{\theta} \mid \text{données}) = \frac{\mathcal{L}(\vec{\theta}) \times P(\vec{\theta})}{P(\text{données})}, \quad (3.23)$$

avec $\mathcal{L}(\vec{\theta}) = P(\text{données} \mid \vec{\theta})$ la fonction de vraisemblance. En principe, en choisissant $\mathcal{L}(\vec{\theta})$ et $P(\vec{\theta})$ et en calculant $P(\text{données})$, il est possible de déterminer pour n'importe quel jeu de paramètres $\vec{\theta}$ la probabilité *a posteriori* $P(\vec{\theta} \mid \text{données})$. En pratique, ces étapes s'avèrent difficiles.

- Échantillonner la fonction $P(\vec{\theta} \mid \text{données})$, avec une grille régulière de valeurs de $\vec{\theta}$ par exemple, devient extrêmement coûteux en temps de calcul lorsque le nombre de paramètres augmente. C'est ce qu'on appelle le fléau de la dimension (*curse of dimensionality*).
- Le calcul de $P(\text{données})$ est lui aussi très coûteux. Cette quantité peut s'écrire en effet $P(\text{données}) = \int P(\text{données} \mid \vec{\theta})P(\vec{\theta})d\vec{\theta}$: c'est une intégrale multidimensionnelle, difficile à évaluer lorsque le nombre de dimensions augmente.
- Enfin, $P(\vec{\theta} \mid \text{données})$ est la densité de probabilité *jointe* des paramètres $\vec{\theta}$. Pour obtenir les densités de probabilités de chacun des paramètres, il faut là aussi procéder à une intégration multidimensionnelle, appelée marginalisation.

Principes du MCMC La technique MCMC permet de répondre à ces difficultés. L'idée est de construire une chaîne de valeurs de paramètres $\vec{\theta}$, dont la distribution suivra celle de la probabilité *a posteriori* $P(\vec{\theta} \mid \text{données})$. Le temps passé par la chaîne dans une région donnée de l'espace des paramètres doit être proportionnel à la densité de probabilité *a posteriori*, et les distributions jointes ou marginalisées peuvent être directement estimées en dénombrant le nombre de points dans chaque région – par exemple à l'aide d'histogrammes.

17. Dans l'approche fréquentiste, la probabilité est la fréquence relative à laquelle un résultat est observé, après la répétition d'un grand nombre d'expériences.

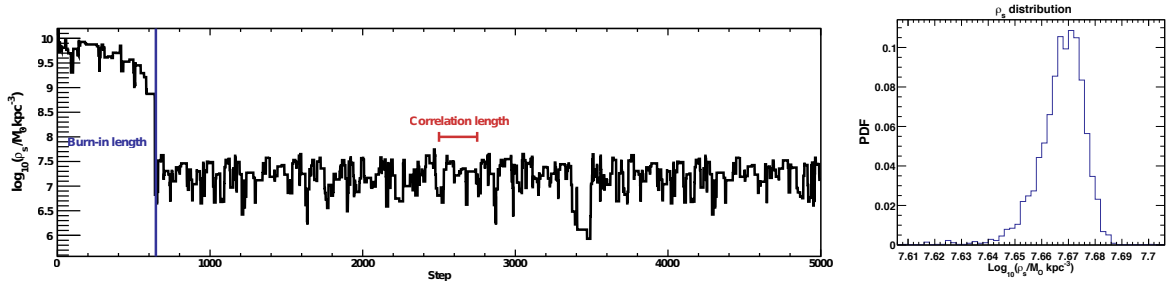


FIGURE 3.13: À gauche : exemple d’une chaîne MCMC du paramètre $\log_{10}(\rho_s)$, apparaissant dans $\rho_{\text{DM}}^{\text{Zhao}}$. La convergence de la chaîne vers la région d’équilibre est atteinte après environ 600 points, correspondant à la longueur de *burn-in*. La longueur de corrélation l est aussi indiquée. Après suppression du *burn-in* et des échantillons corrélés, on obtient la distribution de droite.

Le MCMC se base sur des chaînes dites markoviennes : le point suivant de la chaîne n’est déterminé qu’à l’aide du point courant, et non avec l’ensemble des points précédents. En pratique, à partir d’un point $\vec{\theta}_i$, un point d’essai est généré aléatoirement suivant une *fonction de proposition* $q(\theta_{\text{essai}} | \vec{\theta}_i)$. Ce point d’essai est soit accepté – le point courant devient alors θ_{essai} –, soit rejeté. L’algorithme le plus couramment utilisé pour déterminer l’acceptation d’un point est l’algorithme de Metropolis-Hastings (Metropolis et al. 1953; Hastings 1970). Avec cet algorithme, dans le cas d’une fonction de proposition symétrique, la probabilité d’acceptation d’un point s’écrit :

$$a(\theta_{\text{essai}} | \vec{\theta}_i) = \min \left(1, \frac{P(\theta_{\text{essai}} | \text{données})}{P(\vec{\theta}_i | \text{données})} \right). \quad (3.24)$$

Un point dont la probabilité *a posteriori* est supérieure à celle du point courant est donc automatiquement accepté, sinon il est accepté suivant la probabilité $\frac{P(\theta_{\text{essai}} | \text{données})}{P(\vec{\theta}_i | \text{données})}$. On peut montrer que les chaînes construites avec cet algorithme convergent vers les distributions à échantillonner. Notons que l’avantage de cet algorithme est de ne nécessiter que la connaissance du *rapport* des densités de probabilités : il permet donc de s’affranchir du calcul de $P(\text{données})$.

Enfin, avant d’être utilisées pour estimer les distributions des paramètres, les chaînes doivent être traitées. Ce traitement contient deux étapes : l’étape de suppression de la longueur de *burn-in*, et l’étape de sélection d’échantillons indépendants. La première permet de supprimer les premières itérations de la chaîne, souvent situées dans des zones éloignées des régions d’intérêt. En rejetant les premiers points, on s’affranchit du point de départ choisi aléatoirement. La seconde étape vise à limiter la corrélation entre les points sélectionnés. Chaque échantillon est en effet dépendant du point précédent. Pour limiter cette dépendance, on calcule la longueur de corrélation l de la chaîne, puis on sélectionne un point tous les l échantillons. La Figure 3.13 illustre ces deux étapes, et plus de détails peuvent être trouvés dans l’Annexe C.

Notre analyse MCMC est basée sur le code public GreAT, mis au point par Antje Putze et Laurent Derome (Putze et Derome 2014). C’est un code modulaire développé en C++, qui inclut un outil d’analyse MCMC, basé sur l’algorithme Metropolis-Hastings. La fonction de proposition que nous utilisons est une gaussienne multidimensionnelle (voir Annexe C).

Fonctions de vraisemblance Les deux ingrédients clés dans l’analyse MCMC sont les fonctions de vraisemblance, $\mathcal{L}(\vec{\theta})$, et les priors $P(\vec{\theta})$. Comme nous l’avons vu précédemment, l’analyse de Jeans nécessite l’ajustement de deux types de données : les brillances de surface et les données de vitesses stellaires. L’ajustement des vitesses requiert la connaissance préalable du profil de brillance de surface $I(R)$. Dans notre travail, la détermination des profils $I(R)$ a été principalement réalisée par notre collègue Matthew G. Walker, là aussi avec une méthode MCMC, et nous y reviendrons dans la suite. Nous nous concentrons dans ce paragraphe sur l’ajustement des données de vitesses stellaires. Rappelons qu’une fois les profils $I(R)$ déterminés, les paramètres libres de l’analyse de Jeans sont ceux des profils de matière noire – primordiaux pour la reconstruction des facteurs J et D – et des profils d’anisotropie.

Nous avons utilisé deux familles de fonctions de vraisemblance pour cet ajustement. La première concerne les données *binnées* de dispersions de vitesse $\sigma_{\text{obs}}(R)$ (comme par exemple les profils visibles sur la Figure 3.5). La dispersion est en effet une grandeur statistique qui ne peut être définie pour une seule étoile. Elle est calculée à l’aide d’ensembles d’étoiles regroupées par classes de rayons projetés R . La fonction de vraisemblance s’écrit :

$$\mathcal{L}^{\text{bin}} = \prod_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(2\pi)^{-1/2}}{\Delta\sigma_i(R_i)} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_{\text{obs}}(R_i) - \sigma_p(R_i)}{\Delta\sigma_i(R_i)}\right)^2\right]. \quad (3.25)$$

Cette description suppose que la dispersion de vitesse dans chaque *bin* i suive une distribution gaussienne, centrée sur $\sigma_p(R_i)$ – la solution projetée de l’équation de Jeans –, d’écart-type $\Delta\sigma_i(R_i)$ et indépendante de celles des autres *bins*. Cette approche a par exemple été employée par Strigari et al. (2007); Charbonnier et al. (2011), et nos tests systématiques ont confirmé sa validité (voir Chapitre 4). C’est une description courante pour l’ajustement de données, utilisée par exemple dans les méthodes de minimisation de χ^2 . Nous utiliserons dans la suite la définition suivante de l’écart-type $\Delta\sigma_i(R_i)$:

$$\Delta^2\sigma_i(R_i) = \Delta^2\sigma_{\text{obs}}(R_i) + \left(\frac{1}{2}\left[\sigma_p(R_i + \Delta R_i) - \sigma_p(R_i - \Delta R_i)\right]\right)^2, \quad (3.26)$$

avec $\Delta\sigma_{\text{obs}}(R_i)$ l’incertitude sur la dispersion de vitesse dans le *bin* i et ΔR_i l’écart-type de la distribution de rayons projetés R dans ce même *bin*. Cette définition permet de prendre en compte de manière simple les incertitudes à la fois sur σ_{obs} et sur R dans chaque *bin*.

La seconde famille de fonctions de vraisemblance s’applique à des données *non binnées* de vitesses stellaires. Elle nécessite une hypothèse sur la forme de la distribution de ces vitesses. La fonction de vraisemblance s’écrit :

$$\mathcal{L}^{\text{unbin}} = \prod_{i=1}^{N_{\text{stars}}} \left(\frac{(2\pi)^{-1/2}}{\sqrt{\sigma_p^2(R_i) + \Delta v_i^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{v_i - \bar{v}}{\sigma_p^2(R_i) + \Delta v_i^2}\right)\right] \right)^{P_i}. \quad (3.27)$$

On suppose ici qu’à chaque rayon R_i , la distribution de vitesses stellaires est gaussienne, centrée sur la vitesse moyenne¹⁸ \bar{v} . La dispersion des vitesses au rayon R_i provient à la fois de la dispersion intrinsèque $\sigma_p(R_i)$ – la solution projetée de l’équation de Jeans – et des incerti-

18. La vitesse moyenne est supposée être constante avec le rayon : les effets de rotation sont en particulier négligés.

tudes sur les mesures de vitesses, Δv_i . L'hypothèse de gaussianité s'avère être correcte, d'après les mesures de plusieurs centaines de vitesses stellaires dans les dSphs 'classiques' (voir par exemple Walker et al. 2006; Strigari et al. 2008b). Chaque étoile a une contribution pondérée par sa probabilité P_i d'appartenir à la dSph. Nous reviendrons plus en détail dans la suite sur ces P_i , qui s'avèrent extrêmement importants. Cette méthode *non binnée* a par exemple été utilisée dans Strigari et al. (2008b); Martinez et al. (2009); Geringer-Sameth et al. (2015a). Nous avons procédé à une comparaison systématique des deux méthodes à l'aide de données simulées, comme nous le verrons dans le Chapitre 4.

Priors Les priors $P(\vec{\theta})$ jouent un rôle primordial dans l'analyse MCMC. Ils sont vus comme les connaissances *a priori* des distributions des paramètres. Lorsque les données sont peu nombreuses ou très incertaines, la fonction de vraisemblance peut apporter peu de contraintes, et les priors influencent alors fortement la distribution *a posteriori* $P(\vec{\theta} | \text{données})$ (Eq. 3.23). La forme des priors et leurs intervalles de définition sont donc importants.

Nous nous sommes restreints dans ce travail à des priors *non informatifs*, c'est-à-dire des distributions uniformes¹⁹ sur un intervalle $[a, b]$. En fonction des paramètres, nous avons cependant choisi des distributions uniformes soit en échelle linéaire, soit en échelle logarithmique²⁰. Nous étudierons l'impact des intervalles de ces priors et déterminerons une configuration optimisée, là aussi à l'aide de données simulées, dans le Chapitre 4.

Une contrainte particulière peut être appliquée pour les priors du profil d'anisotropie $\beta_{\text{ani}}(r)$. En effet, tous les modèles solution de l'équation de Jeans ne sont pas forcément physiques : rien ne garantit par exemple la positivité de leur fonction de distribution dans l'espace des phases. Ciotti et Morganti (2010) ont cependant démontré l'existence d'une inégalité entre anisotropie de vitesses et dérivée logarithmique de la densité numérique stellaire, valable pour une large gamme de modèles de systèmes sphériques, et qui permet d'assurer la positivité de la fonction de distribution. Cette inégalité s'écrit :

$$\beta_{\text{ani}}(r) \leq -\frac{1}{2} \frac{d \log v(r)}{d \log(r)}, \quad (3.28)$$

et est appliquée dans ce travail pour rejeter les modèles non physiques.

Valeurs médianes et intervalles de crédibilité Enfin, une fois que les densités de probabilité *a posteriori* des paramètres $\vec{\theta}$ sont reconstruites, il est possible de calculer très simplement des intervalles de crédibilité (*credibility intervals*, CIs) sur des grandeurs $G(\vec{\theta})$ qui en dérivent – comme par exemple les facteurs J et D dans le cas des paramètres de densité de matière noire. Pour cela, on remplit un histogramme avec les $G(\vec{\theta}_i)$ pour chaque point $\vec{\theta}_i$ accepté, ce qui permet d'estimer la densité de probabilité $\mathcal{P}(G)$. On définit alors l'intervalle

19. La définition précise d'un prior non informatif est vague. Certains auteurs considèrent que le prior doit être invariant par reparamétrisation (par exemple, $x \rightarrow 1/x$) pour être non informatif, ce qui n'est pas le cas pour des distributions uniformes. Les priors que nous utilisons pourraient être qualifiés de *très peu informatifs*.

20. Dans ce cas, la probabilité de se trouver dans l'intervalle $[c, d]$ est proportionnelle à $\log(d) - \log(c)$. La densité de probabilité $f(x)$ a ici une dépendance en $1/x$ (car $\int_c^d K d \log(x) = \int_c^d K dx/x$).

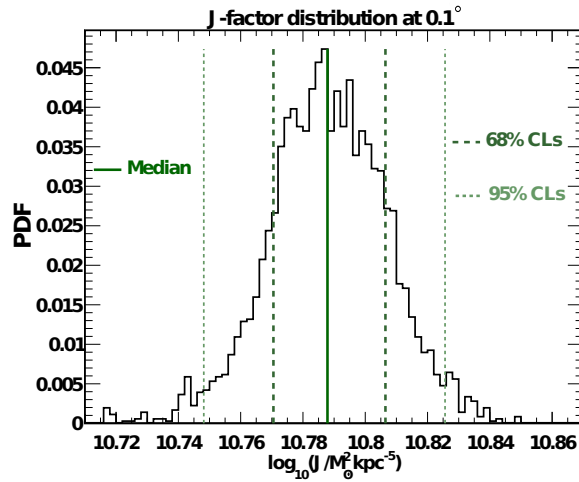


FIGURE 3.14: Illustration de la reconstruction des intervalles de crédibilité pour le facteur J d'une dSph (ici, simulée). À partir de l'histogramme des valeurs de J calculées pour chaque point accepté des chaînes MCMC, on peut facilement déterminer la médiane (trait solide) et les intervalles de crédibilité à 68% et 95% (lignes en pointillés épais et fins respectivement) à l'aide de l'équation 3.29.

de crédibilité $[G_{\text{low}}^{1-\alpha}, G_{\text{high}}^{1-\alpha}]$ de probabilité²¹ $1 - \alpha$ sur la grandeur G par :

$$\int_{-\infty}^{G_{\text{high}}^{1-\alpha}} \mathcal{P}(G) dG = 1 - \alpha = \int_{G_{\text{low}}^{1-\alpha}}^{+\infty} \mathcal{P}(G) dG. \quad (3.29)$$

La Figure 3.14 illustre ces CI pour un exemple de reconstruction de facteur J . Dans la suite, nous utiliserons la médiane comme estimation de la valeur centrale d'une grandeur $G(\vec{\theta})$ ($\alpha = 0.5$ dans l'équation 3.29), ainsi que les intervalles de crédibilité à 68% et 95%.

3.2.4 Facteurs J et D : plus de détails

Avant de présenter nos résultats sur l'analyse des dSphs, nous allons revenir plus en détail sur les facteurs J et D .

Remarques générales On rappelle les expressions des facteurs J et D , introduites dans le Chapitre 2 :

$$J(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \int_l \rho_{\text{DM}}^2(l, \Omega) dl d\Omega, \quad (3.30)$$

et

$$D(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \int_l \rho_{\text{DM}}(l, \Omega) dl d\Omega, \quad (3.31)$$

21. En analyse bayésienne, $\vec{\theta}$ et $G(\vec{\theta})$ sont des variables aléatoires. L'intervalle de crédibilité donne la probabilité que $G(\vec{\theta})$ appartienne à l'intervalle $[G_{\text{bas}}^{1-\alpha}, G_{\text{haut}}^{1-\alpha}]$. Cette vision est très différente d'une interprétation fréquentiste, dans laquelle $\vec{\theta}$ et $G(\vec{\theta})$ sont des grandeurs fixées. Dans ce cas, ce sont les intervalles (dits de *confiance*) qui sont des variables aléatoires, et qui doivent encadrer la vraie valeur du paramètre dans $(1 - \alpha)\%$ des reconstructions.

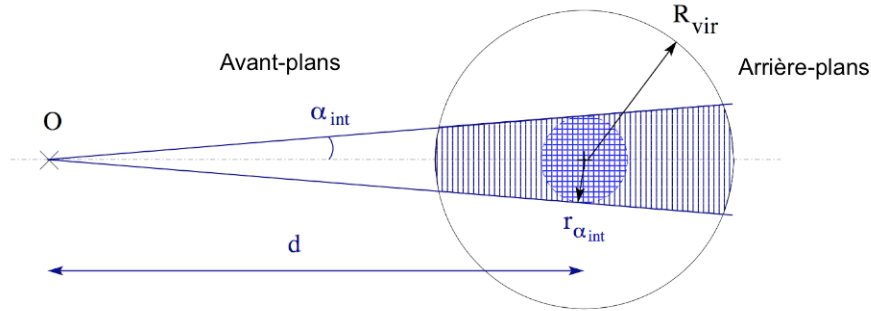


FIGURE 3.15: Illustration des aspects géométriques des facteurs J et D. Un halo de matière noire, de rayon R_{vir} , est situé à une distance d de l'observateur. Pour un angle donné d'intégration α_{int} , la contribution du halo de matière noire aux facteurs J et D est la zone hachurée verticalement. On rappelle que l'angle solide $\Delta\Omega$ est relié à α_{int} par la relation $\Delta\Omega = 2\pi \times [1 - \cos(\alpha_{\text{int}})]$. Figure adaptée de Charbonnier et al. (2011).

avec $\Delta\Omega = 2\pi \times [1 - \cos(\alpha_{\text{int}})]$. Le facteur J (resp. D) est donc l'intégrale suivant la ligne de visée, et dans un angle d'intégration α_{int} , de la densité carrée (resp. densité) de matière noire.

La Figure 3.15 illustre les aspects géométriques associés à ces intégrales. Nous pouvons en tirer plusieurs remarques importantes.

- L'intégration s'arrête au-delà du rayon de viriel du halo de matière noire. Il faut donc en pratique estimer ce rayon pour calculer les facteurs J et D. Nous avons mis en œuvre deux méthodes distinctes pour calculer ce rayon dans le cadre de l'analyse des dSph : une première estimation à l'aide du rayon de marée de ces objets, et une seconde basée sur le rayon pour lequel la densité de matière noire de la dSph est égale à celle de la Voie Lactée. Nous y reviendrons dans la suite.
- Les contributions des densités de matière noire situées aux avant et arrière-plans du halo de la dSph sont ignorées dans le calcul des facteurs J et D. C'est un point important, qui est rarement évoqué. Ces facteurs sont donc en réalité les intégrales des densités de matière noire **des objets considérés** le long de la ligne de visée. Les contributions des avant et arrière-plans au flux γ issu de matière noire sont vues comme un bruit de fond au-dessus duquel le signal de la dSph s'ajoute. Cette image peut cependant s'avérer fautive pour de grands angles d'intégrations α_{int} , pour lesquels la contribution Galactique devient dominante. Nous en reparlerons dans le Chapitre 4.
- La géométrie du problème nous permet de prédire la dépendance des facteurs J et D avec l'angle d'intégration. On s'attend en effet à ce que ces grandeurs soient croissantes avec α_{int} , puisque la portion visible du halo de l'objet augmente avec l'angle d'intégration. Lorsque le halo est entièrement contenu dans l'angle d'ouverture, on atteint un plateau, et les facteurs J et D sont maximaux. La Figure 3.16 présente le facteur D reconstruit pour la dSph Fornax, en fonction de l'angle α_{int} , et permet d'illustrer ce comportement. Un autre point important, visible sur cette même figure, est l'existence d'un angle d'intégration critique pour lequel les incertitudes sur les facteurs J et D sont minimales. Pour les facteurs J des dSph, Walker et al. (2011) et Charbonnier et al. (2011) ont déterminé que cet angle était relié à la distance héliocentrique et au rayon de

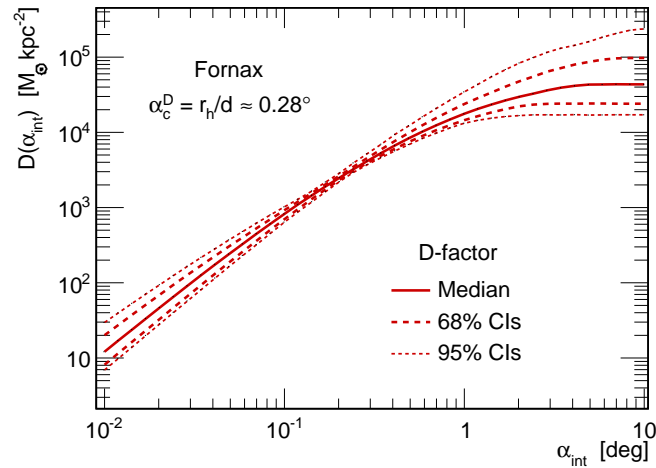


FIGURE 3.16: Facteur D reconstruit pour la dSph Fornax à l’aide de notre analyse de Jeans, en fonction de l’angle d’intégration α_{int} . Le facteur D est croissant avec l’angle d’intégration, jusqu’à atteindre un plateau lorsque le halo de matière noire de l’objet est entièrement contenu dans l’angle d’ouverture. Les incertitudes sur le facteur D sont minimales à l’angle critique $\alpha_c^D \simeq R_h/d \simeq 0.28^\circ$.

demi-lumière (projeté) de la dSph par la relation :

$$\alpha_c^J \simeq 2 \times R_h/d. \quad (3.32)$$

À l’aide de données simulées (voir Chapitre 4), nous avons pu étendre cette relation aux facteurs D, pour lesquels l’angle critique α_c^D vaut :

$$\alpha_c^D \simeq R_h/d. \quad (3.33)$$

Dans cette thèse, les facteurs J et D sont calculés à l’aide du code CLUMPY. C’est un logiciel public, écrit en langage C par Aldée Charbonnier, David Maurin et Céline Combet (Charbonnier et al. 2012), et dédié au calcul des facteurs J et D. CLUMPY permet de prendre en compte les contributions du halo de la Voie Lactée et de ses sous-structures, ainsi que celles de halos extérieurs comme ceux des dSphs, pour créer des cartes du ciel d’émission γ provenant de matière noire. J’ai contribué à une deuxième version du code, décrite dans l’article Bonnivard et al. (2016), qui inclut en particulier l’analyse de Jeans. L’Annexe D présente plus en détail CLUMPY et mes contributions à sa deuxième version.

Remarque : deux unités sont couramment utilisées pour les facteurs J et D : une première employée plutôt par la communauté astrophysique, en $M_\odot^2 \text{ kpc}^{-5}$ et $M_\odot \text{ kpc}^{-2}$ respectivement ; et une seconde plutôt par la communauté physique des particules, en $\text{GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$ et GeV cm^{-2} . Les deux unités apparaîtront dans la suite. Notons que $1 \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5} = 2.25 \times 10^{-7} M_\odot^2 \text{ kpc}^{-5}$, et $1 \text{ GeV cm}^{-2} = 8.55 \times 10^{-15} M_\odot \text{ kpc}^{-2}$.

Facteurs de boost Un dernier point important concernant les facteurs J est le *boost* dû aux sous-structures de matière noire. En effet, comme nous l’avons évoqué dans le Chapitre 1, les simulations de formation des structures indiquent que les halos de matière noire contiennent

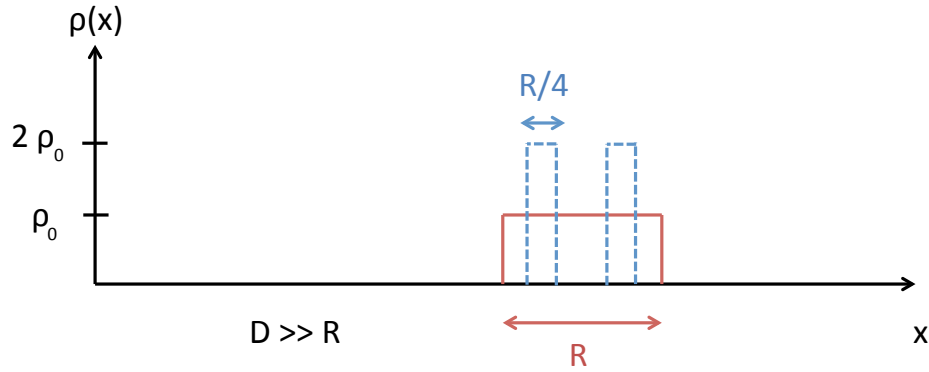


FIGURE 3.17: Illustration simple, à une dimension, de l'effet des sous-structures sur le facteur J. On considère un halo de matière noire situé à une distance D et de largeur R . Sa densité est répartie soit sous la forme d'une contribution lisse, de densité ρ_0 (rouge), soit *via* deux sous-structures de densité $2 \times \rho_0$ (bleu). La masse totale est la même dans les deux cas. Cependant, le facteur J de la contribution lisse vaut $J_{\text{sm}} = \rho_0^2 R$, alors que celui des sous-structures est $J_{\text{cl}} = 2\rho_0^2 R$. C'est l'effet de *boost*.

une grande quantité de sous-halos. Les profils de densité de matière noire ajustés aux résultats de ces simulations sont en fait la somme d'une contribution dite lisse (*smooth*), et d'une contribution des sous-structures (*clumps*) :

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \rho_{\text{sm}}(r) + \sum_i \rho_{\text{cl}}^i(r). \quad (3.34)$$

Comme le facteur J est l'intégrale du **carré** de cette densité, la prise en compte des sous-structures peut contribuer à le *booster*²². La Figure 3.17 illustre cet effet dans le cas unidimensionnel. Notons que le facteur D n'est lui pas concerné, puisque qu'il correspond à l'intégrale de la densité.

Le facteur de *boost* dépend de la distribution spatiale des sous-structures à l'intérieur du halo principal et de leur distribution en masse, mais aussi de leur masse minimale et de leur concentration. Ces quantités sont entièrement dépendantes des résultats des simulations numériques, et donc incertaines. Il apparaît néanmoins que les objets les plus massifs présentent les facteurs de *boost* les plus grands – de l'ordre de $\sim 10 - 20$ par exemple pour les amas de galaxies. Dans le cas des dSphs, Charbonnier et al. (2011) ont montré que pour des configurations standard des différentes grandeurs liées aux sous-structures, l'amplification du facteur J ne dépassait pas un facteur $\lesssim 2$. Nous négligerons donc les sous-structures dans la suite, et identifierons profil de densité totale et profil lisse.

3.3 Conclusions

Ce chapitre nous a permis de présenter en détail les propriétés astrophysiques des galaxies naines sphéroïdes. Ces dSphs forment les plus petites galaxies connues, et figurent parmi les objets astrophysiques les plus dominés par la matière noire. Nous avons détaillé les mé-

22. La raison est simplement que le carré de la somme est supérieur à la somme des carrés.

thodes de mesure des observables physiques qui permettent, grâce à l'analyse de Jeans, de contraindre leur profil de densité de matière noire. Nous avons décrit cette méthode d'analyse et ses différents ingrédients, de même que l'outil statistique – le MCMC – que nous avons choisi d'utiliser pour l'ajustement. Le chapitre suivant présente l'ensemble des études et résultats que nous avons obtenus sur les dSphs de la Voie Lactée.

4

Facteurs d'annihilation et de désintégration des galaxies naines sphéroïdes

Sommaire

4.1	Détermination d'une configuration optimisée pour l'analyse de Jeans	104
4.1.1	Objectifs et méthodologie	104
4.1.2	Rôle des priors et des paramétrisations	106
4.1.3	Fonction de vraisemblance et rayon de viriel	116
4.1.4	Triaxialité	118
4.2	Impact de la contamination par les étoiles d'avant-plan	120
4.2.1	Distinction entre étoiles membres et avant-plans	120
4.2.2	Simulation de dSphs contaminées	121
4.2.3	Contamination et surestimation des facteurs J	123
4.2.4	Conclusions	124
4.3	Reconstruction des facteurs J et D de vingt-trois galaxies naines sphéroïdes	125
4.3.1	dSphs et données	125
4.3.2	Tests de contamination : le problème Segue I	130
4.3.3	Facteurs J et D	133
4.4	Conclusions et perspectives	139



LE TRAVAIL sur les galaxies naines sphéroïdes forme le cœur de cette thèse. Ce chapitre va nous permettre de présenter et de discuter l'ensemble de nos résultats sur ces objets. Notre travail s'est divisé en deux parties. Nous avons tout d'abord réalisé un nombre important de tests systématiques sur l'analyse de Jeans, à l'aide de dSphs simulées,

afin d'identifier les ingrédients pouvant mener à des biais et à de mauvaises estimations des incertitudes sur les facteurs J et D. L'objectif était de fournir des estimations les plus *réalistes* possibles des facteurs d'annihilation/désintégration, et en particulier de leurs incertitudes, en établissant une configuration optimisée d'analyse. L'application de cette configuration à vingt-trois dSphs de la Voie Lactée est la seconde partie de notre travail.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus des différents articles que nous avons soumis ou publiés durant les deux dernières années : [Bonnivard et al. 2015a,b,c,d](#) et [Walker et al. \(2016\)](#). Tous utilisent le code CLUMPY et son module de Jeans, lui aussi associé à une publication ([Bonnivard et al. 2016](#)). Ces travaux sont le fruit d'une collaboration avec nos collègues Matthew G. Walker, de l'université de Pittsburgh, et Céline Combet, du LPSC, et ont nécessité une utilisation intensive du centre de calcul de l'IN2P3, situé à Lyon – nous y reviendrons par la suite.

4.1 Détermination d'une configuration optimisée pour l'analyse de Jeans

4.1.1 Objectifs et méthodologie

L'analyse de Jeans requiert de nombreux ingrédients, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Les choix possibles des paramétrisations, des priors et de leurs intervalles sont variés. Les analyses présentes dans la littérature se distinguent en particulier par leurs choix de profils de densité de matière noire. Certains auteurs (voir [Bergström et Hooper 2006](#); [Sánchez-Conde et al. 2007](#); [Bringmann et al. 2009](#)) fixent ainsi les pentes de ces profils, par exemple pour former des paramétrisations NFW – Eq. 3.11 avec $(\alpha, \beta, \gamma) = (1, 3, 1)$ –, tandis que d'autres les laissent libres mais utilisent des priors contraignants, inspirés des résultats de simulations numériques de formation des structures (par exemple, [Strigari et al. 2007](#); [Martínez et al. 2009](#)). Le rôle précis des baryons n'étant pas encore entièrement compris dans ces simulations, nous avons choisi de laisser une liberté importante aux différents paramètres plutôt que de leur imposer des restrictions fortes. C'est la philosophie adoptée par [Essig et al. \(2009\)](#); [Charbonnier et al. \(2011\)](#); [Walker et al. \(2011\)](#). L'objectif est d'obtenir des incertitudes sur les facteurs J et D qui reproduisent de manière réaliste notre degré de méconnaissance des ingrédients de l'analyse de Jeans.

La plupart des analyses ont en commun d'utiliser un profil Plummer de densité stellaire (Eq. 3.13) et une anisotropie constante (Eq. 3.19). Nous avons décidé de réaliser une étude systématique visant à quantifier l'impact des paramétrisations – à la fois de densité de matière noire, mais aussi de densité stellaire et d'anisotropie – sur la reconstruction des facteurs J et D. Nous avons utilisé pour cela des données simulées.

Données simulées La simulation de dSphs repose sur le calcul des fonctions de distribution dans l'espace des phases, f . Pour certains choix de paramétrisations de $\rho_{\text{DM}}(r)$, $\nu(r)$ et $\beta_{\text{ani}}(r)$, il est en effet possible de calculer analytiquement ou numériquement ces fonctions de distribution (voir par exemple [Walker et Peñarrubia 2011](#); [Walker et al. 2011](#)). En tirant aléatoirement des positions et vitesses qui échantillonnent cette fonction, on obtient un ensemble d'étoiles représentant une population à l'équilibre, à l'intérieur du potentiel gravitationnel

TABLE 4.1: Propriétés des trois jeux de données simulées. $\rho_{\text{DM}}(r)$ et $\nu(r)$ sont des profils Zhao, γ fait référence à la pente logarithmique interne des profils et r_s à leur rayon caractéristique. Deux des trois jeux sont issus du *Gaia Challenge* (astrowiki.ph.surrey.ac.uk/dokuwiki).

Jeu de données	Sphérique	Sphérique	Triaxial
# de modèles	64	32	2
γ_{DM}	[0, 1]	0 – 1	0.23 – 1
r_s [kpc]	[0.2, 1]	1	1.5
γ^*	[0, 0.7]	0.1 – 1	0.23
r_s^* [kpc]	[0.1, 1]	[0.1, 1]	0.81
Profil β_{ani}	Cst	Cst+Osipkov	Baes & van Hese

d’un halo de matière noire similaire à celui d’une dSph. En ajoutant à ces grandeurs des incertitudes instrumentales, on obtient des données imitant des mesures réelles. Pour notre travail de recherche d’une configuration optimisée, nous avons utilisé trois jeux de données simulées. Tous ont en commun d’avoir été générés avec des profils Zhao (Eq. 3.11), à la fois pour $\rho_{\text{DM}}(r)$ et $\nu(r)$. La Table 4.1 résume certaines caractéristiques de ces jeux.

- Le premier jeu comporte 64 modèles de dSphs issus de Charbonnier et al. (2011); Walker et al. (2011). Les pentes externes et de transition, β et α , sont les mêmes pour chacun d’entre eux¹ : on a $\beta_\star = 5$, $\alpha_\star = 2$ et $\beta_{\text{DM}} = 3.1$, $\alpha_{\text{DM}} = 2$. Les paramètres qui varient d’un modèle à l’autre sont la normalisation ρ_s , choisie de telle sorte que la masse contenue dans un rayon de 300 pc vaille $M_{300} \sim 10^7 M_\odot$, ainsi que γ_\star , γ_{DM} , r_\star et r_s (Table 4.1). Enfin, le profil d’anisotropie est constant, et prend des valeurs entre $\beta_{\text{ani}} = -0.45$ et $\beta_{\text{ani}} = +0.3$.
- Le second jeu de données compte 32 modèles. La différence principale par rapport au premier concerne le profil d’anisotropie : la moitié des modèles a été générée avec un profil Osipkov-Merritt (Eq. 3.20) et est associée par paire à des modèles avec anisotropie constante. Les paramètres de $\rho_{\text{DM}}(r)$ et de $\nu(r)$ sont les mêmes pour chaque paire de modèles, ce qui permet de tester l’impact du profil d’anisotropie. Les paramètres utilisés pour $\rho_{\text{DM}}(r)$ et $\nu(r)$ sont présentés en Table 4.1. Ces données ont auparavant été utilisées par Walker et Peñarrubia (2011).
- Le dernier jeu de données a la particularité de ne pas présenter de symétrie sphérique. Les deux modèles qu’il contient sont en effet triaxiaux, à la fois pour leur halo de matière noire et pour leur composante stellaire. Les rapports des axes sont $b/a = 0.8$ et $c/a = 0.6$ pour les deux modèles, et tous deux ont été générés avec un profil d’anisotropie Baes & van Hese (Eq. 3.21). Seule la pente interne du profil de densité de matière noire varie d’un modèle à l’autre, passant de $\gamma_{\text{DM}} = 0.23$ à $\gamma_{\text{DM}} = 1.0$. Ces modèles vont nous permettre de tester l’impact de l’hypothèse de sphéricité dans l’analyse de Jeans.

Pour chaque modèle de dSph, nous travaillons avec $N = 30$, $N = 1000$ et $N = 10000$ étoiles, pour lesquelles des mesures de vitesses sont simulées. Ces échantillons permettent de représenter des dSphs ‘ultrafaint’, ‘classiques’ ou ‘idéales’ (Figure 4.1). Chaque objet est considéré comme distant de $d = 100$ kpc. Cette valeur est arbitraire et n’affecte pas les ré-

1. Les grandeurs avec une étoile en indice font référence aux profils de densité stellaire.

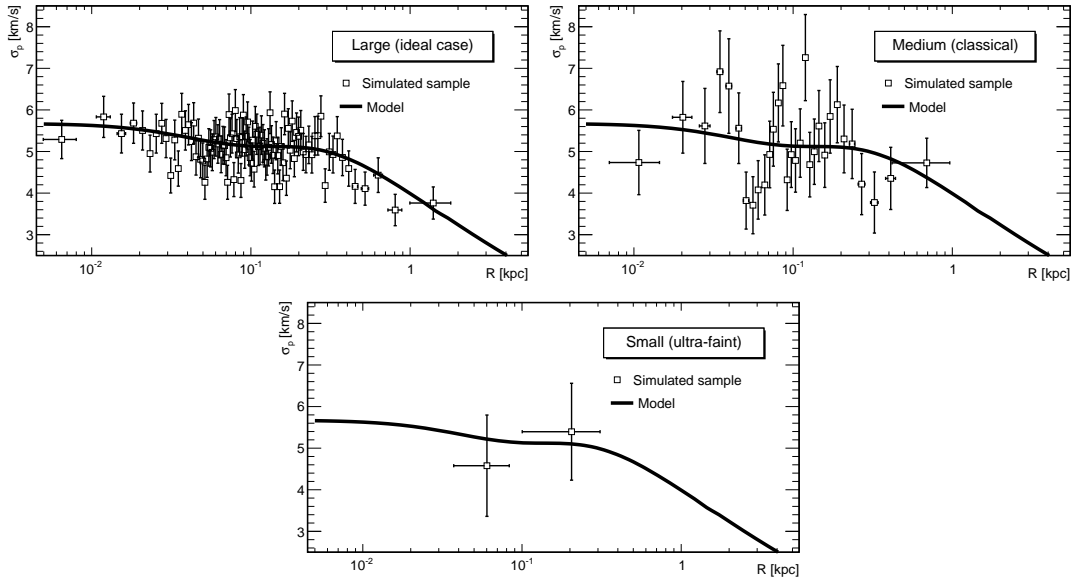


FIGURE 4.1: Profils de dispersion de vitesse reconstruits pour les trois tailles d'échantillon, pour un même modèle sous-jacent (trait noir). En haut à gauche : $N = 10000$ étoiles (cas 'idéale'); en haut à droite : $N = 1000$ étoiles ('classique'); en bas : $N = 30$ étoiles ('ultra-faint').

sultats. Enfin, à chaque vitesse est ajouté un bruit gaussien d'écart-type $\sigma = 2 \text{ km s}^{-1}$, pour refléter les incertitudes observationnelles. Notons qu'aucune contamination d'avant-plans Galactiques n'est considérée ici.

Méthodologie L'utilisation de données simulées permet de comparer les facteurs J et D reconstruits aux facteurs vrais, qui peuvent être calculés grâce à la connaissance des profils sous-jacents de matière noire. La distribution des écarts entre valeurs reconstruites et valeurs vraies nous permet d'évaluer la qualité d'une configuration d'analyse de Jeans. En pratique, nous considérerons qu'un écart systématique tel que les valeurs vraies ne sont pas contenues dans les CIs à 95% des valeurs reconstruites constitue un *biais*. La meilleure configuration d'analyse de Jeans doit, à nos yeux, limiter ces biais et présenter les plus faibles intervalles de crédibilité.

Dans la suite, nous nous concentrerons sur les facteurs J . Les résultats sur les facteurs D sont très similaires. Nous commencerons par évaluer l'impact des différentes paramétrisations et des intervalles des priors sur la reconstruction des facteurs d'annihilation. Nous comparerons ensuite plusieurs fonctions de vraisemblance et méthodes d'estimation des rayons de viriel, puis étudierons l'effet de non sphéricité des halos de matière noire.

4.1.2 Rôle des priors et des paramétrisations

4.1.2.1 Densité de matière noire

La quantité clé pour la détection indirecte est le profil de densité de matière noire. Un point important, déjà évoqué par Charbonnier et al. (2011) et confirmé par notre analyse, est qu'il est très difficile de contraindre les pentes internes des profils de matière noire grâce à l'ana-

TABLE 4.2: Intervalles des priors uniformes utilisés pour les paramètres de ρ_{DM} . Les conditions supplémentaires décrites en dernière colonne permettent d’obtenir des CIs plus contraints.

Profil DM	Paramètre	Prior	Condition sup.
Zhao Eq. (3.11)	$\log_{10}(\rho_s/M_\odot \text{ kpc}^{-3})$	[5, 13]	-
	$\log_{10}(r_s/\text{kpc})$	[-3, 1]	$r_s \geq r_s^*$
	α_{DM}	[0.5, 3]	-
	β_{DM}	[3, 7]	-
	γ_{DM}	[0, 1.5]	$\gamma_{\text{DM}} \leq 1$
Einasto Eq. (3.12)	$\log_{10}(\rho_{-2}/M_\odot \text{ kpc}^{-3})$	[5, 13]	-
	$\log_{10}(r_{-2}/\text{kpc})$	[-3, 1]	$r_{-2} \geq r_s^*$
	α	[0.05, 1]	$\alpha \geq 0.12$

lyse de Jeans. Ceci est en partie dû à la dégénérescence entre $\rho_{\text{DM}}(r)$ et $\beta_{\text{ani}}(r)$ – rappelons que l’anisotropie ne peut être mesurée –, mais aussi à celle entre les paramètres de matière noire eux-mêmes. C’est en effet la *masse*, et donc l’intégrale de la densité, qui intervient dans la solution de l’équation de Jeans (Eq. 3.5), et pas la densité elle-même. Ne pas pouvoir contraindre ces profils internes est un problème pour la comparaison avec les prédictions des simulations numériques, mais pas pour la détermination des facteurs J : Charbonnier et al. (2011) ont en effet montré, à l’aide de simulations, que l’analyse de Jeans permet de reconstruire des facteurs J robustes, dont les intervalles de crédibilité recouvrent les valeurs vraies.

Dans le cadre de notre travail, nous avons choisi de tester les deux familles de profils les plus couramment utilisées : les profils Zhao (Eq. 3.11) et Einasto (Eq. 3.12). La Table 4.2 présente les paramètres de ces profils et les intervalles que nous avons fixés pour leurs priors. Ces priors couvrent délibérément des intervalles larges, afin de laisser le plus de liberté possible aux ajustements : on obtient ainsi une analyse *data-driven*.

Coupure sur le rayon d’échelle Pour étudier l’impact du choix des intervalles sur la reconstruction des facteurs J, nous commençons par utiliser le premier jeu de données simulées. Pour chacun des 64 modèles et pour les trois tailles d’échantillon, nous appliquons une analyse de Jeans *binnée* (avec la fonction de vraisemblance de l’équation 3.25), avec un profil de matière noire Zhao, et en fixant les paramètres de densité stellaire et d’anisotropie aux *vraies valeurs*. Ceci nous permet d’étudier l’impact direct du profil de matière noire et de ses priors, en s’affranchissant des incertitudes dues aux autres ingrédients. Tous les halos ont un rayon de viriel fixé pour le moment à $R_{\text{vir}} = 10 \text{ kpc}$. Dans cette configuration, le temps de calcul nécessaire à l’analyse d’un modèle varie entre quelques dizaines de minutes (dSphs ‘ultrafaint’) et quelques heures (dSphs ‘idéales’). L’étude des 192 jeux de données a nécessité l’utilisation du centre de calcul de l’IN2P3, qui nous a permis de lancer les analyses en parallèle sur plusieurs centaines de cœurs. La Figure 4.2 illustre les résultats de l’étude pour un modèle typique, de taille ‘ultrafaint’. Le facteur J en bleu (panneau de droite) est obtenu avec les priors initiaux de la Table 4.2. On observe que l’intervalle de crédibilité supérieur est cinq ordres de grandeur au-dessus du vrai facteur J (trait noir), bien que les données de dispersion de vitesse (panneau de gauche) soient bien ajustées. Ce comportement est dû à certains modèles, acceptés

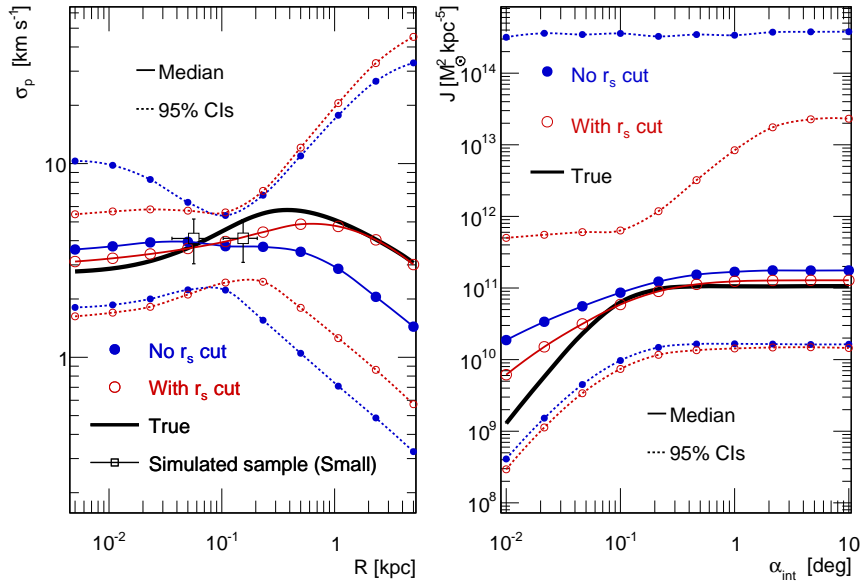


FIGURE 4.2: Valeurs médianes (lignes pleines avec symboles) et CIs à 95% (traits fins pointillés) pour la dispersion de vitesse (à gauche) et le facteur J (à droite) d'une dSph 'ultrafaint' simulée. Les grandeurs vraies sont les courbes en noir. Ajouter la condition $r_s \geq r_s^*$ permet de réduire drastiquement les intervalles de crédibilité sur le facteur J (courbes rouges), tout en conservant un bon ajustement aux données de dispersions de vitesse.

par l'analyse MCMC, présentant de très faibles rayons d'échelle r_s et de très fortes densités ρ_s (Figure 4.3). Ces modèles représentent des halos extrêmement concentrés en matière noire, dont la taille caractéristique est inférieure à celle de leur population stellaire, caractérisée par r_s^* .

Nous avons donc choisi d'ajouter une coupure $r_s \geq r_s^*$, impliquant que le halo de matière noire d'une dSph doit être au moins aussi étendu que la population stellaire qu'il contient. Cette condition apparaît naturelle si l'on suppose que les étoiles se sont formées après accré- tion de gaz au centre du halo de matière noire de la dSph. Elle permet de restreindre fortement les intervalles de crédibilité supérieurs sur les facteurs J des 'ultrafaint' (en rouge sur la Fi- gure 4.2), sans apporter de biais. Nous avons confirmé ce comportement sur l'ensemble des 64 modèles 'ultrafaint' du jeu de données. Les échantillons de tailles 'classique' et 'idéale' ne sont quant à eux que peu affectés par cette coupure.

Zhao versus Einasto Étudions maintenant l'impact du choix de la paramétrisation de $\rho_{\text{DM}}(r)$. Nous réalisons la même analyse que précédemment, mais avec le profil Einasto, pour lequel nous ajoutons une coupure² $r_{-2} \geq r_s^*$. Les résultats obtenus sont extrêmement simi- laires à ceux de l'analyse en paramétrisation Zhao, ce qui confirme que la forme précise du profil de densité de matière noire n'est pas contrainte par l'analyse de Jeans. La Figure 4.4 montre la distribution des valeurs de $\log_{10}(J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}})$ reconstruites à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$ (Eq. 3.32)

2. Cette coupure n'est pas strictement équivalente à celle sur r_s , puisque r_s est généralement différent de r_{-2} . Elle donne cependant des résultats très similaires. Nous considérons ici r_{-2} comme un rayon caractéristique de la taille du halo de matière noire.

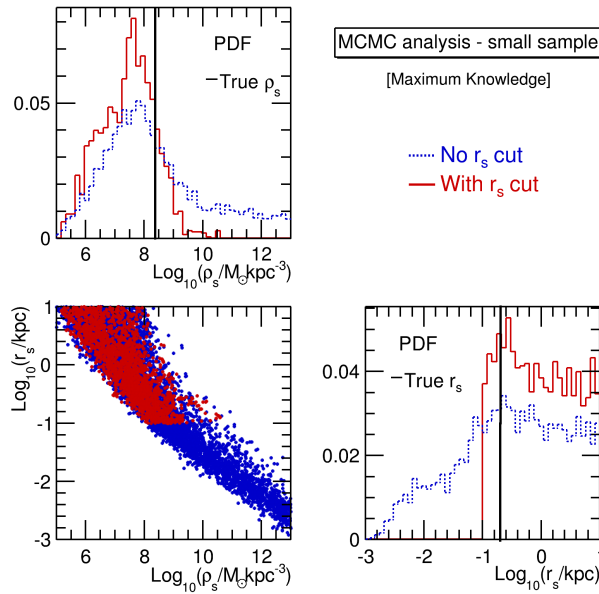


FIGURE 4.3: Densités de probabilité *a posteriori* et corrélation entre ρ_s et r_s , obtenues par l’analyse de Jeans de l’objet présenté en Figure 4.2. Ces deux paramètres sont anticorrélés : c’est la *masse* qui intervient dans la solution de l’équation de Jeans, et pour une masse donnée, la densité doit augmenter lorsque r_s diminue. La coupure $r_s \geq r_s^*$ permet de rejeter des modèles non physiques, avec de très fortes densités et de très faibles extensions spatiales. Les traits noirs sont les valeurs *vraies* des paramètres.

pour les 64 modèles de taille ‘classique’, en utilisant le profil Zhao (bleu) ou Einasto (rouge). Les distributions sont très similaires. Dans la suite, nous utiliserons le profil Einasto, qui ne contient que trois paramètres libres au lieu de cinq pour le profil Zhao, ce qui permet en particulier d’accélérer la convergence des chaînes MCMC.

Anisotropie et coupure sur α_{Einasto} Nous reproduisons maintenant l’analyse précédente mais en laissant libre le profil d’anisotropie, choisi comme constant, c’est-à-dire avec la même forme que celle qui a été utilisée pour générer les dSphs simulées que nous analysons ici. Le paramètre β_0 peut varier entre -9 et 1 , autorisant des anisotropies tangentielles, radiales ou nulles, et la condition d’inégalité reliant densité stellaire – pour laquelle nous employons le *vrai* profil – et anisotropie est appliquée (Eq. 3.28). L’anisotropie a un rôle de paramètre de nuisance : les intervalles de crédibilité sur les facteurs J doivent être significativement plus grands lorsqu’elle est laissée libre. C’est ce qu’on observe clairement sur la Figure 4.5, à l’aide des histogrammes des distributions de $\log_{10}(J^{+95\%CI}/J^{\text{vrai}})$ des 64 modèles analysés, à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$, pour les trois tailles d’échantillons. La distribution en haut à gauche est celle obtenue lorsque l’anisotropie est fixée à sa vraie valeur, et celle en haut à droite lorsqu’elle est laissée libre. Pour les échantillons de tailles ‘classique’ et ‘idéale’ (*medium* et *large* sur la Figure 4.5, en

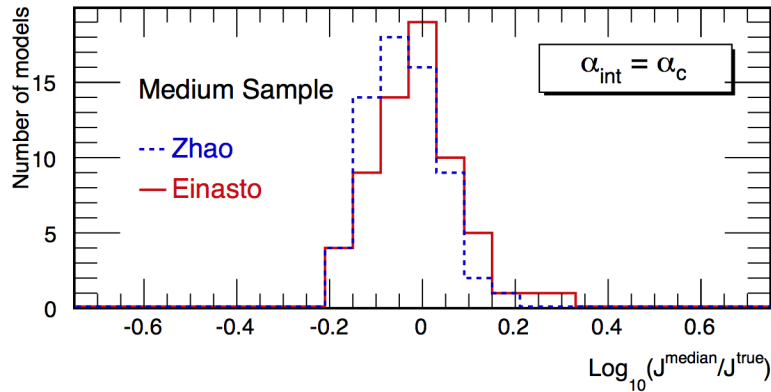


FIGURE 4.4: Distribution des valeurs de $\log_{10}(J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}})$ reconstruites à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$ (Eq. 3.32) pour les 64 modèles de taille ‘classique’, en utilisant le profil Zhao (bleu) ou Einasto (rouge). Les distributions sont très similaires.

vert et bleu), les CIs supérieurs augmentent significativement³, typiquement d’un ordre de grandeur.

Cet accroissement de la taille des CIs est causé en premier lieu par les pentes internes des profils de matière noire. Charbonnier et al. (2011) ont par exemple montré que réduire l’intervalle de la pente interne γ_{DM} du profil Zhao de $[0, 1.5]$ à $[0, 1]$ permettait de diminuer significativement la taille des CIs. Les modèles présentant les plus fortes pentes internes génèrent en effet de très forts facteurs J , qui contribuent à augmenter les CIs supérieurs. Nous avons décidé d’appliquer une coupure similaire dans notre analyse. L’intervalle du paramètre α du profil Einasto est ainsi réduit⁴ à $[0.12, 1]$ au lieu de $[0.05, 1]$. Comme illustré sur le panneau bas de la Figure 4.5, cette coupure est très efficace pour réduire les CIs supérieurs pour les échantillons ‘classiques’ et ‘idéaux’ (voir en comparaison le panneau en haut à droite de cette même figure). Elle n’a pas d’impact sur les CIs inférieurs. Les ‘ultrafaint’ ne sont pas affectées : ce sont les erreurs *statistiques* qui dominent leurs CIs. Nous reviendrons sur ce point dans la suite.

Notons que cette restriction sur la pente interne peut engendrer une sous-estimation des facteurs J pour des modèles avec de fortes pentes ($\gamma > 1$). Il permet cependant d’obtenir des résultats plus robustes pour des objets avec $\gamma \leq 1$. Comme nous l’avons évoqué dans le Chapitre 1, l’analyse de certains dSphs (comme Fornax, *via* la dynamique de ses amas globulaires) semble rejeter des profils à très fortes pentes internes, et permet de justifier notre choix. C’est cet intervalle sur α qui sera utilisé pour l’ensemble des analyses qui suivent.

3. La Figure 4.5 nous permet aussi d’apprécier l’impact de la taille de l’échantillon sur les CIs. Ces derniers couvrent typiquement un ordre de grandeur pour les ‘ultrafaint’ dans le cas où seul le profil de matière noire est laissé libre (panneau de gauche), tandis qu’ils sont restreints à un facteur $\lesssim 2$ pour les dSphs ‘idéales’, avec 10000 mesures de vitesses.

4. Il n’y a pas d’équivalence directe entre la pente interne du profil Zhao et la pente logarithmique $d \log \rho / d \log r = -2(r/r_{-2})^\alpha$ du profil Einasto. La limite inférieure sur α est choisie de telle sorte que la pente logarithmique soit égale à -1 pour $r/r_{-2} = 1/300$, ce qui donne $\alpha \sim 0.12$. La valeur $\alpha = 0.05$ utilisée au départ comme borne inférieure correspond à une pente logarithmique de -1.5 pour la même valeur de r/r_{-2} .

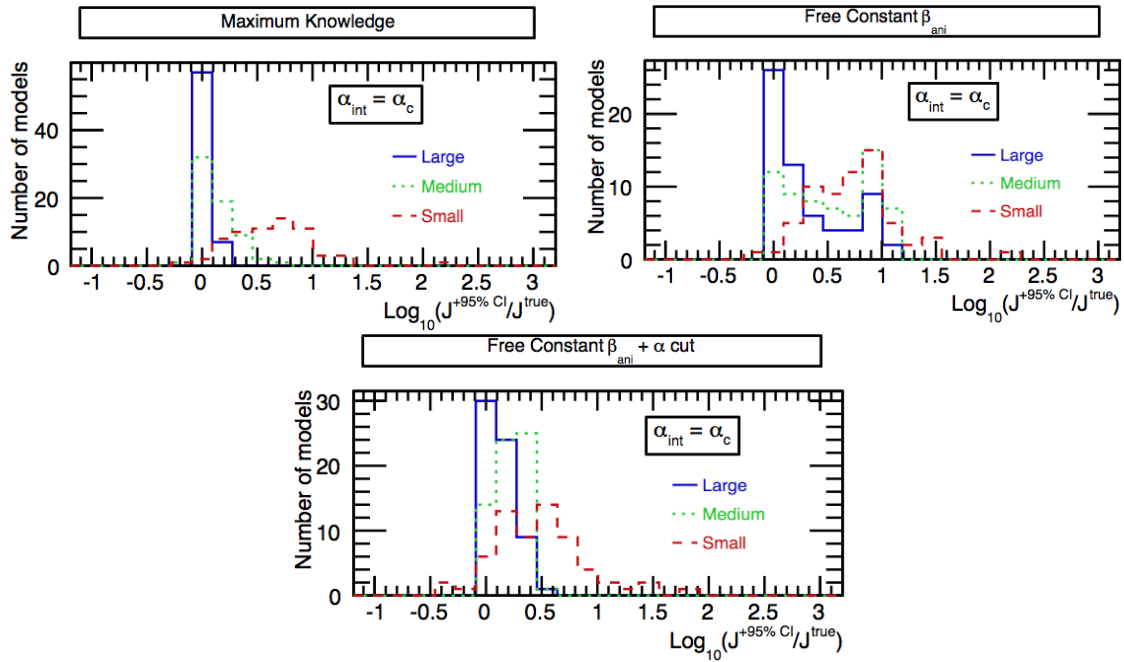


FIGURE 4.5: Distribution des valeurs de $\log_{10}(J^{+95\%CI}/J^{\text{vrai}})$ des 64 modèles analysés, à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$, pour les trois tailles d'échantillon. La distribution en haut à gauche est celle obtenue lorsque l'anisotropie est fixée à sa vraie valeur, celle en haut à droite quand l'anisotropie est laissée libre, et celle en bas lorsqu'on restreint le paramètre α du profil Einasto à l'intervalle $[0.12, 1]$.

4.1.2.2 Profils d'anisotropie

Nous allons maintenant nous intéresser à la paramétrisation du profil d'anisotropie. Nous considérons pour cela le deuxième jeu de données, qui présente 16 paires de modèles avec une anisotropie constante ou Osipkov-Merritt, mais avec un même profil de matière noire. Nous réalisons une analyse de Jeans de ces 32 modèles, pour chacune des tailles d'échantillon, en fixant là aussi les paramètres de densité stellaire à leurs valeurs vraies et en appliquant les conclusions du paragraphe précédent (profil Einasto et coupures sur r_{-2} et α). Nous reproduisons l'analyse avec les trois profils d'anisotropie présentés dans le Chapitre 3 : le profil constant (Eq. 3.19), le profil Osipkov-Merritt (Eq. 3.20) et le profil Baes & van Hese (Eq. 3.21). Les intervalles des priors que nous utilisons sont décrits dans la Table 4.3. L'emploi du profil Baes & van Hese augmente significativement le temps de calcul de la solution de l'équation de Jeans par rapport aux profils constant et Osipkov-Merritt (voir Annexe D). L'analyse d'un modèle 'idéal' nécessite ainsi environ 48 h de temps de calcul pour obtenir un nombre suffisant (~ 1000) d'échantillons acceptés par le MCMC. Ici aussi, l'utilisation du centre de calcul de l'IN2P3 a été primordiale.

Il apparaît que le choix de la paramétrisation a un impact parfois très fort pour les dSphs avec des échantillons de vitesses stellaires de taille importante ('classiques' et 'idéales'). Utiliser la *mauvaise* paramétrisation (par exemple, un profil constant alors que le profil sous-jacent est Osipkov-Merritt) peut avoir un effet catastrophique sur le facteur J . Cet effet est illustré pour un exemple particulièrement problématique en Figure 4.6. Pour ce modèle de taille 'idéale' et d'anisotropie sous-jacente Osipkov-Merritt, l'utilisation d'un profil constant

TABLE 4.3: Intervalles des priors uniformes utilisés pour les paramètres de $\beta_{\text{ani}}(r)$. Notons que tous les modèles doivent satisfaire l'inégalité 3.28, reliant l'anisotropie à la densité numérique stellaire, pour être acceptés.

Profil d'anisotropie	Paramètre	Intervalle
Constant Eq. (3.19)	β_0	[-9, 1]
Osipkov-Merritt Eq. (3.20)	$\log_{10}(r_a)$	[-3, 1]
Baes & van Hese Eq. (3.21)	β_0	[-9, 1]
	β_∞	[-9, 1]
	$\log_{10}(r_a)$	[-3, 1]
	η	[0.1, 4]

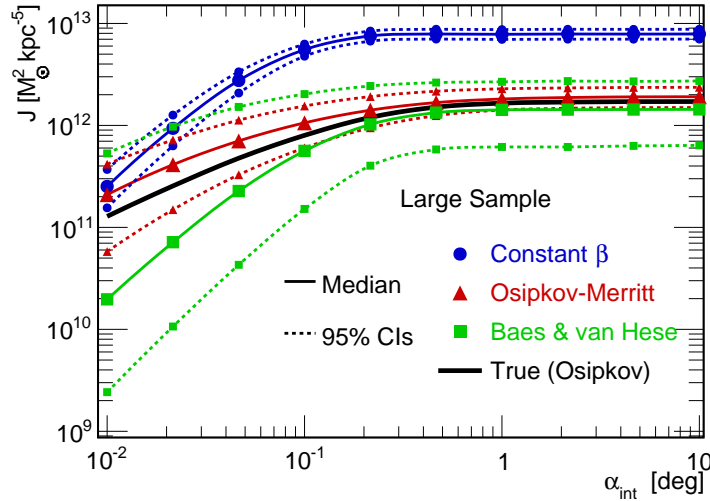


FIGURE 4.6: Valeurs médianes (lignes pleines avec symboles) et CIs à 95% (lignes pointillées avec symboles) de $J(\alpha_{\text{int}})$, reconstruites pour une dSph simulée (échantillon de taille 'idéale') avec un profil d'anisotropie Osipkov-Merritt. Le vrai facteur J est en noir. Trois profils d'anisotropie ont été utilisés dans l'analyse : i) Constant (en bleu), ii) Osipkov-Merritt (en rouge) et iii) Baes & van Hese (en vert).

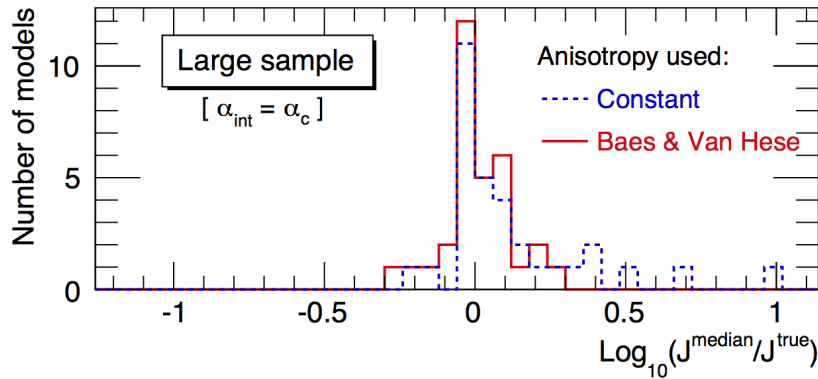


FIGURE 4.7: Distribution des valeurs de $\log_{10}(J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}})$ à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$ pour les 32 modèles du deuxième jeu de données simulées, pour les échantillons de taille ‘idéale’. Les facteurs J sont reconstruits à l’aide d’une analyse avec anisotropie constante (en bleu) ou Baes & van Hese (en rouge). Les modèles les plus problématiques, qui surestiment le facteur J en anisotropie constante, voient leur biais réduit lorsque le profil Baes & van Hese est utilisé.

mène à la surestimation du facteur J d’un ordre de grandeur (en bleu). Les CIs associés sont extrêmement réduits, et n’englobent pas le vrai facteur J (en noir) : la reconstruction est biaisée. Lorsqu’on utilise le bon profil d’anisotropie, le facteur J reconstruit (en rouge) est en très bon accord avec le vrai.

Nous ne disposons cependant pas de mesures d’anisotropie. Il apparaît donc judicieux d’utiliser un profil d’anisotropie aussi général que possible, qui permet d’englober une grande variété de formes fonctionnelles. C’est justement l’avantage du profil Baes & van Hese, qui inclut en particulier les profils constant et Osipkov-Merritt. Dans les cas pathologiques comme celui de la Figure 4.6, l’utilisation du profil Baes & van Hese (en vert sur cette figure) permet de résoudre le problème de biais. La Figure 4.7 présente la distribution des valeurs de $\log_{10}(J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}})$ reconstruites en anisotropie constante (en bleu) ou Baes & van Hese (en rouge) pour les 32 modèles étudiés, pour les échantillons de taille ‘idéale’, et confirme cette amélioration pour les cas les plus problématiques. Le prix à payer pour réduire ce biais est cependant l’augmentation de la taille des intervalles de crédibilité : l’utilisation de 4 paramètres libres et peu contraints dans l’analyse avec le profil Baes & van Hese entraîne une augmentation d’un facteur ~ 2 des CIs pour les dSphs ‘classiques’. Les incertitudes associées aux facteurs J nous apparaissent cependant plus réalistes de notre méconnaissance des profils d’anisotropie de ces objets.

Ajoutons qu’ici aussi, les dSphs ‘ultrafaint’ ne sont pas sensibles aux détails des profils d’anisotropie utilisés dans l’analyse de Jeans. Les CIs sur les facteurs J sont en effet largement dominés par les erreurs statistiques, dues au nombre très faible (ici $N = 30$) d’étoiles mesurées. Pour les objets réels, l’utilisation du profil Baes & van Hese est donc importante seulement pour les dSphs ‘classiques’.

4.1.2.3 Profils de densité stellaire

Le dernier ingrédient nécessitant une paramétrisation dans l’analyse de Jeans est le profil de densité stellaire. La méthode employée habituellement consiste à ajuster les données de

brillance de surface par un modèle $I(R)$, puis de l'inverser *via* la transformation d'Abel (Eq. 3.10) pour obtenir $\nu(r)$, nécessaire au calcul de la solution de l'équation de Jeans. Nous choisissons ici de tester les cinq profils de brillance de surface présentés dans le Chapitre 3 : les profils Plummer (Eq. 3.13), exponentiel (Eq. 3.14), King (Eq. 3.15), Sérsic (Eq. 3.16) et Zhao (Eq. 3.17).

L'ajustement des données de brillance de surface s'effectue ici aussi à l'aide d'un algorithme MCMC. Dans le cas de données *binnées*, la fonction de vraisemblance⁵ est similaire à celle utilisée pour l'ajustement des données de dispersion de vitesse :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta I(R_i)} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{I_{\text{obs}}(R_i) - I(R_i)}{\Delta I(R_i)}\right)^2\right], \quad (4.1)$$

avec $\Delta I(R_i)$ l'incertitude associée aux données $I_{\text{obs}}(R_i)$ mesurées dans le *bin* i . Notons qu'une analyse *non binnée* est aussi possible – nous y reviendrons en Section 4.3 pour les dSphs réelles.

Pour déterminer une configuration optimisée d'analyse de Jeans, nous sélectionnons un échantillon de trois modèles issus du second jeu de données simulées. Ajuster les cinq profils pour l'ensemble des modèles serait en effet trop lourd en termes de temps de calcul. Les trois modèles sont choisis en fonction de leurs valeurs de $J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}}$ obtenues avec l'analyse précédente (avec le profil Baes & van Hese) : un des modèles présente un rapport $J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}}$ proche de 1, et les deux autres possèdent les valeurs maximales et minimales de l'échantillon. Ces trois modèles sont considérés comme représentatifs de l'échantillon. Leurs profils de densité stellaire sous-jacents sont des modèles Zhao, avec des paramètres proches de ceux d'un profil Plummer. Ces profils sont utilisés pour générer des données de brillance de surface pour chacune des trois dSphs et chacune des tailles d'échantillon. Le nombre d'étoiles généré est dix fois supérieur à celui de l'échantillon de vitesses, afin d'obtenir des brillances de surface réalistes⁶. Les positions des étoiles sont ensuite *binnées* pour produire les profils de brillance de surface.

Pour chacun des trois modèles, nous réalisons l'ajustement des profils de brillance de surface avec les cinq paramétrisations évoquées ci-dessus. La Figure 4.8 (panneau de gauche) illustre le résultat de ces ajustements pour l'un des trois modèles, ici de taille 'classique'. Les points de données (cercles vides) sont très bien ajustés par les profils Plummer et Zhao. Les trois autres paramétrisations sous-estiment la brillance de surface aux grands rayons, et les profils Sérsic et King la surestiment au centre du profil. Nous appliquons ensuite notre analyse de Jeans en utilisant chacun des cinq ajustements. Les valeurs médianes des facteurs J correspondants sont présentées en Figure 4.8 (panneau de droite). Les analyses employant les modèles qui ajustent correctement le profil $I(R)$ (Plummer et Zhao ici) donnent des résultats aussi bons qu'en utilisant les vrais paramètres de densité stellaire. Néanmoins, les trois autres paramétrisations mènent à une surestimation du facteur J aux grands angles d'intégration :

5. Nous ne précisons pas les intervalles des priors utilisés ici sur les paramètres de $I(R)$. Les données de brillance de surface sont en effet assez contraignantes pour que la contribution de la fonction de vraisemblance soit dominante dans la densité de probabilité *a posteriori*, et les priors ont peu d'importance.

6. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 3, les mesures spectroscopiques de vitesses sont bien plus délicates à obtenir que celles de positions d'étoiles. Le nombre d'étoiles utilisé pour construire les profils de brillance de surface des vraies dSphs est donc en général bien supérieur au nombre d'étoiles pour lesquelles des vitesses sont mesurées.

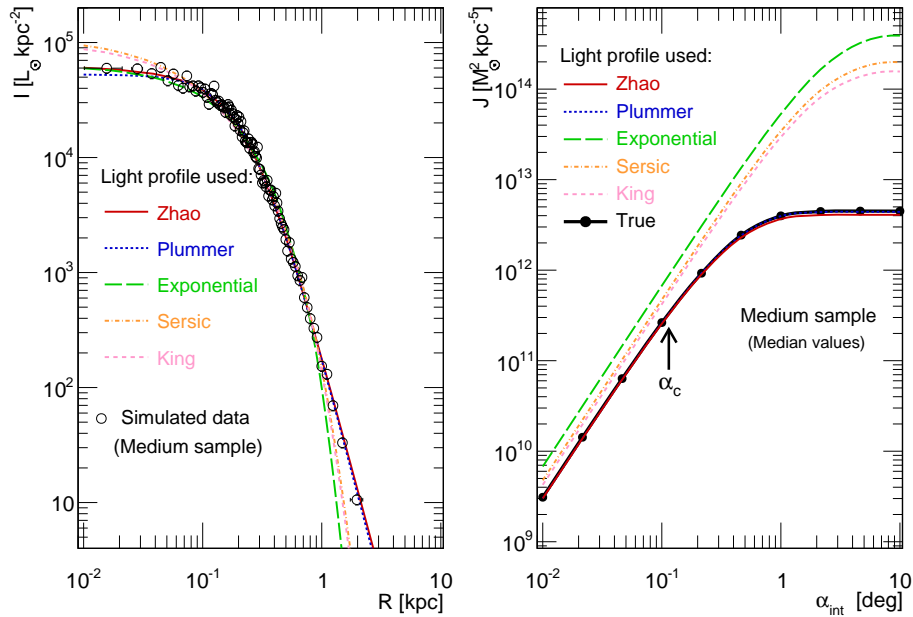


FIGURE 4.8: À gauche : meilleurs ajustements du profil $I(R)$, obtenus avec les cinq paramétrisations considérées dans ce travail. À droite : $J(\alpha_{\text{int}})$ obtenus à l'aide de ces cinq meilleurs ajustements. Sous-estimer $I(R)$ aux grands rayons entraîne une surestimation du facteur J aux grands angles d'intégration.

les CIs ne sont pas affichés pour des raisons de lisibilité, mais ils n'englobent le vrai facteur J que pour $\alpha_{\text{int}} < 0.1^\circ$. Nous exposons ici le modèle le plus pathologique des trois, mais ce comportement est aussi présent pour les deux autres. Notons que là aussi, pour les 'ultrafaint', l'effet est sous-dominant par rapport aux erreurs statistiques, qui sont telles que les CIs des facteurs J englobent les vraies valeurs pour chacune des cinq paramétrisations.

Ce résultat tend à indiquer que sous-estimer la brillance de surface aux grands rayons nécessite d'augmenter la masse, et donc la densité de matière noire, pour mener à une même dispersion de vitesse. L'ajustement précis du profil de brillance de surface aux grands rayons est donc important pour la reconstruction du facteur J . Pour ne pas biaiser celle-ci, il apparaît nécessaire d'utiliser un profil de densité stellaire le plus général possible. Notre choix s'est tourné vers le profil Zhao et ses cinq degrés de liberté, qui permet de reproduire des brillances de surface très variées.

Ajoutons que l'ajustement par méthode MCMC des données de brillance de surface permet de facilement propager les incertitudes sur $I(R)$ aux paramètres de matière noire. Il suffit pour cela de tirer aléatoirement, pour chaque point proposé lors de l'analyse MCMC des dispersions de vitesse, un jeu de paramètres de $I(R)$ issu des chaînes MCMC reconstruites pour la brillance de surface. Les incertitudes sur les paramètres de $I(R)$ sont cependant faibles, et nous avons observé qu'elles n'affectaient que peu la reconstruction des facteurs J . Nous les propagerons tout de même dans la suite pour les données réelles par souci de cohérence.

4.1.2.4 Résumé

En résumé, notre configuration optimisée d'analyse de Jeans, choisie pour réduire les biais et obtenir des CIs les plus réalistes possibles, utilise les paramétrisations suivantes :

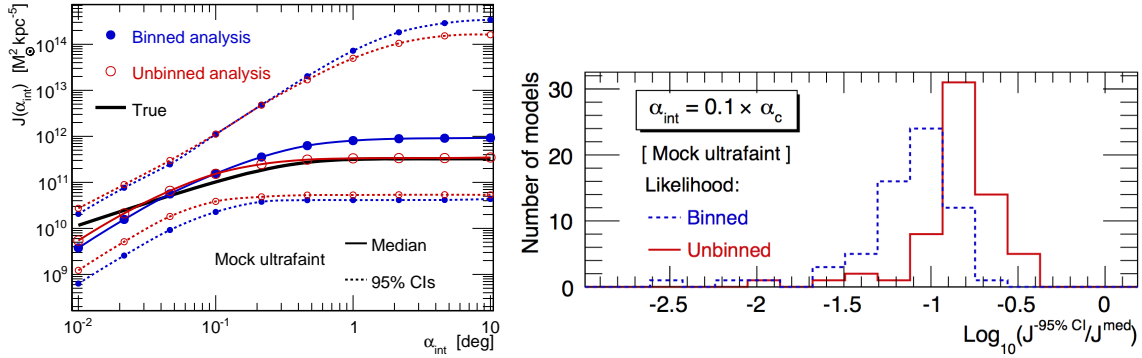


FIGURE 4.9: À gauche : facteurs J reconstruits pour une dSph ‘ultrafaint’ simulée, en utilisant une analyse *binnée* (en bleu) ou *non binnée* (en rouge). Les deux reconstructions sont très proches. À droite : distribution des valeurs de $\log_{10}(J^{-95\%CI}/J^{\text{median}})$ pour les 64 modèles ‘ultrafaint’, à $\alpha_{\text{int}} = 0.1 \times \alpha_c$. L’analyse *non binnée* réduit significativement les CIs.

- le profil Einasto pour $\rho_{\text{DM}}(r)$, avec des coupures $r_{-2} \geq r_s^*$ et $\alpha \geq 0.12$;
- le profil d’anisotropie Baes & van Hese, associé à l’inégalité liée à $\nu(r)$ (Eq. 3.28) ;
- le profil Zhao pour la densité numérique $\nu(r)$.

Nous allons maintenant étudier l’impact du choix de la fonction de vraisemblance (*binnée* contre *non binnée*) lors de l’ajustement des dispersions de vitesse, ainsi que le rôle du rayon de viriel du halo de matière noire des dSphs.

4.1.3 Fonction de vraisemblance et rayon de viriel

4.1.3.1 Analyse *binnée* contre *non binnée*

Comme nous l’avons présenté dans le Chapitre 3, l’analyse de Jeans peut se réaliser soit *via* une méthode *binnée*, en utilisant les profils de dispersion de vitesse, soit directement avec les vitesses stellaires individuelles. Les deux méthodes sont couramment utilisées dans la littérature. Nous avons voulu procéder à leur comparaison systématique, pour détecter un éventuel biais ou une différence en termes de CIs.

Pour cela, nous sommes repartis des 64 modèles du premier jeu de données simulées, et avons appliqué les deux types d’analyse à chacun d’entre eux – et ce pour les trois tailles d’échantillon, ce qui représente donc plus de 380 objets à analyser. Les paramètres des densités stellaires et des profils d’anisotropie sont fixés à leurs vraies valeurs, afin d’être le plus sensible possible aux fonctions de vraisemblance. Il apparaît que les deux méthodes donnent des résultats très similaires pour les 64 modèles, quelles que soient leurs tailles d’échantillon. La Figure 4.9 (panneau de gauche) l’illustre pour un exemple typique de dSph ‘ultrafaint’. En particulier, il n’y a pas de biais visible entre les deux méthodes.

Les différences principales concernent les intervalles de crédibilité. L’analyse *non binnée* mène à des CIs plus restreints pour les dSphs ‘ultrafaint’. Le panneau de droite de la Figure 4.9 montre la distribution des valeurs de $\log_{10}(J^{-95\%CI}/J^{\text{median}})$ pour les 64 modèles ‘ultrafaint’, à $\alpha_{\text{int}} = 0.1 \times \alpha_c$. Les intervalles de crédibilité sont réduits lorsque l’on passe de l’analyse *binnée* (en bleu) à l’analyse *non binnée* (en rouge) : la valeur moyenne de la distribution passe de ~ -1.1 à ~ -0.8 . Cet effet est plus fort aux faibles angles d’intégration, et est aussi présent

pour les CIs supérieurs. Il est cependant beaucoup moins prononcé pour les dSphs ‘classiques’ et ‘idéales’.

Nous avons donc choisi d’utiliser une analyse *non binnée* pour les dSphs réelles, afin d’obtenir des intervalle de crédibilité plus contraints.

4.1.3.2 Calcul et impact du rayon de viriel

Le calcul des facteurs J et D nécessite une estimation des rayons de viriel des halos de matière noire (voir Chapitre 3). Une sous-estimation de ces rayons entraîne la sous-estimation des facteurs J et D. Ce comportement est illustré en Figure 4.10 (panneau de gauche), pour deux dSphs simulées (une avec un profil interne cœur, et une avec un profil interne à forte pente) pour lesquelles nous avons calculé les facteurs J pour différents choix de R_{vir} . Le rayon de viriel de référence est fixé arbitrairement à $R_{\text{vir}}^{\text{ref}} = 50 \times r_s^*$. Lorsque ce rayon est largement sous-estimé ($R_{\text{vir}} = 2 \times r_s^*$), le facteur J est sous-estimé de 70% à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$ pour le profil cœur. L’effet est encore plus important pour les facteurs D. Il est donc important de bien estimer ces rayons de viriel.

Il n’existe cependant pas de méthode unique pour les déterminer. Nous employons ici deux méthodes distinctes, que nous appliquons pour chaque jeu de paramètres de $\rho_{\text{DM}}(r)$ produit par l’analyse MCMC : nous disposons donc d’une distribution de valeurs de R_{vir} , et chacune d’entre elle est utilisée pour le calcul du facteur J associé à son jeu de paramètres. La première méthode utilise le *rayon de marée* du halo de la dSph comme estimation du rayon de viriel. Cette méthode est couramment utilisée dans les simulations matière noire (voir par exemple Springel et al. 2008; Mollitor et al. 2015). Le rayon s’écrit :

$$r_t = \left[\frac{M_{\text{halo}}(r_t)}{[2 - d \log M_{\text{MW}}/d \log r] \times M_{\text{MW}}(d)} \right]^{(1/3)} \times d, \quad (4.2)$$

avec $M_{\text{MW}}(d)$ la masse de la Voie Lactée à l’intérieur du volume décrit par la distance galactocentrique d de la dSph, et M_{halo} la masse de la dSph. La seconde méthode consiste à déterminer le rayon r_{eq} tel que la densité de matière noire du halo de la dSph soit égale à celle de la Voie Lactée :

$$\rho_{\text{DM}}^{\text{halo}}(r_{\text{eq}}) = \rho_{\text{DM}}^{\text{MW}}(d - r_{\text{eq}}). \quad (4.3)$$

Ces deux méthodes requièrent un profil de densité de matière noire pour la Voie Lactée. Nous avons testé un modèle NFW et un modèle Einasto⁷, sans observer de différence significative entre les estimations de R_{vir} .

La Figure 4.10 (panneau de droite) illustre la distribution des facteurs J reconstruits pour la dSph ‘classique’ Ursa Minor à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$, pour laquelle nous avons appliqué notre analyse optimisée (voir Section 4.3), avec l’une ou l’autre des méthodes d’estimation de rayons de viriel⁸. Les distributions sont très similaires. Rien ne nous garantit que les rayons de viriel estimés avec ces méthodes soient corrects, et donc que les facteurs J et D ne soient pas sous-estimés, mais l’obtention de résultats cohérents malgré les différences entre les méthodes est

7. Leurs rayons caractéristiques sont fixés à 21.7 kpc (Fornengo et al. 2004), avec une pente $\alpha = 0.17$ pour le profil Einasto (Springel et al. 2008). Les densités sont normalisées à la densité au niveau du système solaire, $\rho_{\odot} = 0.4 \text{ GeV cm}^{-3}$.

8. Les rayons de viriel obtenus pour cet objet sont typiquement de l’ordre de $R_{\text{vir}} \sim 6 \text{ kpc}$, alors que son rayon r_s^* vaut $\sim 0.4 \text{ kpc}$.

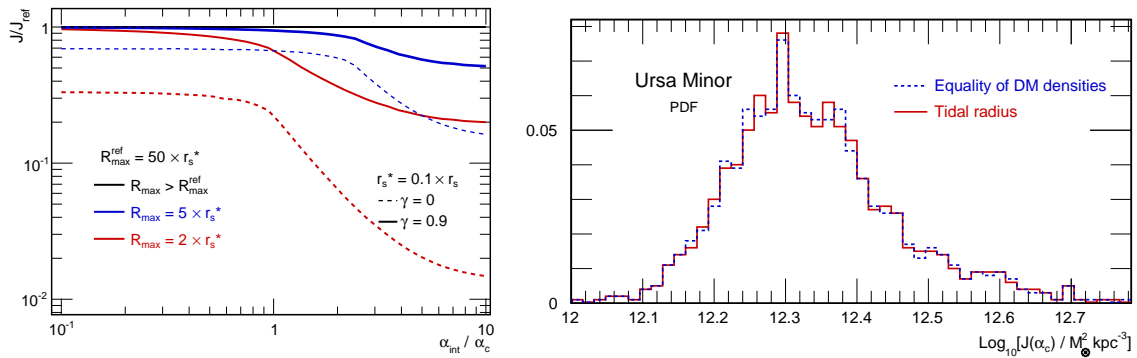


FIGURE 4.10: À gauche : rapports des facteurs J obtenus pour deux dSphs simulées, pour différentes valeurs de R_{vir} . La valeur de référence est $R_{\text{vir}}^{\text{ref}} = 50 \times r_s^*$. À droite : distribution des facteurs J reconstruits pour la dSph ‘classique’ Ursa Minor, à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c$, en utilisant les deux méthodes d’estimation de R_{vir} . Les distributions sont très similaires.

encourageante. Dans la suite, nous utiliserons l’estimation de R_{vir} obtenue à l’aide du rayon de marée.

4.1.4 Triaxialité

L’analyse de Jeans sphérique suppose que les halos de matière noire des dSphs et leurs composantes stellaires soient à symétrie sphérique. Nous avons cependant déjà évoqué dans le Chapitre 1 les résultats des simulations de formation des structures de matière noire, qui indiquent que les halos sont *triaxiaux*. Les populations stellaires des dSphs présentent quant à elles des morphologies typiquement allongées (Chapitre 3). Nous avons donc voulu tester l’impact de l’hypothèse de sphéricité sur la reconstruction des facteurs J d’objets triaxiaux. Notons que très peu d’analyses de Jeans non sphériques sont réalisées dans la littérature. Citons cependant les analyses *axisymétriques* de Hayashi et Chiba (2012); Hayashi et al. (2016), qui visent à contraindre, en plus de la densité de matière noire, l’orientation du halo par rapport à la ligne de visée, dans un modèle d’analyse de Jeans à symétrie cylindrique.

Pour tester l’impact de l’hypothèse de sphéricité, nous utilisons le troisième jeu de données présenté en Section 4.1.1. Les deux modèles de dSphs qu’il contient sont triaxiaux, avec des rapports d’axes $b/a = 0.8$ et $c/a = 0.6$ similaires à ce qu’observent les simulations numériques pour des halos de la taille des dSphs (voir par exemple Springel et al. 2008; Vera-Ciro et al. 2014). Pour les deux modèles, et pour les trois tailles d’échantillon, nous construisons des profils de dispersion de vitesse et de brillance de surface suivant trois orientations des halos par rapport à la ligne de visée, correspondant à leurs trois axes principaux. L’idée est d’étudier l’impact de l’orientation du halo sur la reconstruction du facteur J .

Pour chaque configuration, nous appliquons une analyse de Jeans *binnée*, en utilisant la configuration optimisée présentée en Section 4.1.2. Nous comparons ensuite le facteur J reconstruit à sa vraie valeur. Pour estimer cette dernière, nous remplaçons le rayon sphérique r dans l’expression du profil Zhao (Eq. 3.11) par son équivalent ellipsoïdal :

$$r_e = \sqrt{\frac{X^2}{a^2} + \frac{Y^2}{b^2} + \frac{Z^2}{c^2}}, \quad (4.4)$$

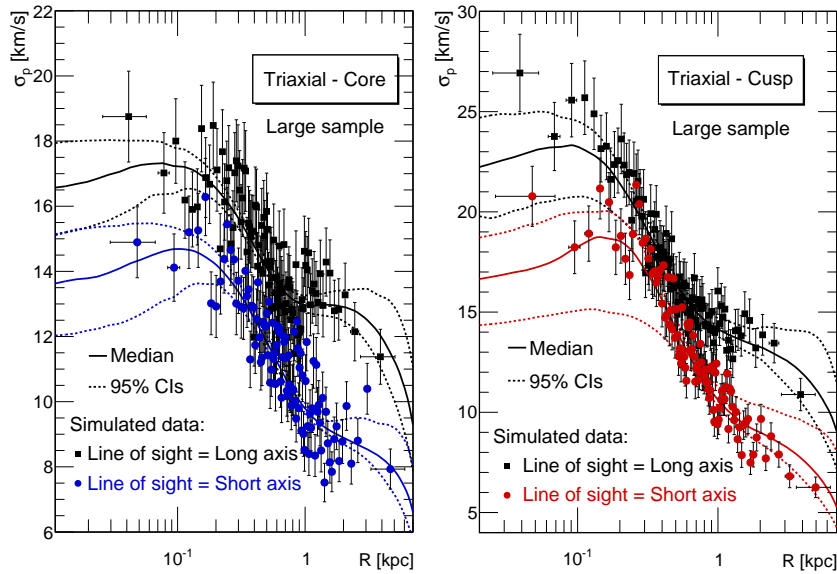


FIGURE 4.11: Dispersions de vitesses des deux modèles triaxiaux, pour les échantillons de taille ‘idéale’, lorsque la ligne de visée est orientée suivant l’axe long (en noir) ou l’axe court (en bleu ou rouge). La dispersion est plus grande suivant l’axe long, mais la forme globale est conservée.

avec X , Y et Z les coordonnées cartésiennes dans le référentiel aligné avec les trois axes principaux. Le calcul du facteur J d’un halo triaxial a été implémenté dans la dernière version du code CLUMPY (Bonnivard et al. 2016).

La Figure 4.11 présente les profils de dispersion de vitesse des deux modèles, pour l’échantillon de taille ‘idéale’, lorsque la ligne de visée est suivant l’axe long a (en noir) ou suivant l’axe court c (en bleu ou rouge). Les effets de projection ont un impact important sur les profils de dispersion de vitesse : leur forme est conservée, mais leur amplitude diminue fortement lorsque l’objet est vu suivant son axe long ou son axe court. La dispersion de vitesse des étoiles apparaît donc comme sensible à la projection de la masse *suivant la ligne de visée*, plus forte le long de l’axe a que le long de l’axe c .

Ce comportement se répercute sur la reconstruction des facteurs J . La Figure 4.12 montre les facteurs J reconstruits pour l’un des deux modèles, pour l’échantillon ‘classique’, et suivant les trois orientations du halo. Un décalage systématique apparaît entre les trois orientations : comme attendu d’après les dispersions de vitesse, le facteur J est plus fort lorsque la ligne de visée est orientée suivant l’axe long⁹. Pour ce modèle en particulier, lorsque la ligne de visée est orientée suivant l’axe court, les CIs à 95% du facteur J reconstruit n’englobent pas les vraies valeurs, et ce à tous les angles d’intégration : la reconstruction est biaisée.

Pour des dSphs réelles, nous ne connaissons cependant ni le degré de triaxialité du halo, ni son orientation vis-à-vis de la ligne de visée. On peut donc considérer qu’appliquer une analyse sphérique à un objet probablement triaxial ajoute une *incertitude systématique* sur les facteurs J et D . À partir des deux modèles étudiés, nous avons estimé cette incertitude systématique à un facteur¹⁰ ~ 2 . Ce n’est évidemment qu’un ordre de grandeur, puisque

9. Notons que les facteurs J vrais ne varient eux que très peu suivant l’orientation du halo par rapport à la ligne de visée. Les écarts sont au maximum de 30% (voir Bonnivard et al. 2015c).

10. C’est-à-dire que le J reconstruit peut se trouver inférieur ou supérieur d’un facteur ~ 2 à la vraie valeur.

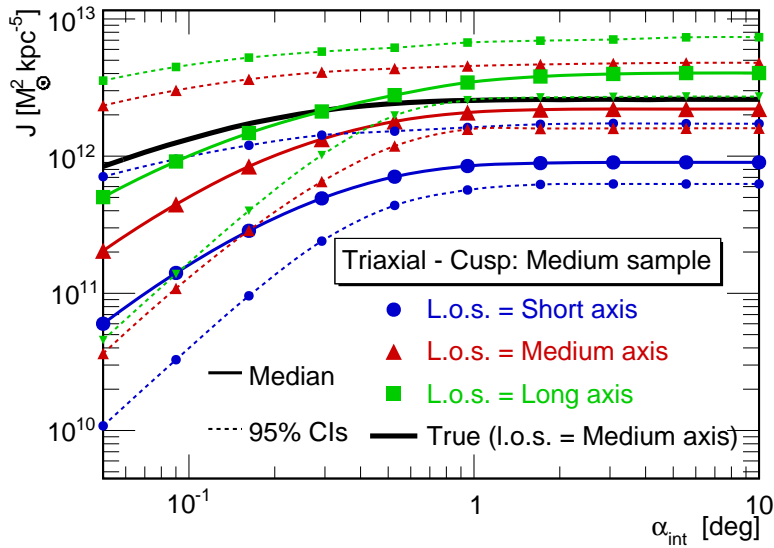


FIGURE 4.12: Valeurs médianes et CIs à 95% sur le facteur J reconstruits pour le modèle à forte pente interne, de taille ‘classique’, pour trois orientations par rapport à la ligne de visée. Le vrai facteur J est en noir.

seuls deux modèles ont été analysés, pour des valeurs fixées des rapports d’axes b/a et c/a . Cette estimation nous a permis néanmoins de quantifier pour la première fois l’impact de la triaxialité sur la reconstruction des facteurs J via l’analyse de Jeans sphérique. Les résultats de l’analyse axisymétrique de [Hayashi et al. \(2016\)](#) ont récemment confirmé cette estimation.

4.2 Impact de la contamination par les étoiles d’avant-plan

Un autre aspect primordial dans l’analyse de Jeans est la distinction entre les étoiles appartenant réellement aux dSphs et celles issues de la Voie Lactée. Ces dernières peuvent contaminer un échantillon de données cinématiques, et biaiser la reconstruction des facteurs J : les étoiles de la Voie Lactée ont en effet une dispersion de vitesse intrinsèquement supérieure à celle des dSphs, étant donnée la masse plus importante de la Galaxie. Séparer les membres des contaminants est donc très important. Nous introduirons brièvement dans cette section les méthodes pour réaliser cette séparation, et présenterons nos tests systématiques sur l’impact de la contamination sur la reconstruction des facteurs J , à l’aide ici aussi de dSphs simulées.

4.2.1 Distinction entre étoiles membres et avant-plans

Différentes techniques peuvent être mises en œuvre pour séparer les étoiles des dSphs de celles des avant-plans Galactiques. Ces méthodes se distinguent par leur degré de sophistication, et par les observables astrophysiques qu’elles emploient. La sélection la plus simple se fait à l’aide des diagrammes couleur-magnitude, comme nous l’avons déjà évoqué dans le Chapitre 3 : en éliminant les étoiles trop éloignées des régions caractéristiques de ce dia-

gramme (comme par exemple, la branche des géantes rouges), on peut rejeter une partie des étoiles de la Voie Lactée, qui, elles, recouvrent des régions très étendues.

Les mesures de vitesses stellaires permettent cependant d'améliorer cette séparation. Une technique couramment utilisée est le *sigma-clipping* : en supposant que la distribution des vitesses stellaires de la dSph soit gaussienne, on peut itérativement calculer leur dispersion σ et rejeter les vitesses éloignées de plus de $N\sigma$ de la vitesse moyenne (typiquement, $N = 3$), jusqu'à convergence (Battaglia et al. 2013).

La méthode que nous avons employée dans ce travail combine les informations de vitesse stellaire, mais aussi de métallicité et de position spatiale. Les métallicités sont en effet différentes entre les dSphs et la Voie Lactée – elles sont en particulier plus faibles chez les dSphs que pour les étoiles de la Galaxie –, et les avant-plans Galactiques ont une distribution spatiale uniforme sur les régions du ciel couvertes par les dSphs, tandis que la densité stellaire de ces dernières diminue avec le rayon. Walker et al. (2009c) ont ainsi développé un algorithme espérance-maximisation (*expectation-maximization*, EM), qui tire profit de ces variables pour produire un estimateur de la probabilité d'appartenance de chaque étoile à la dSph. En quelques mots, cet algorithme itératif emploie des hypothèses sur la forme des distributions des différentes observables, pour la population de membres et celle de contaminants, et utilise ces distributions pour calculer les probabilités d'appartenance. Celles-ci servent ensuite à mettre à jour les paramètres des distributions. Les détails techniques sont présentés dans Walker et al. (2009c). Cette méthode est aujourd'hui l'une des plus sophistiquées pour séparer membres et contaminants.

4.2.2 Simulation de dSphs contaminées

Données simulées Pour tester l'impact de la contamination sur la reconstruction des facteurs J , nous avons employé des dSphs issues des simulations présentées dans la Section 4.1, auxquelles nous avons ajouté des contaminants. Nous avons choisi quatre modèles¹¹ issus du premier jeu de données à anisotropie constante. Notre collègue Matthew Walker a généré pour chaque modèle un mélange de trois populations stellaires.

- Une population d'étoiles appartenant à la dSph ; elles sont générées de la même manière que précédemment, à l'aide des fonctions de distribution dans l'espace des phases.
- Une contamination d'étoiles provenant d'un courant de marée (*tidal stream*) dans lequel la dSph pourrait être ancrée : cette situation, possible en particulier pour les 'ultrafaint', apparaît quand la dSph forme le reste d'une galaxie plus massive et moins dense, qui a été en partie détruite par les interactions de marée avec la Voie Lactée. Nous verrons que cette population n'est pas la plus gênante pour la reconstruction des facteurs J .
- Une contamination d'étoiles provenant de la Voie Lactée.

Nous nous concentrons sur les deux tailles d'échantillon 'ultrafaint' et 'classique' pour cette étude. Pour chacun des quatre modèles et pour les deux tailles d'échantillon, nous générons 1000 dSphs simulées, ce qui donne un total de 8000 objets à analyser. Chaque objet est différent par sa taille d'échantillon, son niveau de contamination, et ses distributions sous-jacentes de vitesses et de métallicités.

11. Les quatre modèles ont été sélectionnés en fonction de la forme de leur dispersion de vitesse : décroissante, plate, ou croissante. L'algorithme EM suppose en effet des dispersions de vitesse plates. Nos tests sur ces quatre modèles n'ont pas indiqué d'effet systématique dû à cette hypothèse.

- Les ‘ultrafaint’ contiennent entre $N = 30$ et $N = 100$ étoiles, et les ‘classiques’ entre $N = 300$ et $N = 3000$. Ce nombre est tiré aléatoirement.
- Les fractions de contamination sont générées à l’aide de deux nombres aléatoires, f_1 et f_2 , tirés entre 0.1 et 0.9 : f_1 donne la fraction d’étoiles appartenant à la dSph ou au courant de marée, et f_2 la fraction de membres parmi ces $f_1 N$ étoiles. Les nombres de membres, d’étoiles du courant de marée et de la Voie Lactée sont donc respectivement Nf_1f_2 , $Nf_1(1 - f_2)$ et $N(1 - f_1)$.
- Les vitesses des étoiles de la Voie Lactée sont générées à l’aide du modèle Galactique de Besançon (Robin et al. 2003), suivant la direction de la dSph Fornax, choisie arbitrairement. Les vitesses moyennes des étoiles de la dSph et du courant de marée sont identiques, mais tirées aléatoirement sur l’intervalle $-200 \leq \langle v \rangle \leq +200$ km s⁻¹, ce qui permet d’obtenir différents niveaux de chevauchement avec la distribution Galactique. Les vitesses des étoiles de la dSph suivent une distribution gaussienne, de même que celles du courant de marée ; mais ces dernières sont générées avec une dispersion double de celles des membres, pour représenter une galaxie parente plus massive.
- Enfin, les métallicités sont tirées suivant des distributions gaussiennes pour les trois populations, mais avec des paramètres différents. Les membres ont par exemple une métallicité [Fe/H] comprise entre -3.5 et -1.5, avec une dispersion de 0.5 ; alors que les avant-plans Galactiques ont une métallicité moyenne de -0.5 et une dispersion de 1.5.

Diagnostic de contamination : fraction d’étoiles incertaines L’algorithme EM, développé par Matthew Walker, est ensuite appliqué à chaque jeu de données simulées, pour estimer les probabilités d’appartenance P . Nous obtenons donc pour chaque étoile simulée une valeur de P comprise entre 0 et 1. Premier constat : les objets les plus contaminés présentent des fractions importantes d’étoiles avec une probabilité d’appartenance intermédiaire, typiquement comprise entre 0.05 et 0.95. Cette fraction d’étoiles, f_{inter} , est définie de la manière suivante :

$$f_{\text{inter}} = \frac{N(0.05 < P < 0.95)}{N(P > 10^{-3})}. \quad (4.5)$$

La Figure 4.13 présente le diagramme de dispersion des valeurs de f_{inter} (échelle de couleur, entre bleu, $f_{\text{inter}} = 0$, et rouge, $f_{\text{inter}} = 1$) dans le plan $(f_{\text{stream}}, f_{\text{MW}})$, avec f_{stream} la fraction d’étoiles appartenant au courant de marée et f_{MW} la fraction d’étoiles de la Voie Lactée, pour les 4000 dSphs ‘ultrafaint’ simulées. Les dSphs avec les plus forts niveaux de contamination – proches de la ligne $f_{\text{stream}} + f_{\text{MW}} = 1$, en pointillés gris –, ou avec une forte contamination de la Voie Lactée, présentent les plus grandes fractions d’étoiles au statut ambigu.

Cette grandeur offre l’intérêt d’être calculable pour les dSphs réelles. Elle peut donc servir de diagnostic préliminaire pour jauger le niveau de contamination des données cinématiques d’une galaxie naine sphéroïde. Nous verrons dans la suite que la dSph Segue I, qui semble être affectée par la contamination, a par exemple une valeur $f_{\text{inter}} \simeq 0.19$. Nous avons mené de nombreux tests afin d’identifier les objets contaminés à l’aide d’autres observables, comme par exemple les niveaux de recouvrement entre les distributions de vitesses et de métallicités des dSphs et de la Voie Lactée, mais f_{inter} s’est avérée être la grandeur la plus pertinente.

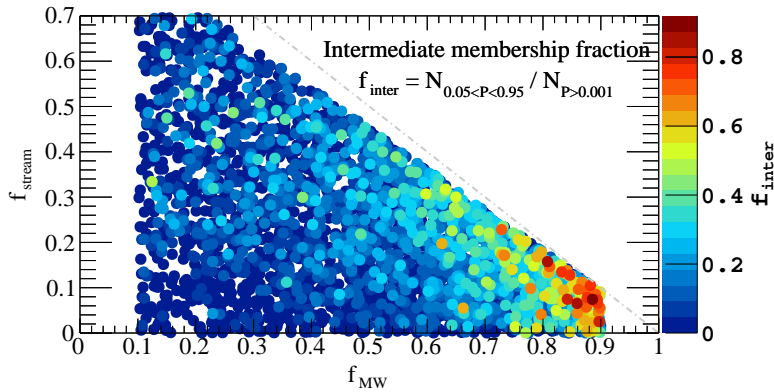


FIGURE 4.13: Diagramme de dispersion des valeurs f_{inter} (axe z , entre couleur bleu, $f_{\text{inter}} = 0$, et rouge, $f_{\text{inter}} = 1$) dans le plan $(f_{\text{stream}}, f_{\text{MW}})$, pour les 4000 dSphs ‘ultrafaint’ simulées. Les dSphs avec les plus forts niveaux de contamination présentent les plus grandes fractions f_{inter} .

4.2.3 Contamination et surestimation des facteurs J

Nous allons maintenant étudier l’impact de la contamination sur la reconstruction des facteurs J . Pour se concentrer sur les objets simulés les plus intéressants, nous sélectionnons les modèles présentant des valeurs de f_{inter} supérieures à 0.1. Ceci réduit le nombre de modèles à analyser à 962 ‘classiques’ et 545 ‘ultrafaint’. Nous appliquons ensuite deux analyses de Jeans à chaque modèle. Cette étude a donc nécessité d’analyser plus de 3000 dSphs simulées. Le temps de calcul correspondant est considérable, en particulier pour les ‘classiques’ qui requièrent plusieurs heures par objet. Là aussi, le centre de calcul s’est avéré précieux.

Les deux analyses sont *unbinned*, mais diffèrent par leur traitement des probabilités d’appartenance P : la première utilise toutes les étoiles, et pondère leur contribution à la fonction de vraisemblance par leurs valeurs de P (Eq. 3.27, analyse dite *P-weighted*), et la seconde ne considère que les étoiles avec $P \geq 0.95$ (analyse dite *cut-95*). Les deux analyses ont cependant en commun de recourir aux paramètres vrais des densité stellaires et des anisotropies, utilisés pour générer les données simulées, afin de s’abstenir des effets de ces ingrédients dans l’analyse de Jeans. Le profil de matière noire choisi est le profil Einasto, avec les priors présentés en Section 4.1.

La Figure 4.14 présente le diagramme de dispersion des valeurs de $\log_{10}(J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}})$, dans le plan $(f_{\text{stream}}, f_{\text{MW}})$, reconstruites avec l’analyse *cut-95*, pour les ‘ultrafaint’ (panneau de gauche) et les ‘classiques’ (panneau de droite). L’échelle de couleur représente l’axe z , et la taille des points est proportionnelle à la taille des CIs. Il est frappant d’observer que les facteurs J des ‘ultrafaint’ les plus contaminées peuvent être surestimés de *plus de quatre ordres de grandeurs*. Ces surestimations sont causées par des étoiles de la Voie Lactée avec des probabilités d’appartenance $P \geq 0.95$, mal identifiées par l’algorithme EM étant donné les forts degrés de contamination. De manière alarmante, ces très grands facteurs J ne sont pas forcément associés à de larges CIs : de tels objets pourraient donc mener à des contraintes très fortes, mais faussées, sur les paramètres des particules de matière noire. La situation apparaît cependant comme moins problématique pour les ‘classiques’ (panneau de droite) : la surestimation des facteurs J est généralement inférieure à un ordre de grandeur, sauf pour quelques modèles pathologiques pour lesquels elle atteint entre deux et trois ordres de grandeur. Une

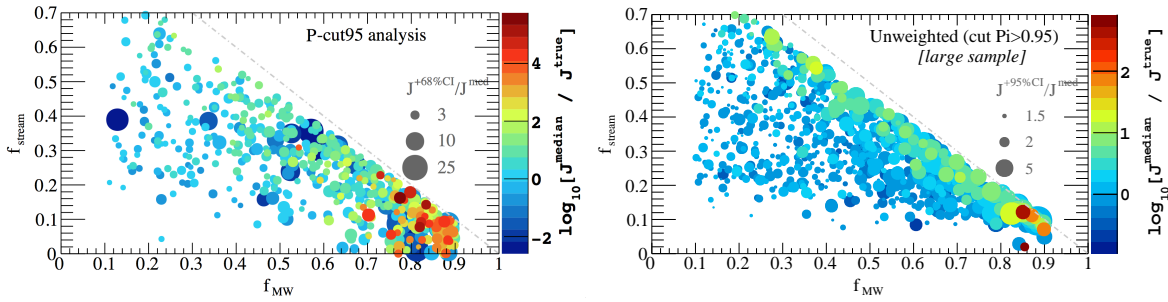


FIGURE 4.14: Diagramme de dispersion des valeurs de $\log_{10}(J^{\text{median}}/J^{\text{vrai}})$ (l'échelle de couleur représente l'axe z), dans le plan $(f_{\text{stream}}, f_{\text{MW}})$, reconstruites avec l'analyse *cut-95*, pour les 'ultrafaint' (panneau de gauche) et les 'classiques' (panneau de droite). La taille des symboles est proportionnelle à la taille des CIs. Les facteurs J des 'ultrafaint' les plus contaminées peuvent être surestimés de plus de quatre ordres de grandeur.

étude plus poussée de ces modèles révèle néanmoins la présence de quelques étoiles avec des valeurs aberrantes de vitesses, très éloignées de la vitesse moyenne de la dSph, et qui seraient donc aisément rejetées pour une analyse réelle.

Il est donc primordial de pouvoir identifier les dSphs les plus touchées par la contamination. Nous avons observé qu'une différence significative entre les estimations des deux analyses de Jeans, *P-weighted* ou *cut-95*, est un diagnostic supplémentaire de contamination. Les analyses donnent en général des résultats similaires, mais lorsqu'une différence est présente, l'analyse *P-weighted* a tendance à mener à des facteurs J plus importants¹². Ce comportement est illustré en Figure 4.15 (panneau de droite), pour une 'ultrafaint' particulièrement contaminée, H0234 ($f_{\text{MW}} = 0.63$, $f_{\text{stream}} = 0.26$ et $f_{\text{inter}} = 0.35$) : le facteur J reconstruit avec l'analyse *P-weighted* est un ordre de grandeur au-dessus de celui de l'analyse *cut-95*. Ce critère peut servir de diagnostic supplémentaire pour détecter une possible contamination.

4.2.4 Conclusions

La contamination des échantillons cinématiques peut donc avoir un effet catastrophique sur la reconstruction des facteurs J via l'analyse de Jeans. La séparation des étoiles appartenant à la dSph de celles des avant-plans s'avère difficile pour les objets les plus contaminés, en particulier pour les 'ultrafaint', pour lesquelles les facteurs J peuvent être surestimés de plusieurs ordres de grandeur. Nous avons néanmoins déterminé pour la première fois deux diagnostics permettant d'identifier des objets potentiellement affectés par la contamination :

- une fraction f_{inter} importante d'étoiles avec des probabilités intermédiaires, reconstruites avec l'algorithme EM ;
- une sensibilité des facteurs J au traitement des valeurs de P dans l'analyse de Jeans (utilisées soit comme poids, soit comme critère de sélection des membres).

Le panneau de gauche de la Figure 4.15 illustre la distribution des écarts entre vitesse individuelle et vitesse moyenne (échelle de couleur), dans le plan probabilité d'appartenance P - rayon projeté R , pour la dSph 'ultrafaint' H0234. Une telle représentation permet d'observer

12. Notons néanmoins que la réciproque n'est pas vraie : certains objets très contaminés présentent des facteurs J très similaires pour les deux analyses.

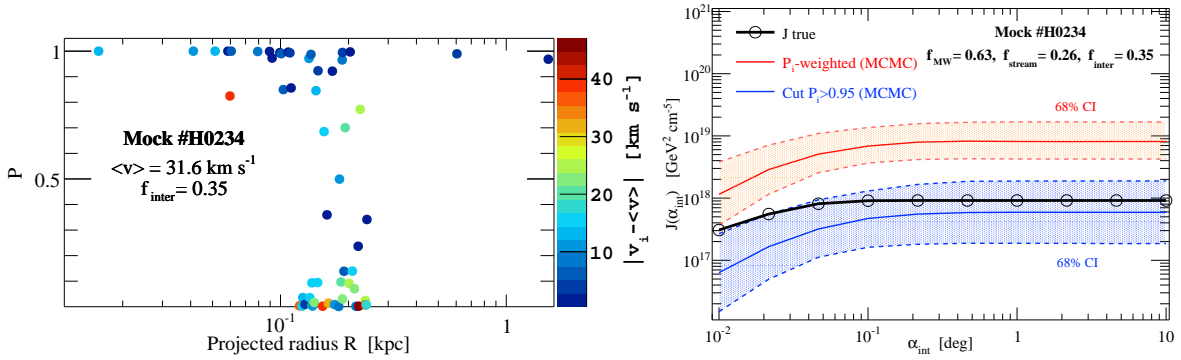


FIGURE 4.15: À gauche : distribution des écarts entre vitesse individuelle et vitesse moyenne (échelle de couleur), dans le plan probabilité d’appartenance P - rayon projeté R , pour la dSph simulée H0234. Cet objet présente une fraction $f_{\text{inter}} = 0.35$. À droite : facteurs J reconstruits pour H0234, en utilisant l’analyse P -weighted (en rouge) ou l’analyse cut-95 (en bleu). Pour cet objet, les analyses donnent des résultats significativement différents, le vrai facteur J (en noir) étant surestimé d’un ordre de grandeur pour l’analyse P -weighted.

de manière claire la présence d’étoiles au statut ambigu, qui présentent dans ce cas des écarts importants à la vitesse moyenne et qui peuvent donc augmenter fortement la dispersion de vitesse de l’objet. Cette représentation et ces deux diagnostics nous seront utiles dans la suite pour l’analyse des dSphs réelles.

4.3 Reconstruction des facteurs J et D de vingt-trois galaxies naines sphéroïdes

Nous allons maintenant présenter les résultats de l’analyse des dSphs de la Voie Lactée. Nous commencerons par détailler les objets choisis et l’origine de leurs données – à la fois cinématiques et de brillance de surface –, puis appliquerons nos diagnostics de contamination aux dSphs pour lesquelles nous disposons des probabilités d’appartenance P . Nous présenterons ensuite le classement des meilleures cibles en termes de facteurs J et D , reconstruits avec notre analyse de Jeans optimisée, en mettant en avant les objets qui nous semblent les plus prometteurs pour la détection indirecte de matière noire.

4.3.1 dSphs et données

Dans le cadre de cette thèse, nous avons appliqué notre analyse de Jeans optimisée à vingt-trois dSphs de la Voie Lactée. Ces objets se répartissent en trois catégories : les dSphs ‘classiques’, les ‘ultrafaint’ de SDSS, et les ‘ultrafaint’ post-DES.

Les dSphs ‘classiques’ Les dSphs présentant les données cinématiques et de brillance de surface de meilleure qualité sont les huit dSphs ‘classiques’ : Fornax, Draco, Carina, Leo I, Leo II, Sculptor, Sextans et Ursa Minor (UMi). Comme évoqué dans le Chapitre 3, nous n’étudions pas Sagittarius, car cet objet est très clairement hors équilibre. Les distances héliocentriques de ces objets varient entre $d = 66$ kpc (UMi) et $d = 250$ kpc (Leo I).

Nous utilisons les brillances de surface issues de [Irwin et Hatzidimitriou \(1995\)](#). Bien qu'assez anciennes, ces données restent à ce jour les plus homogènes disponibles pour les 'classiques'. Elles sont présentées sous forme de profils *binnés*. Leur ajustement a été réalisé par Matthew Walker, à l'aide de la même fonction de vraisemblance que nous avons utilisée pour les données simulées (Eq. 4.1). Le modèle utilisé pour $v(r)$ est le profil Zhao, auquel est ajoutée une composante de bruit de fond uniforme pour modéliser la contribution des avant-plans :

$$I(R) = 2 \int_R^{+\infty} \frac{v^{\text{Zhao}}(r)r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr + I_{\text{fond}}. \quad (4.6)$$

Les données de vitesses stellaires sont issues de différentes sources. Elles proviennent de [Mateo et al. \(2008\)](#) pour Leo I, de [Walker et al. \(2009b\)](#) pour Carina, Fornax, Sculptor et Sextans, et de [Walker et al. \(2015b\)](#) pour Draco. Pour Leo II et UMi, les données sont les mêmes que celles utilisées par [Walker et al. \(2011\)](#); [Charbonnier et al. \(2011\)](#), mais ne sont pas encore disponibles publiquement. Tous ces échantillons ont été acquis à l'aide du spectrographe Hectochelle, au télescope Magellan/Clay situé au Chili ([Mateo et al. 2012](#)). Ils contiennent entre environ 150 et 2500 étoiles considérées comme membres.

La Figure 4.16 présente les profils *binnés* de dispersion de vitesse de ces huit objets, ainsi que les valeurs médianes et CIs à 95% reconstruits par notre analyse *non binnée*. Cette figure permet d'apprécier la précision avec laquelle ces profils sont mesurés pour des objets comme Fornax ou Sculptor.

Les dSphs 'ultrafaint' de SDSS La deuxième catégorie d'objets que nous analysons est la famille des dSphs découvertes à l'aide de SDSS. Nous en étudions treize ici : Boötes I (Boo I), Coma Berenices (Coma), Canis Venatici I et II (CVn I / II), Hercules, Leo IV, Leo V, Leo T, Segue I, Segue II, Ursa Major I et II (UMa I / II) et Willman I. L'objet le plus proche est Segue I, à une distance héliocentrique $d = 23$ kpc, et le plus lointain est Leo T, avec $d = 407$ kpc.

Pour ces objets, la détermination de la brillance de surface s'effectue à l'aide des données individuelles de positions stellaires, de couleurs et de magnitudes issues des observations de SDSS ([Martin et al. 2008](#); [Belokurov et al. 2008, 2009](#)). Les étoiles sont sélectionnées à l'aide de coupures autour de la branche des géantes rouges des diagrammes couleur-magnitude. L'ajustement s'effectue sur les données des N positions stellaires à l'aide de la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L} \propto \prod_{i=1}^N I(R_i), \quad (4.7)$$

avec le même modèle $I(R)$ que celui utilisé pour les 'classiques' (Eq. 4.6).

L'origine des données cinématiques que nous employons est ici aussi variée. Pour Coma, CVn I, CVn II, Leo IV, Leo T, UMa I et UMa II, elles sont issues de [Simon et Geha \(2007\)](#). Pour Hercules, Boo I, Leo V, Segue I, Segue II et Willman I, elles proviennent respectivement de [Adén et al. \(2009\)](#); [Koposov et al. \(2011\)](#); [Walker et al. \(2009a\)](#); [Simon et al. \(2011\)](#); [Kirby et al. \(2013\)](#) et [Willman et al. \(2011\)](#). Les tailles des échantillons sont significativement plus réduites que pour les 'classiques' : l'objet le mieux mesuré est CVn I, avec 213 étoiles identifiées comme membres, tandis que l'échantillon de Leo V n'en présente que 5.

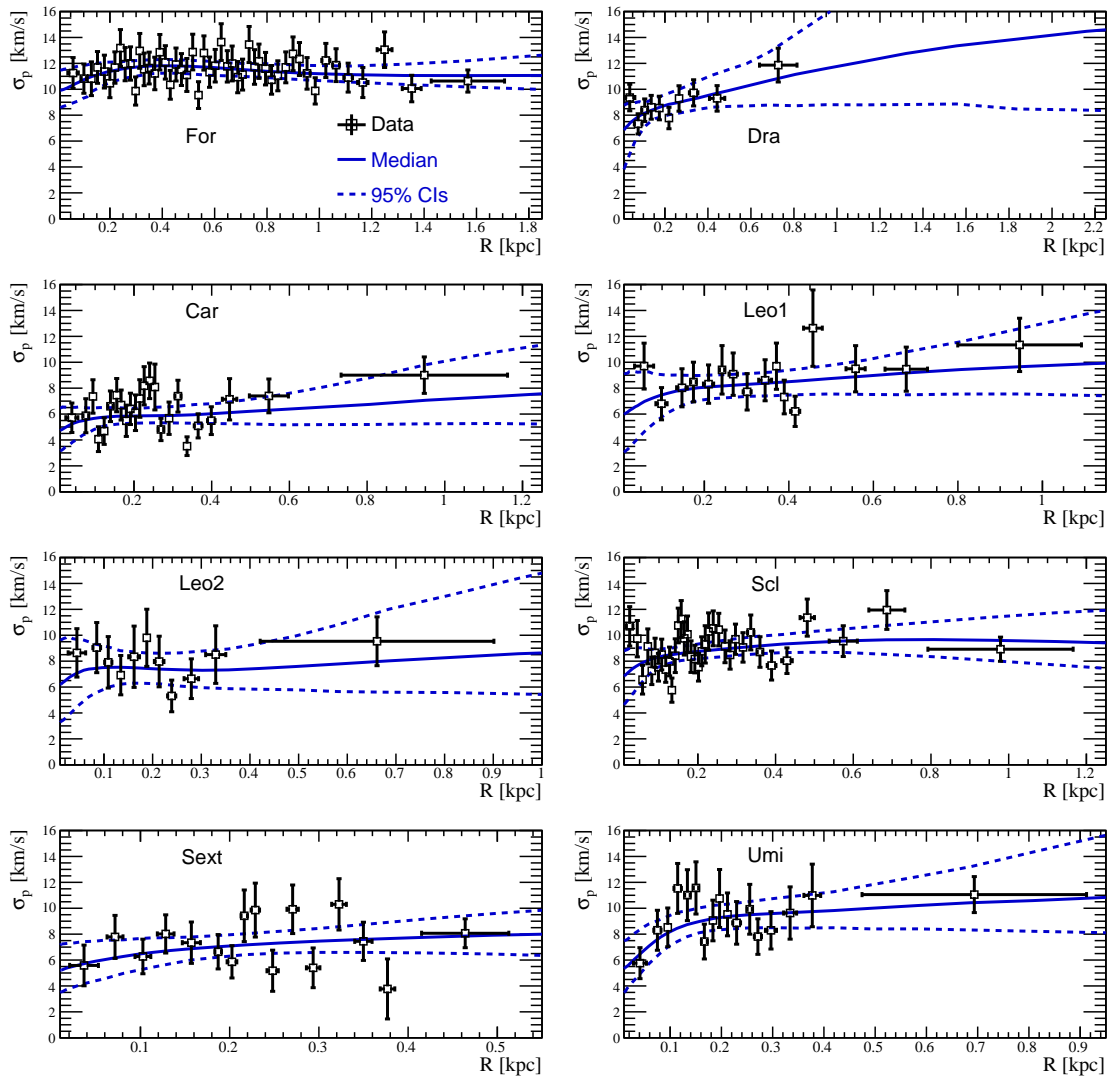


FIGURE 4.16: Profils de dispersion de vitesse des huit dSphs ‘classiques’ analysées ici, ainsi que valeurs médianes et CIs reconstruits par notre analyse de Jeans. Ces derniers ont été obtenus à l’aide des données de vitesses stellaires *non binnées*.

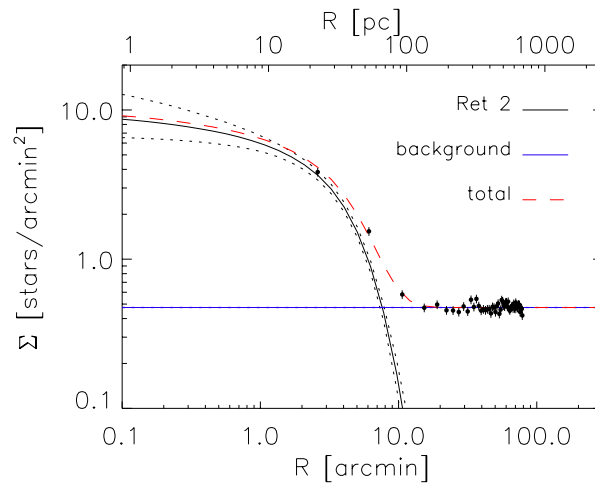


FIGURE 4.17: Profil de brillance de surface de Ret II, reconstruit à partir des données photométriques de [Koposov et al. \(2015\)](#). Le meilleur ajustement (en pointillés rouge) est la somme des contributions de la dSph (en noir) et d’un bruit de fond uniforme (en bleu). Notons que l’ajustement est réalisé sur des données *non binnées*.

Les dSph ‘ultrafaint’ post-DES La publication des données du Dark Energy Survey en 2015 ([Bechtol et al. 2015](#); [Drlica-Wagner et al. 2015b](#)) a permis d’améliorer considérablement notre connaissance de la population des satellites de la Voie Lactée. Plus d’une vingtaine de nouveaux objets ont en effet été découverts. Comme nous l’avons vu dans le Chapitre 3, confirmer leur statut de dSph nécessite des mesures spectrométriques, qui sont relativement longues et difficiles à obtenir. Dans le cadre de cette thèse, nous n’avons pu analyser que deux de ces objets, dont le statut de dSph a été établi : Reticulum II (Ret II) et Tucana II (Tuc II).

Ret II est un des objets les plus proches du catalogue de DES, à une distance héliocentrique $d = 30$ kpc. Il a suscité un grand intérêt parmi la communauté de la détection indirecte, car un possible signal γ a été détecté dans sa direction, comme nous l’avons évoqué dans le Chapitre 2. Cet objet a donc été le premier du catalogue DES pour lequel des données cinématiques ont été mesurées. Nous utilisons les données acquises par [Walker et al. \(2015a\)](#), incluant 38 étoiles. Les brillances de surface sont obtenues de la même manière que pour les ‘ultrafaint’ de SDSS, ici avec les données de [Koposov et al. \(2015\)](#). La Figure 4.17 présente le profil de brillance de surface obtenu pour Ret II – les données sont ici représentées sous forme *binnée*.

Le second objet que nous analysons est Tuc II. Il est situé à $d = 57$ kpc, et son statut de dSph a été confirmé par son analyse cinématique, qui indique un rapport masse sur luminosité $M/L \sim 1700 M_{\odot}/L_{\odot}$ ([Walker et al. 2016](#)). L’échantillon contient des mesures de vitesses de 7 étoiles, et la méthode *unbinned* est ici aussi appliquée pour la reconstruction du profil $I(R)$.

La Figure 4.18 présente les profils de dispersion de vitesse des quinze ‘ultrafaint’ analysées dans ce travail. Les ajustements (valeurs médianes et CIs à 95%) sont indiqués pour illustration ; comme pour les ‘classiques’, ils ont été réalisés sur les données *non binnées*, en suivant nos conclusions tirées des dSph simulées. La comparaison avec les dispersions de vitesse des ‘classiques’ est éloquent : les ‘ultrafaint’ sont bien plus incertaines, et les incertitudes associées à leurs facteurs J et D seront nécessairement bien plus importantes.

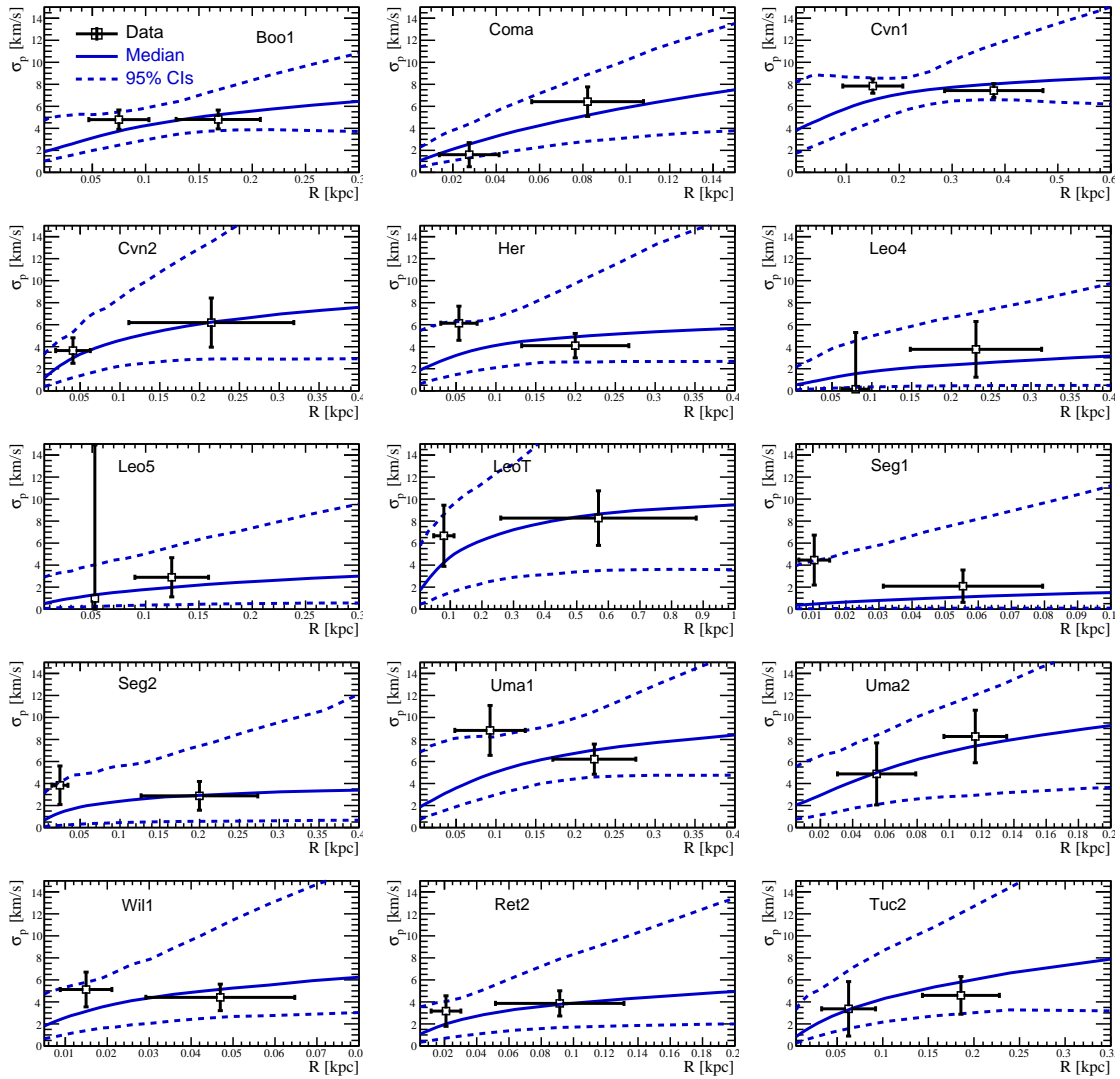


FIGURE 4.18: Profils de dispersion de vitesse des quinze dSphs ‘ultrafaint’ analysées ici, ainsi que valeurs médianes et CIs reconstruits par notre analyse de Jeans. Ces derniers ont été obtenus à l’aide des données de vitesses stellaires *non binnées*.

4.3.2 Tests de contamination : le problème Segue I

Avant d'appliquer notre analyse de Jeans optimisée aux vingt-trois dSphs, nous commençons par mettre en pratique nos diagnostics de contamination. Ces derniers nécessitent de connaître les probabilités d'appartenance P , estimées à l'aide de l'algorithme EM, pour chaque étoile des échantillons cinématiques. Comme évoqué précédemment, le calcul de ces probabilités se fait à l'aide des mesures de vitesses, de positions, et de métallicités stellaires. La difficulté tient à ce que ces données de métallicité sont souvent incomplètes – une très bonne résolution spectrale est requise pour leur détermination précise –, et parfois non publiées. En pratique, nous n'avons pu obtenir des estimations des valeurs de P que pour les échantillons cinématiques de onze dSphs : les huit 'classiques', ainsi que Segue I, Ret II et Tuc II. Pour les douze autres objets, nous ne disposons que d'un classificateur binaire d'estimation d'appartenance, séparant membres et contaminants, mis à disposition avec les publications des données cinématiques¹³. Nous n'étudierons pas la contamination dans ces douze dSphs, et les étoiles identifiées comme membres sont considérées comme ayant une probabilité d'appartenance de $P = 1$.

4.3.2.1 Les 'classiques'

Les effets de contamination pour les dSphs 'classiques' sont a priori moins problématiques que pour les 'ultrafaint', comme illustré précédemment à l'aide des données simulées. Il est néanmoins utile d'identifier les objets les plus affectés.

Seule la dSph Fornax apparaît ainsi comme souffrant de contamination, malgré son échantillon cinématique très important (plus de 2000 étoiles mesurées). Elle possède en effet la valeur de f_{inter} la plus forte parmi les huit objets : $f_{\text{inter}} \simeq 12\%$. La Figure 4.19 (à gauche) illustre la distribution des écarts entre vitesse individuelle et vitesse moyenne (échelle de couleur), dans le plan probabilité d'appartenance P - rayon projeté R , pour Fornax et Carina. On observe clairement la population d'étoiles au statut incertain pour Fornax, situées principalement aux grands rayons et avec des écarts importants à la vitesse moyenne. En comparaison, les étoiles mesurées pour Carina présentent un statut bien déterminé, comme l'illustre sa fraction $f_{\text{inter}} \simeq 3\%$.

Le deuxième diagnostic fait intervenir les deux analyses de Jeans P -weighted et *cut-95*. Nous avons appliqué une analyse de Jeans préliminaire et simplifiée à chacune des huit dSphs, en anisotropie constante mais en utilisant les autres ingrédients de l'analyse optimisée (profil de matière noire Einasto, brillance de surface Zhao). Les résultats confirment un effet de contamination pour Fornax, comme l'illustre la Figure 4.19 (à droite) : aux grands angles, les analyses P -weighted et *cut-95* donnent des facteurs J en désaccord à 95% de niveau de crédibilité. Ce n'est pas le cas pour les autres 'classiques', comme Carina (Figure 4.19).

L'échantillon cinématique de Fornax indique donc des signes de contamination, mais l'impact sur les facteurs J reste relativement faible, avec un écart d'un facteur ~ 2 entre les deux types d'analyse. L'analyse la plus conservatrice est la *cut-95*, et c'est celle que nous emploierons dans la suite pour obtenir les résultats finaux.

13. Ils ont été obtenus à l'aide de méthodes diverses, comme le *sigma-clipping* évoqué en Section 4.2.

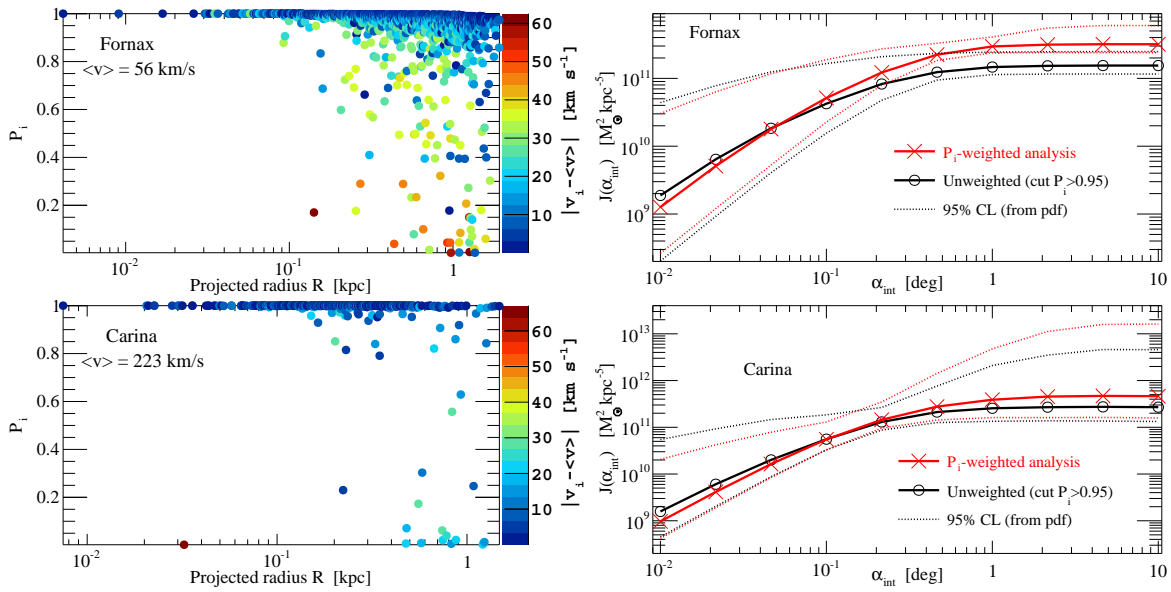


FIGURE 4.19: À gauche : distribution des écarts entre vitesse individuelle et vitesse moyenne (échelle de couleur), dans le plan probabilité d’appartenance P - rayon projeté R , pour Fornax (en haut) et Carina (en bas). Fornax possède une fraction importante d’étoiles au statut de membre ambigu ($f_{\text{inter}} \simeq 12\%$). À droite : comparaison des facteurs J reconstruits en analyse P -weighted (rouge) ou cut -95 (noir) pour Fornax et Carina. Aux grands angles d’intégration, une différence significative apparaît entre les deux analyses pour Fornax.

4.3.2.2 Les ‘ultrafaint’

Les trois ‘ultrafaint’ pour lesquelles nous disposons des valeurs de P sont Segue I, Ret II et Tuc II. Les données cinématiques de ces deux derniers objets ne semblent pas affectées par la contamination : Ret II ne possède qu’une étoile au statut ambigu ($P = 0.7$) sur trente-sept ; et Tuc II, aucune. Les facteurs J obtenus avec les deux analyses P -weighted et cut -95 sont de plus très similaires.

Néanmoins, ce n’est clairement pas le cas pour Segue I, pour laquelle les effets de contamination apparaissent comme très problématiques. Sa fraction f_{inter} vaut ainsi $f_{\text{inter}} \simeq 0.19$, et les analyses P -weighted et cut -95 donnent des résultats qui diffèrent de plus de deux ordres de grandeurs, avec des CIs très larges pour l’analyse cut -95, comme l’illustre la Figure 4.20. Ce comportement est typique de ce qu’on observe pour les ‘ultrafaint’ contaminées de nos simulations, comme par exemple la dSph simulée H0234, dont le facteur J a été présenté en Figure 4.15.

Nous avons consacré une publication (Bonnivard et al. 2015d) à ce problème, dans laquelle nous avons mené plusieurs tests supplémentaires. Nous avons en particulier utilisé une autre estimation des probabilités d’appartenance P , calculées par Martinez et al. (2011) à l’aide d’une extension bayésienne de l’algorithme EM. La fraction d’étoiles au statut ambigu est encore plus importante avec cette méthode : on obtient $f_{\text{inter}} = 0.46$. Il apparaît aussi que la reconstruction du facteur J est très sensible à l’inclusion ou l’exclusion d’une seule étoile problématique, SDSSJ100659.95+160408.7, entourée par un carré noir dans la Figure 4.21. Cette dernière présente la distribution des écarts entre vitesse individuelle et vitesse moyenne

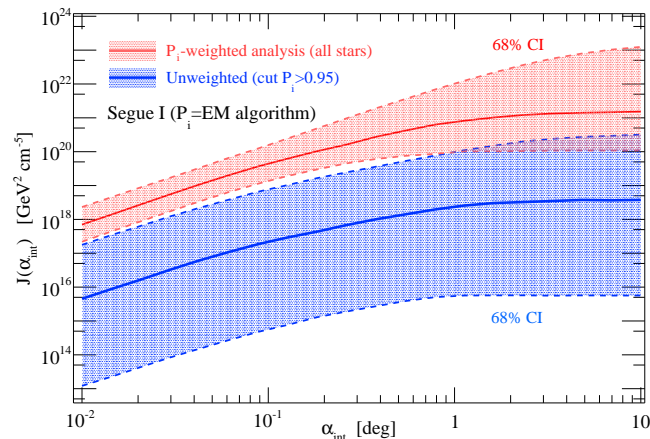


FIGURE 4.20: Facteurs J reconstruits pour Segue I, en utilisant l’analyse P -weighted (en rouge) ou l’analyse cut -95 (en bleu), avec une anisotropie constante. L’analyse P -weighted donne un facteur J supérieur à celui de l’analyse cut -95 de plus de deux ordres de grandeurs, avec des CIs très larges pour cette dernière. Notons que les CIs sont représentés ici à 68% de niveau de crédibilité.

dans le plan ($P_{\text{bayésien}}, R$) (panneau de gauche). Cette étoile a une probabilité d’appartenance $P = 0.39$, et un écart important, de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$, à la vitesse moyenne. Le panneau de droite de la Figure 4.21 illustre un dernier test appliqué à ces données, pour lequel nous varions le seuil P_{seuil} de sélection des étoiles pour l’analyse cut entre 0.1 et 0.95. On peut observer que le seuil exerce un effet très fort sur la reconstruction du facteur J – calculé ici à α_c^J –, illustrant le rôle des étoiles de probabilité intermédiaire. Cette figure met enfin en lumière l’impact de l’exclusion de l’étoile SDSSJ100659.95+160408.7 : lorsque le seuil est à $P = 0.35$, rejeter cette étoile diminue le facteur J de deux ordres de grandeurs, et mène à des CIs extrêmement larges.

Toutes ces analyses tendent à indiquer que le facteur J de Segue I doit être considéré avec précaution. Le comportement de cet objet n’avait cependant jamais été signalé auparavant, et les facteurs J publiés dans la littérature classent Segue I parmi les meilleures cibles pour la détection indirecte, étant donnée sa proximité (Essig et al. 2010; Geringer-Sameth et al. 2015a). C’est principalement nos choix de priors, autorisant de grandes libertés pour les paramètres de matière noire, qui ont permis d’observer ce comportement. Ajoutons que plusieurs télescopes ont consacré de longues périodes d’observation à cet objet – MAGIC par exemple, pendant 160 h (Aleksić et al. 2014) –, et nos conclusions remettent en question les limites qu’ils ont pu obtenir sur $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ à l’aide des facteurs J publiés auparavant. Le sujet est donc assez délicat. Notre article dédié a finalement été accepté pour publication dans MNRAS, après plusieurs échanges avec le(s) rapporteur(s)¹⁴. La dernière version inclut une nouvelle analyse dont nous reparlerons en conclusion, en Section 4.4.

14. Nous avons en particulier été contraint de demander un second rapporteur, le premier n’étant pas convaincu par notre travail malgré que nous ayons répondu à l’intégralité de ses demandes.

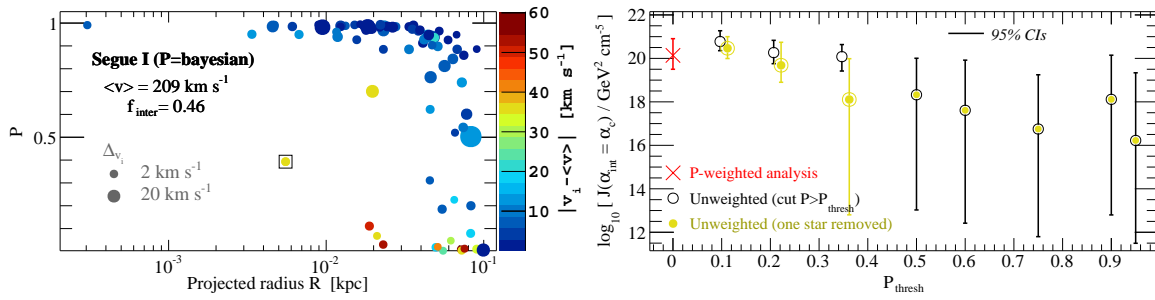


FIGURE 4.21: À gauche : distribution des écarts entre vitesse individuelle et vitesse moyenne (échelle de couleur), dans le plan ($P_{\text{bayésien}}, R$), pour Segue I. Les tailles des cercles sont proportionnelles aux incertitudes sur les vitesses. Une étoile particulièrement problématique, SDSSJ100659.95+160408.7, est entourée d’un carré noir. À droite : $J(\alpha_c^J)$ et CIs à 95% reconstruits à l’aide d’une analyse *P-weighted* (rouge) ou *cut*, en variant les seuils de cette dernière entre 0.1 et 0.95. Les cercles jaunes correspondent aux résultats obtenus en rejetant l’étoile SDSSJ100659.95+160408.7.

4.3.3 Facteurs J et D

Nous appliquons maintenant notre analyse de Jeans optimisée aux vingt-trois dSphs considérées dans ce travail. Rappelons une dernière fois les détails de l’analyse :

- nous employons le profil de matière noire Einasto (Eq. 3.12) ;
- la brillance de surface est ajustée par un modèle Zhao (Eq. 3.17) ;
- l’anisotropie est modélisée par un profil Baes & van Hese (Eq. 3.21) ;
- la fonction de vraisemblance utilisée est *non binnée* ;
- lorsque les probabilités d’appartenance P sont disponibles, nous sélectionnons les étoiles avec $P \geq 0.95$; sinon, toutes les étoiles ayant le statut de membre sont considérées ;
- enfin, nous estimons le rayon de viriel pour le calcul des facteurs J et D à l’aide du rayon de marée (Eq. 4.2).

Les intervalles utilisés pour les priors ont été présentés en Section 4.1.

4.3.3.1 Comparaison au signal Galactique

Avant de présenter le classement des dSphs en fonction de leurs facteurs J et D, il est important de comparer leurs contributions à celle du halo de matière noire de la Voie Lactée. L’importance relative des deux contributions va dépendre de l’angle d’intégration choisi. Nous modélisons le halo de la Galaxie avec un profil Einasto, normalisé à la densité de matière noire au niveau du système solaire, $\rho_\odot = 0.4 \text{ GeV cm}^{-3}$, et avec un paramètre $\alpha = 0.17$. Nous y ajoutons une contribution de sous-structures avec une distribution spatiale cœur (profil Zhao avec pente logarithmique interne nulle), contribuant à 10% de la masse totale de la Voie Lactée, et déterminons les facteurs J et D correspondants avec CLUMPY.

La Figure 4.22 compare les facteurs J (à gauche) et D (à droite) des vingt-trois dSphs, reconstruits avec notre analyse optimisée, à l’estimation de la contribution de la Galaxie, en fonction de la distance angulaire au centre Galactique. Trois angles d’intégration sont considérés : $\alpha_{\text{int}} = 0.01^\circ$ (en haut), $\alpha_{\text{int}} = 0.1^\circ$ (au milieu), et $\alpha_{\text{int}} = 1^\circ$ (en bas). Cette figure permet d’illustrer clairement la perte de contraste qui apparaît lorsqu’on augmente l’angle d’intégration. Pour les facteurs J, les contributions de la majorité des dSphs sont un ordre de grandeur

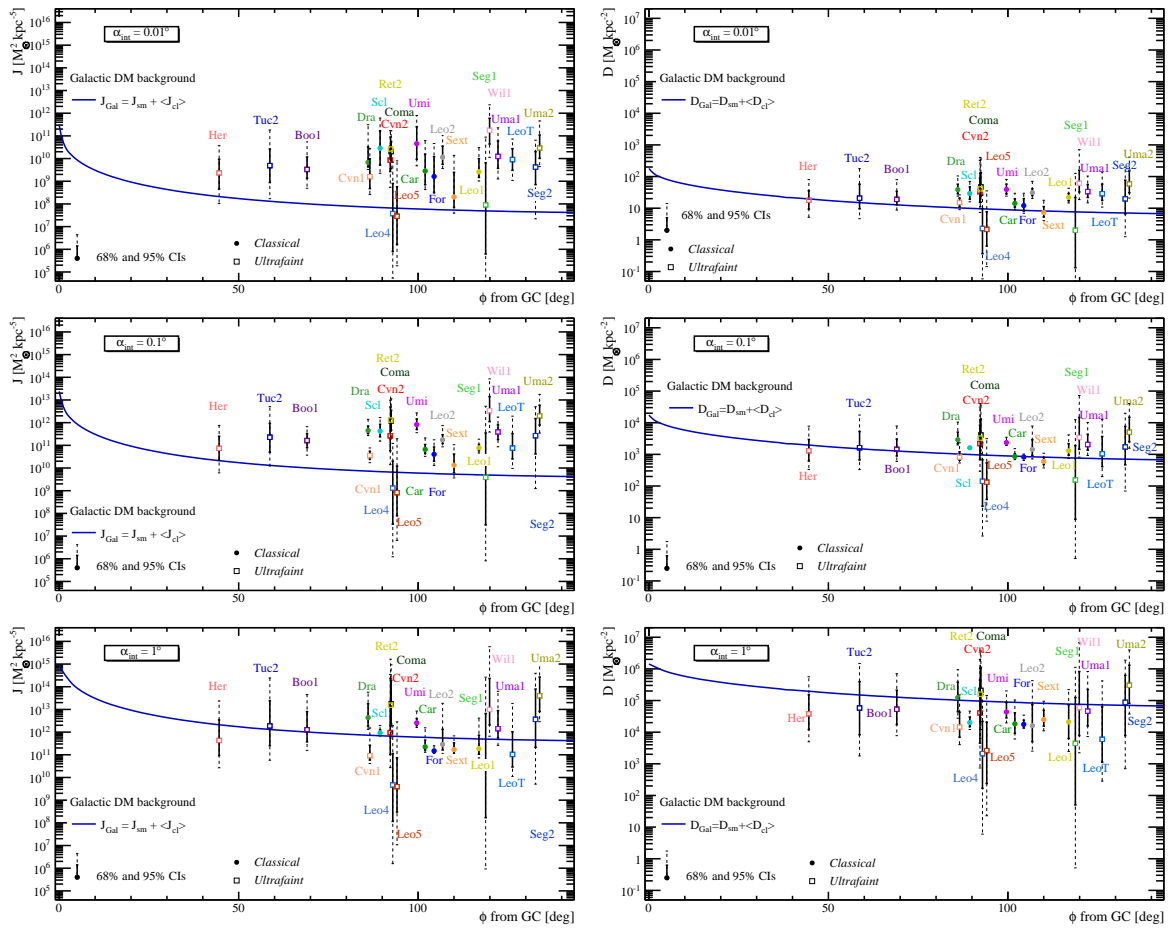


FIGURE 4.22: Valeurs médianes et CIs à 95% pour les facteurs d'annihilation (à gauche) et de désintégration (à droite) des vingt-trois dSphs étudiées ici, en fonction de leur distance angulaire au centre Galactique. L'estimation de la contribution du halo de la Voie Lactée est indiquée avec la courbe bleue. Trois angles d'intégration sont considérés : $\alpha_{\text{int}} = 0.01^\circ$, 0.1° et 1° .

au-dessus de celle de la Voie Lactée pour $\alpha_{\text{int}} = 0.01^\circ$, mais les deux sont similaires pour la plupart des objets à $\alpha_{\text{int}} = 1^\circ$. Le contraste est encore moins bon pour les facteurs D¹⁵. Pour une résolution angulaire de l'ordre du degré, comparable à celle du satellite Fermi-LAT en-deçà de ~ 1 GeV, il est donc plus intéressant de rechercher un signal provenant du halo de la Voie Lactée plutôt que des dSphs. Les télescopes Cherenkov au sol possèdent une meilleure résolution angulaire, et sont donc moins affectés par la contribution Galactique.

4.3.3.2 Résultats : facteurs J

Classement des vingt-trois dSphs La Figure 4.23 présente le classement des vingt-trois dSphs selon les valeurs médianes de leurs facteurs J, reconstruites *via* notre analyse optimisée (carrés bleus) pour un angle d'intégration $\alpha_{\text{int}} = 0.5^\circ$, et les compare aux estimations les plus couramment utilisées dans la littérature. Cet angle d'intégration est celui utilisé par la

15. Les signaux de désintégration sont néanmoins généralement recherchés dans le canal des rayons X, avec des télescopes à très bonne résolution angulaire – typiquement de l'ordre de 0.001° .

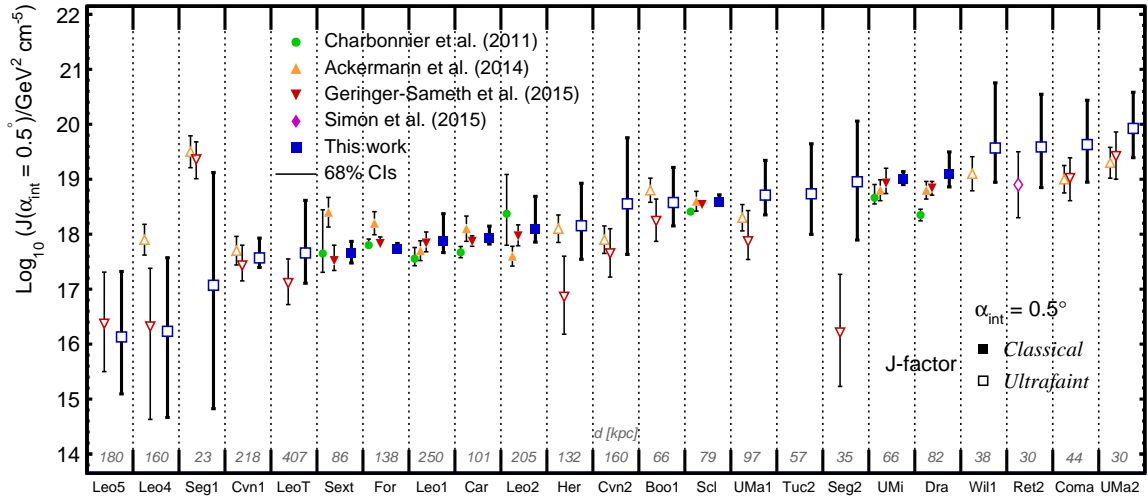


FIGURE 4.23: Classement des dSph selon les valeurs médianes de leurs facteurs J , à $\alpha_{\text{int}} = 0.5^\circ$, et CI à 68% associés. Nos résultats (carrés bleus) sont comparés aux estimations de différents auteurs. Les ‘ultrafaint’ sont les symboles vides, et les ‘classiques’ les symboles pleins.

collaboration Fermi-LAT. Les symboles vides sont les ‘ultrafaint’, et les symboles pleins les ‘classiques’. Comme attendu, les CI associés aux facteurs J des ‘ultrafaint’ sont sensiblement plus grands que ceux des ‘classiques’, et les objets les plus proches présentent généralement les plus forts facteurs J (les distances aux dSph sont indiquées en bas de la figure). Les incertitudes systématiques issues de la possible triaxialité des halos ne sont pas prises en compte ici, par souci de comparaison avec les incertitudes estimées par les autres analyses, qui ne les modélisent pas.

Notre analyse place la dSph ‘ultrafaint’ UMa II comme l’objet le plus prometteur pour la recherche d’un signal γ d’annihilation. Son facteur J est un facteur ~ 2 plus haut que celui des trois dSph suivantes, Coma, Ret II et Willman I, qui possèdent toutes un facteur d’annihilation proche de $10^{19.6} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$. Les dSph ‘classiques’ Draco et UMi sont classées respectivement cinquième et sixième sur vingt-trois. Leurs faibles CI en font des cibles à la fois robustes et prometteuses. Les objets les moins intéressants pour la détection indirecte sont Leo V, Leo IV et Segue I, qui allient faible facteur J et grandes incertitudes.

Comparaison à d’autres estimations La Figure 4.23 permet de comparer nos estimations à celles employées dans les analyses présentes dans la littérature. Nous avons choisi comme comparaison les résultats de Charbonnier et al. (2011) (en vert), de la collaboration Fermi-LAT (Fermi-LAT Collaboration 2014) (en orange), de Geringer-Sameth et al. (2015a) (en rouge), et de Simon et al. (2015) (en violet) pour Ret II. Tous ces résultats reposent sur des analyses de Jeans, relativement similaires à celle que nous avons menée. La plupart d’entre elles donnent des résultats cohérents, mais la nôtre a tendance à mener à des facteurs J plus grands et plus incertains. Ce comportement peut s’interpréter ainsi :

- les autres analyses se restreignent toutes à des profils de brillance de surface de forme Plummer (Eq. 3.13). Notre analyse présente l’avantage de laisser plus de liberté aux ajustements de ces données, grâce au profil Zhao, et nos ajustements mènent à des

pentres externes plus fortes que celles des profils Plummer. Or notre étude sur les données simulées indique que des profils $I(R)$ plus pentus dans les parties externes mènent à des facteurs J plus importants. Ceci permet d’expliquer nos plus grands facteurs J ;

- les degrés de liberté supplémentaires de notre analyse – en particulier pour l’anisotropie, modélisée par le profil Baes & van Hese à quatre paramètres libres – donnent lieu à des CIs plus larges que ceux des autres analyses. À nos yeux, ils représentent cependant de manière plus réaliste notre degré d’ignorance de certains ingrédients astrophysiques sous-jacents. Les intervalles de crédibilité des facteurs J utilisés par Fermi-LAT sont particulièrement restreints, en comparaison de nos estimations. L’analyse qu’ils emploient, présentée dans [Martinez \(2015\)](#), est cependant profondément différente de la nôtre. Elle utilise en particulier la seule dispersion de vitesse moyenne des étoiles, et non pas son profil radial, avec une méthode bayésienne d’analyse hiérarchique à deux niveaux. En quelques mots, leur analyse contraint certaines propriétés supposées communes à la population de dSphs de la Voie Lactée (par exemple, la relation entre masse et concentration des halos, *via* leur vitesse circulaire maximale v_{\max} et leur rayon correspondant r_{\max}), et les utilise comme densités *a priori* pour les analyses des dSphs individuelles. L’effet final est de redistribuer les incertitudes entre tous les objets : les ‘classiques’ voient leurs CIs augmenter, tandis que ceux des ‘ultrafaint’ diminuent. Notre analyse offre l’avantage de traiter indépendamment chaque objet, sans supposer de propriétés universelles.

Notons que les facteurs J de Segue II et de Hercules reconstruits par notre analyse sont très différents de ceux de [Geringer-Sameth et al. \(2015a\)](#). Les écarts s’expliquent par les différences entre les estimations des rayons de viriel, nécessaires au calcul des facteurs J . [Geringer-Sameth et al. \(2015a\)](#) emploient une méthode très conservatrice d’estimation du rayon de viriel, en l’associant à la position de l’étoile la plus éloignée du centre de la dSph. Leur rayon est une limite inférieure sur le rayon de viriel de l’objet. Il vaut par exemple 0.12 kpc pour Segue II, alors que notre estimation à l’aide du rayon de marée donne des valeurs de l’ordre de la dizaine de kpc. Comme nous l’avons évoqué en Section 4.1, sous-estimer le rayon de viriel mène à des facteurs J plus faibles¹⁶, ce qui permet d’expliquer ces différences.

Ret II La dSph ‘ultrafaint’ Ret II a tenu une place notable dans notre travail. Nous lui avons consacré un article sous forme de lettre, [Bonnivard et al. \(2015b\)](#). Le contexte de son analyse était très particulier : notre collègue Matthew Walker et son post-doctorant Alex Geringer-Sameth venaient de publier une analyse des données publiques du satellite Fermi-LAT, indiquant un excès de rayonnement γ provenant de sa direction ([Geringer-Sameth et al. 2015b](#)). Estimer son facteur J était alors devenu une tâche prioritaire, afin de placer des contraintes sur les propriétés d’une éventuelle particule de matière noire. Les observations cinématiques ont donc rapidement suivi, mais suite à un imbroglio autour des droits associés à l’utilisation des données, elles se sont retrouvées en possession du groupe de Matthew Walker et de celui de Josh Simon. Nous avons alors conclu un accord afin de soumettre nos analyses le même jour – le 13 avril 2015 – sur arXiv et aux journaux à comité de lecture.

Le facteur J obtenu par [Simon et al. \(2015\)](#) est compatible avec notre estimation, bien que légèrement plus faible. La description de leur analyse de Jeans est très succincte, mais

16. Notons que les CIs sont aussi réduits lorsque le rayon de viriel est sous-estimé, voir [Bonnivard et al. \(2015a\)](#).

la différence semble provenir de leur choix de profil de brillance de surface – là aussi un profil Plummer – et de leurs priors sur les paramètres de matière noire. Notre analyse place quant à elle Ret II troisième au classement des meilleurs cibles pour l’annihilation. L’analyse des données publiques de Fermi-LAT par [Geringer-Sameth et al. \(2015b\)](#) indiquait que Ret II devait posséder un facteur J au moins égal à $10^{19.6} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$ pour que l’interprétation matière noire soit compatible avec les contraintes issues des autres dSphs. C’est justement la valeur que nous avons reconstruite avec notre analyse. Néanmoins, l’étude de la collaboration Fermi-LAT à l’aide de données non accessibles publiquement à l’époque, appelées Pass 8, n’indique pas d’excès significatif dans la direction de Ret II ([Drlica-Wagner et al. 2015a](#)). Ces nouvelles données présentent de nombreuses améliorations en termes de résolutions angulaire et en énergie. Ret II a donc repris un rôle d’objet standard parmi la population des dSphs de la Voie Lactée, mais reste prometteur pour placer des contraintes sur les propriétés des particules de matière noire.

4.3.3.3 Résultats : facteurs D

Nous présentons en [Figure 4.24](#) le classement des dSphs selon les valeurs médianes de leurs facteurs D, ainsi que les CIs à 68% associés. Les facteurs de désintégration sont ici calculés à l’angle critique $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c^D \simeq R_h/d$, afin de pouvoir plus facilement les comparer aux estimations présentes dans la littérature.

Classement des vingt-trois dSphs Le classement des meilleurs objets est différent de celui des facteurs J, bien qu’UMa II apparaisse ici aussi comme la cible la plus prometteuse pour la détection indirecte. Son facteur D est significativement plus grand (facteur ~ 3) que celui des deux objets suivants, les deux dSphs ‘classiques’ Sextans et UMi. Ces deux galaxies sont des cibles particulièrement intéressantes : leurs facteurs D sont forts et bien contraints. Suivent ensuite sept dSphs aux facteurs D relativement similaires : UMa I, Draco, Boo I, Sculptor, Fornax, Tuc II et Coma. La queue de peloton est occupée ici aussi par Leo V, Leo IV et Segue I.

Comparaison à d’autres estimations La désintégration de matière noire étant moins considérée que l’annihilation, la comparaison de nos estimations à celles présentes dans la littérature est plus limitée. Nous comparons nos résultats à ceux obtenus avec l’analyse de [Charbonnier et al. \(2011\)](#), ainsi qu’à ceux de [Geringer-Sameth et al. \(2015a\)](#) et [Wolf et al. \(2010\)](#).

Les conclusions tirées de la comparaison des facteurs J s’avèrent aussi valides pour les facteurs D : pour les mêmes raisons que précédemment, nos estimations présentent généralement des valeurs médianes plus fortes et des CIs plus larges. Pour Segue II et Hercules, les différences des estimations des rayons de viriel entre notre analyse et celle de [Geringer-Sameth et al. \(2015a\)](#) expliquent là aussi les écarts observés : l’effet d’une sous-estimation du rayon de viriel est encore plus fort pour les facteurs D, car les contributions des régions externes des halos de matière noire sont plus importantes¹⁷. On observe aussi que nos facteurs D ont tendance à être systématiquement plus grands que ceux reconstruits par [Wolf et al. \(2010\)](#).

17. Étant donnée la densité au carré intervenant dans le facteur J, ce sont les régions centrales du halo qui contribuent le plus fortement à l’annihilation.

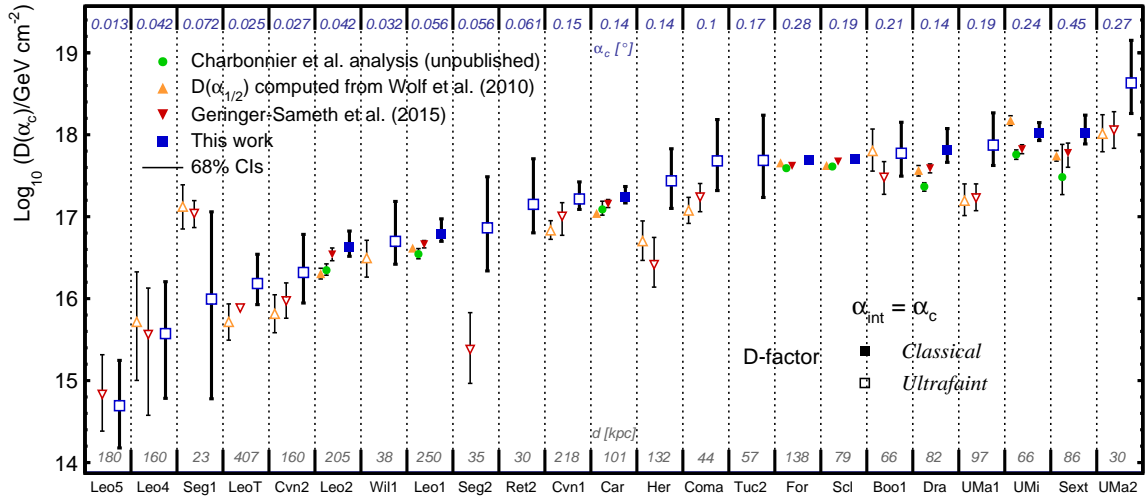


FIGURE 4.24: Classement des dSphs selon les valeurs médianes de leurs facteurs D, à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c^D \simeq R_h/d$, et CIs à 68% associés. Nos résultats (carrés bleus) sont comparés aux estimations de différents auteurs. Les ‘ultrafaint’ sont les symboles vides, et les ‘classiques’ les symboles pleins.

Outre les différences dans l’analyse de Jeans, c’est probablement leur méthode de calcul des facteurs D qui cause cet écart : ces auteurs emploient en effet une approximation ponctuelle, $D^{\text{point}}(\alpha_{\text{int}}) = M(\alpha_{\text{int}})/d^2$, avec d la distance à la dSph et $M(\alpha_{\text{int}})$ la masse de la sphère contenue dans l’angle d’ouverture α_{int} , alors que CLUMPY prend en compte le volume complet du halo de matière noire intercepté par la ligne de visée.

4.3.3.4 Quelles cibles choisir ?

À l’aune de nos résultats, nous pouvons répondre à une question importante, qui permet de synthétiser notre travail : quelles dSphs faut-il observer en priorité pour la recherche indirecte de matière noire ? Ce point est particulièrement crucial pour les télescopes Cherenkov actuels et pour le futur CTA, qui sont restreints à l’observation d’un nombre limité de cibles dans l’optique d’obtenir des contraintes compétitives.

Notre classement indique qu’UMa II est la cible avec les plus hauts facteurs J et D. Notre analyse de Jeans suppose cependant que les dSphs sont en équilibre dynamique, et donc pas influencées par les effets de marée de la Voie Lactée. Certaines dSphs semblent néanmoins affectées par des processus de disruption, même s’il est très difficile de déterminer si ces derniers augmentent artificiellement la dispersion de vitesse stellaire. UMa II est justement l’une des dSphs affichant les signes les plus clairs d’effets de marée : sa morphologie est très allongée ; elle apparaît comme séparée en plusieurs sous-structures ; et elle présente un gradient significatif de vitesses le long de son axe principal (Muñoz et al. 2010). Il est donc probable que ses facteurs d’annihilation/désintégration ne soient pas représentatifs de son vrai potentiel d’émission provenant de matière noire. Dans une moindre mesure, Willman I et Hercules semblent aussi ne pas être en équilibre dynamique (Willman et al. 2011; Martin et Jin 2010), et leurs facteurs J et D doivent être considérés avec précaution.

Dans l’optique de *découvrir* un signal d’annihilation de matière noire, les objets les plus prometteurs sont donc plutôt **Coma** et **Ret II**. Leurs facteurs J sont forts, mais avec des CIs

relativement larges ; et leur étude photométrique actuelle n’indique pas de signe de disruption (Muñoz et al. 2010; Walker et al. 2015a). Néanmoins, si l’objectif est de placer des contraintes *robustes* dans le plan $(\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle, m_\chi)$, les dSphs ‘classiques’ **Draco** et **UMi** apparaissent comme les plus intéressantes, grâce à leurs faibles intervalles de crédibilité.

Enfin, en ce qui concerne la désintégration, ce sont les ‘classiques’ **UMi** et **Sextans** qui doivent être considérées comme les cibles prioritaires : leurs facteurs D sont à la fois forts et bien contraints. Elles peuvent donc être observées à la fois pour la découverte d’un signal et pour l’obtention de contraintes robustes.

Notons néanmoins que dans le cadre d’une recherche de signal, l’intensité du bruit de fond γ , Galactique ou extra-galactique, joue un rôle dans le classement des meilleures cibles : les régions présentant le plus faible bruit de fond permettront d’obtenir les meilleures contraintes. Ce point n’a pas été considéré dans notre étude.

4.4 Conclusions et perspectives

Nous avons mené un travail détaillé de reconstruction des facteurs J et D, appliqué aux galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée. Notre démarche repose sur la détermination et la validation d’une configuration optimisée d’analyse de Jeans, à l’aide de tests systématiques utilisant des données simulées. Cette méthode avait notamment été initiée par Charbonnier et al. (2011), et nous l’avons étendue à l’ensemble des ingrédients de l’analyse de Jeans, *via* l’utilisation d’un nombre considérable de dSphs simulées. Nous avons en particulier été les premiers à étudier l’impact de la triaxialité des dSphs sur la reconstruction des facteurs d’annihilation *via* une analyse sphérique, et à s’intéresser au rôle de la contamination sur la surestimation des facteurs J, particulièrement problématique pour Segue I. Nous avons choisi de rendre publics les outils d’analyse avec le code CLUMPY, afin qu’ils soient réutilisés par la communauté – ce qui commence à être le cas, voir par exemple Genina et Fairbairn (2016).

Notre travail offre l’avantage de proposer une analyse homogène et cohérente de vingt-trois dSphs de la Voie Lactée, ce qui correspond à l’échantillon le plus large proposé dans la littérature. Nos résultats ont été plutôt bien reçus par la communauté, et commencent à être assez bien cités. Les perspectives sont nombreuses, à la fois du point de vue observationnel – de nombreuses dSphs vont être découvertes dans le futur, et la taille des échantillons cinématiques des objets connus va augmenter –, et du point de vue de la modélisation, dont de nombreux aspects peuvent être améliorés.

Découverte de nouvelles galaxies naines sphéroïdes Comme nous l’avons évoqué dans le Chapitre 3, la révolution causée par DES sur le nombre de dSphs découvertes n’en est qu’à ses débuts, et plusieurs dizaines, voire centaines d’objets pourraient être observés par LSST (Hargis et al. 2014). L’acquisition de données cinématiques reste cependant fastidieuse et délicate. Tuc II est le dernier objet auquel nous avons appliqué notre analyse de Jeans optimisée, après l’obtention de mesures de vitesses stellaires par Walker et al. (2016) à la fin de l’année 2015. Cependant, nous avons récemment participé à l’analyse d’une dSph extrêmement prometteuse, Triangulum II, située à 37 kpc, découverte par Laevens et al. (2015b) à l’aide de Pan-STARRS et dont un échantillon cinématique de treize membres a été obtenu par Kirby et al. (2015) et Martin et al. (2016). L’étude à l’aide du module d’analyse de Jeans de CLUMPY, menée par Genina et Fairbairn (2016) – avec qui nous avons échangé –, suggère un

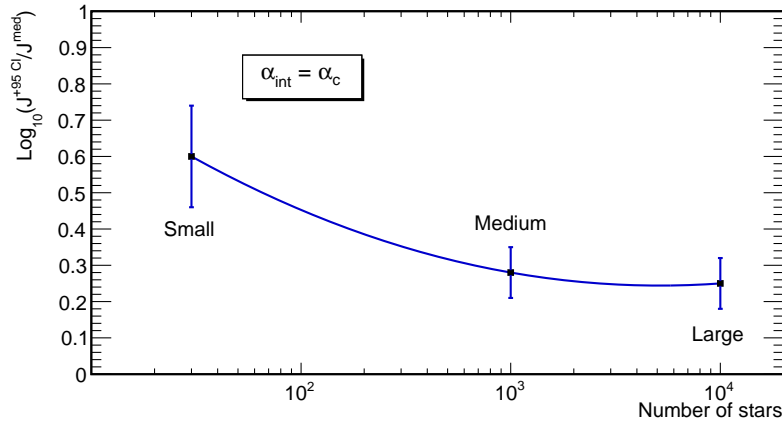


FIGURE 4.25: Valeurs moyennes et dispersions des valeurs de $\log_{10}(J^{+95\%CI}/J^{\text{med}})$, reconstruites lors de notre analyse des trente-deux dSph simulées du deuxième jeu de données présenté dans la Section 4.1, en fonction du nombre d'étoiles des échantillons. Les intervalles de crédibilité diminuent avec le nombre d'étoiles jusqu'à atteindre un plateau au-delà de quelques milliers d'étoiles.

facteur J extrêmement fort pour cet objet, supérieur à $10^{20} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$. Si cette dSph confirme ne pas être en cours de disruption, elle pourrait apparaître comme la cible la plus prometteuse pour la détection indirecte de matière noire.

Amélioration de la reconstruction Pour terminer, il nous semble important d'évoquer les améliorations possibles pour la reconstruction des facteurs J et D . Une première façon d'obtenir de meilleures contraintes est d'augmenter la taille des échantillons cinématiques : les erreurs statistiques sont en effet dominantes pour les nombreuses dSph 'ultrafaint'. À titre d'illustration, la Figure 4.25 indique la valeur moyenne et la dispersion des valeurs de $\log_{10}(J^{+95\%CI}/J^{\text{median}})$ – la taille des CIs –, reconstruites lors de notre analyse des trente-deux dSph simulées du deuxième jeu de données présenté dans la Section 4.1, en fonction du nombre d'étoiles des échantillons. Il est intéressant de voir qu'au-delà de quelques milliers d'étoiles, la taille des CIs ne diminue plus et atteint un plateau : les erreurs deviennent alors dominées par les effets systématiques.

Le facteur limitant la taille des échantillons cinématiques des 'ultrafaint' est la faible luminosité de leurs étoiles. Les fonctions de luminosité des galaxies indiquent en effet que les étoiles les plus nombreuses sont les moins lumineuses, et donc les plus difficiles à observer. Dans le futur, la construction de plus grands télescopes à spectrographes, comme le projet MSE (McConnachie et al. 2016), permettra d'augmenter significativement la taille des échantillons cinématiques, comme l'illustre la Figure 4.26. Avec une limite de magnitude de $V < 23$ – les spectrographes actuels étant limités à $V < 21$ –, un télescope comme MSE permettrait d'augmenter de plus d'un ordre de grandeur la taille des échantillons cinématiques pour les dSph de la Voie Lactée.

Pour des objets pour lesquels un nombre suffisant d'étoiles a été mesuré, comme certaines dSph 'classiques', c'est l'amélioration de la modélisation qui peut permettre d'obtenir des facteurs J mieux reconstruits. On peut prendre l'exemple de Fornax, qui dispose de plus de 2000 mesures de vitesses mais pour laquelle les effets de contamination semblent être importants (Section 4.3.2). Notre collègue Matthew Walker a mis au point une nouvelle méthode

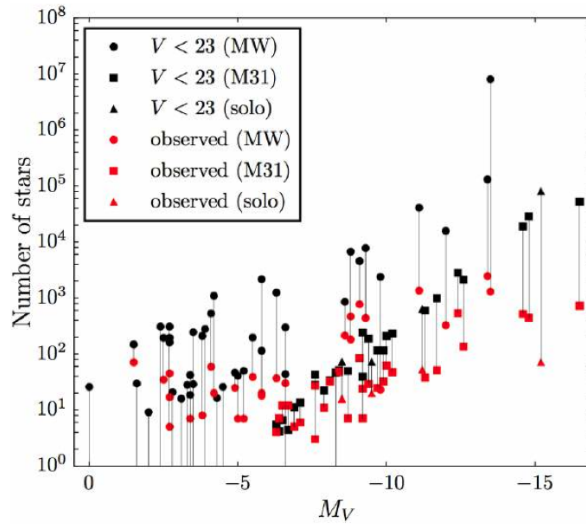


FIGURE 4.26: Nombres d'étoiles envisagées dans les échantillons cinématiques futurs, obtenus avec un télescope avec une limite de magnitude $V < 23$, pour les galaxies naines connues aujourd'hui. Les points rouges sont les tailles actuelles, et les points noirs les tailles futures. Les galaxies naines isolées sont marquées avec des triangles, les dSphs de la Voie Lactée avec des cercles, et celles de M31 avec des carrés. Figure issue de [McConnachie et al. \(2016\)](#).

d'analyse de Jeans, qui permet *dans le même temps* de séparer membres et contaminants et de reconstruire les paramètres de matière noire. Cette analyse bayésienne utilise l'ensemble des données disponibles – vitesses, positions, métallicités, et brillances de surface –, et permet de propager les incertitudes sur la séparation membres/contaminants directement sur les paramètres de matière noire, ce qui n'est pas le cas pour notre analyse actuelle. La difficulté réside dans le nombre très élevé de paramètres libres, plus d'une quinzaine, ce qui augmente fortement le temps de calcul de l'analyse MCMC. Nous avons pu mettre en pratique cette nouvelle analyse pour Segue I, mais la taille limitée de l'échantillon cinématique restreint les possibilités d'amélioration de la reconstruction des facteurs J. Les résultats obtenus sont ainsi très similaires à ceux de notre analyse standard. Il serait cependant très intéressant de tester cette méthode sur les données simulées de tailles similaires à celles des 'classiques', pour lesquelles une amélioration de la reconstruction est envisageable. C'est probablement la bonne direction à prendre pour répondre au défi que constituerait la détection d'un signal matière noire en provenance des dSphs, qui nécessiterait des facteurs J robustes et bien contraints, afin d'en déduire les propriétés des particules de matière noire.

Troisième partie

Recherche d'anti-hélium avec l'expérience AMS-02

5

L'anti-hélium, la matière noire et l'expérience AMS-02

Sommaire

5.1	Quelques mots sur l'anti-matière dans l'Univers	146
5.2	L'anti-hélium pour la recherche indirecte de matière noire	147
5.2.1	Production d'anti-hélium : la coalescence	148
5.2.2	Flux attendus sur Terre	150
5.2.3	Comparaison des flux et conclusions	152
5.3	L'expérience AMS-02 : un détecteur de physique des particules dans l'espace	153
5.3.1	L'expérience AMS-02	153
5.3.2	Identification et caractérisation de particules avec AMS-02	155
5.4	Conclusions	161

APRÈS AVOIR CONSIDÉRÉ le canal des photons γ pour la recherche indirecte de matière noire, nous nous tournons désormais vers celui des anti-noyaux du rayonnement cosmique. L'instrument actuel le plus abouti pour la recherche d'anti-particules cosmiques est l'expérience AMS-02, véritable détecteur de physique des particules placé dans l'espace. La collaboration AMS a publié des mesures extrêmement précises de la fraction de positrons $e^+/(e^+ + e^-)$ (Accardo et al. 2014) et des flux individuels d'électrons et positrons (Aguilar et al. 2014), et devrait d'ici peu rendre publics ses résultats sur le rapport antiprotons sur protons. Dans le cadre de la détection indirecte de matière noire, le canal des anti-noyaux – principalement les anti-deutérons et l'anti-hélium – est particulièrement prometteur, et AMS-02 peut permettre d'améliorer significativement les contraintes actuelles.

Nous avons pu mener durant cette thèse un travail préliminaire de recherche d'anti-hélium avec les données collectées par AMS-02. Cette étude s'est déroulée sur seulement six mois, et les résultats sont nécessairement moins aboutis que ceux concernant les dSphs. Notre objectif

est principalement de détailler la *méthode* que nous avons employée, qui peut être réadaptée pour la recherche d’anti-deutérons, rendue plus difficile par la nécessaire séparation isotopique avec les antiprotons. Nous y reviendrons dans la suite.

Nous commencerons par justifier les motivations pour la recherche d’anti-hélium dans le rayonnement cosmique, en insistant sur les aspects reliés à la détection indirecte de matière noire, puis présenterons l’expérience AMS-02. Nos résultats seront détaillés dans le Chapitre 6.

5.1 Quelques mots sur l’anti-matière dans l’Univers

Une des énigmes majeures de la physique actuelle concerne l’absence apparente d’anti-matière dans l’Univers (voir ci-dessous). En effet, l’Univers a dû contenir dans ses premiers instants une quantité équivalente de matière et d’anti-matière, en équilibre chimique et thermodynamique *via* les réactions de création de paires et d’annihilation. Lorsque les créations de paires ont été stoppées par le refroidissement de l’Univers, la plupart des particules et anti-particules se sont annihilées – sauf une faible fraction de matière, qui a, heureusement, subsisté et nous compose aujourd’hui. Ce scénario est conforté par le très faible nombre de baryons par photon dans l’Univers, $\eta = n_b/n_\gamma \sim 6 \times 10^{-10}$ (voir Chapitre 1), qui semble indiquer que la très grande majorité de la matière et de l’anti-matière s’est bien annihilée en photons (voir par exemple Prokhorov 2015). La génération de cette asymétrie matière/anti-matière à partir d’un Univers initialement symétrique est modélisée par un processus physique appelé *baryogénèse*, qui doit respecter les fameuses conditions de Sakharov ¹ (Sakharov 1991). Il apparaît que le Modèle Standard de la physique des particules ne peut expliquer à lui seul cette asymétrie (voir par exemple Canetti et al. 2012), ce qui constitue une justification supplémentaire à la recherche de nouvelle physique.

De nombreuses observations restreignent ainsi la quantité d’anti-matière présente dans l’Univers aujourd’hui, en particulier grâce aux mesures en rayons γ . À l’échelle du système solaire, l’existence de corps célestes composés d’anti-matière – comme des planètes – est réfutée : l’interaction du vent solaire, constitué principalement de protons et d’électrons, avec ces anti-objets générerait un fort rayonnement γ qui n’est pas détecté (Steigman 1976). À l’échelle de la Voie Lactée, il est possible de placer des limites supérieures sur la fraction f_{ISM} d’anti-matière dans le milieu interstellaire, en supposant par exemple que l’émission γ produite par l’annihilation de paires $p\bar{p}$ doit être inférieure au flux γ diffus mesuré par Fermi-LAT : von Ballmoos (2014) obtient ainsi une limite $f_{\text{ISM}} \leq 8.6 \times 10^{-16}$. À l’échelle des amas de galaxies, les collisions dans le plasma intra-amas, qui génèrent un rayonnement X comme évoqué en Partie I, devraient aussi engendrer de l’émission γ d’annihilation si de l’anti-matière est présente en quantité suffisante. La comparaison des flux de rayons X aux limites supérieures sur le flux de rayons γ permet donc de contraindre la fraction d’anti-matière. Les limites actuelles sur la fraction f_c d’anti-matière dans les amas sont de l’ordre de $f_c \leq 10^{-8}$ (von Ballmoos 2014). Ajoutons enfin que l’Univers pourrait être formé de grandes régions distinctes composées uniquement de matière ou d’anti-matière, mais l’annihilation qui aurait lieu à leurs frontières affecterait le fond diffus cosmologique et contribuerait à l’émission diffuse γ extragalactique. Les contraintes sur ces derniers indiquent que de tels domaines doivent présenter

1. Les interactions générant l’asymétrie doivent violer la conservation du nombre baryonique, les symétries C et CP, et se dérouler hors équilibre thermodynamique.

une taille comparable à celle de l'Univers observable (voir par exemple [Cohen et al. 1998](#); [Canetti et al. 2012](#)).

Outre que sous forme diffuse, l'anti-matière pourrait être présente dans des objets compacts comme des anti-étoiles. De tels astres pourraient accréter du gaz du milieu interstellaire lors de leur parcours dans la Galaxie, et donc générer à leur surface un rayonnement γ d'annihilation. Ces objets constitueraient des sources ponctuelles γ non associées à de l'émission dans d'autres longueurs d'onde. À partir du catalogue de sources Galactiques ponctuelles non associées détectées par Fermi-LAT, [von Ballmoos \(2014\)](#) estime que la fraction d'anti-étoiles $f_{\star} = N_{\bar{\star}}/N_{\star}$ situées dans un voisinage de 150 pc du système solaire, est inférieure à 4×10^{-5} .

Tous ces résultats indiquent donc que l'Univers semble très largement dominé par la matière. L'anti-matière, sous forme de positrons et d'antiprotons, n'est directement détectée que dans le rayonnement cosmique. Comme nous l'avons vu dans le [Chapitre 2](#), ces particules sont principalement d'origine secondaire² : elles sont créées par l'interaction des rayons cosmiques primaires, majoritairement des protons et de l'hélium, avec le milieu interstellaire. Elles ne témoignent donc pas de l'existence de régions d'anti-matière. La détection d'anti-noyaux, comme de l'anti-hélium ou de l'anti-carbone, changerait la donne : comme nous le verrons ci-dessous, la production secondaire d'anti-noyaux est extrêmement faible, et la mesure de telles particules dans le rayonnement cosmique pourrait témoigner de l'existence d'anti-étoiles dans la Galaxie – ou bien d'annihilation de matière noire. Aucun anti-noyau n'a néanmoins été détecté pour le moment. Nous présenterons les contraintes actuelles sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$ dans le [Chapitre 6](#).

5.2 L'anti-hélium pour la recherche indirecte de matière noire

Outre leur rôle pour contraindre la présence d'anti-matière dans la Galaxie, les anti-noyaux forment un canal très intéressant pour la recherche indirecte de matière noire. Comme discuté dans le [Chapitre 2](#), les flux d'antiprotons mesurés actuellement sont en accord avec une production purement secondaire, et permettent de placer de fortes contraintes sur les propriétés des particules de matière noire (voir par exemple [Giesen et al. 2015](#)). Les anti-deutérons sont considérés comme un canal plus prometteur pour la détection d'un signal d'annihilation (voir par exemple [Donato et al. 2000](#); [Baer et Profumo 2005](#); [Donato et al. 2008](#)) : en-dessous d'une énergie de ~ 1 GeV/n (GeV par nucléon), le flux provenant d'annihilation de matière noire est prédit comme étant supérieur de plusieurs ordres de grandeur au flux d'origine secondaire. La difficulté est de détecter ces particules, dont les flux attendus sont inférieurs au flux d'antiprotons de plus de quatre ordres de grandeur.

Comme nous le verrons ci-dessous, l'anti-hélium est tout aussi prometteur que les anti-deutérons pour la détection indirecte de matière noire, mais les flux attendus sont encore plus faibles. D'un point de vue expérimental néanmoins, la mesure d'anti-hélium est plus simple à accomplir : il n'est pas nécessaire de réaliser de séparation isotopique, au contraire des anti-deutérons qui doivent être différenciés des nombreux antiprotons. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes tournés vers l'anti-hélium dans le cadre de cette thèse.

2. L'excès dans la fraction de positrons à haute énergie indique, comme nous l'avons évoqué, une source primaire de positrons, comme des pulsars – mais qui sont bien composés de *matière*.

Nous présenterons plus en détail dans cette section les mécanismes de production d’anti-hélium dans le rayonnement cosmique, *via* l’annihilation de matière noire ou par l’interaction des rayons cosmiques primaires avec le milieu interstellaire, et comparerons les flux relatifs de ces deux contributions. Nous commencerons en particulier par présenter le modèle de coalescence, qui est utilisé pour décrire la formation d’anti-noyaux.

5.2.1 Production d’anti-hélium : la coalescence

Le modèle de coalescence La production de noyaux d’anti-hélium – par annihilation de matière noire ou collision entre rayons cosmiques et milieu interstellaire – est généralement décrite dans le cadre du modèle de coalescence (voir par exemple [Schwarzschild et Zupančič 1963](#); [Kapusta 1980](#); [Sato et Yazaki 1981](#)). Le principe est relativement simple : les anti-nucléons produits dans la réaction (ici, deux antiprotons et un ou deux antineutrons, suivant que l’on considère l’anti-hélium 3 ou 4) s’associent pour former un anti-noyau si leur quantité de mouvement relative est inférieure à un paramètre effectif appelé quantité de mouvement de coalescence, p_{coal} (voir [Chardonnet et al. 1997](#); [Duperray et al. 2005](#); [Cirelli et al. 2014](#)). Dans cette approche, le spectre $d^3N_{\bar{A}}/d^3\vec{p}_{\bar{A}}^3$ d’un anti-noyau \bar{A} ayant un numéro atomique A est directement relié au spectre de production des antiprotons $d^3N_{\bar{p}}/d^3\vec{p}_{\bar{p}}^3$, en supposant qu’antineutrons et antiprotons aient les mêmes sections efficaces de production³, *via* la relation :

$$\gamma_{\bar{A}} \frac{d^3N_{\bar{A}}}{d^3\vec{p}_{\bar{A}}^3} = \left(\frac{4\pi}{3} p_{\text{coal}}^3 \right)^{A-1} \left(\gamma_{\bar{p}} \frac{d^3N_{\bar{p}}}{d^3\vec{p}_{\bar{p}}^3} \right)^A, \quad (5.1)$$

avec $\gamma_{\bar{A}}$ et $\gamma_{\bar{p}}$ les facteurs de Lorentz des anti-noyaux et antiprotons ([Chardonnet et al. 1997](#); [Duperray et al. 2005](#)).

Cette description fait cependant l’hypothèse que les distributions de quantité de mouvement des antiprotons et antineutrons sont isotropes et non corrélées, ce qui apparaît comme non réaliste pour des processus d’annihilation de matière noire ([Aramaki et al. 2016a](#)). Pour obtenir des estimations plus correctes des spectres de production d’anti-noyaux, les travaux récents utilisent des simulateurs d’évènements Monte Carlo comme PYTHIA ([Sjöstrand et al. 2008](#)), qui permettent de modéliser les processus d’hadronisation dans les réactions (voir par exemple [Cirelli et al. 2014](#); [Carlson et al. 2014](#)). Les évènements considérés comme menant à la production d’un anti-noyau sont ceux où les quantités de mouvement relatives entre les différents anti-nucléons, estimées dans le centre de masse de ces derniers, sont inférieures à p_{coal} . Les anti-nucléons doivent néanmoins être spatialement proches pour pouvoir se lier. Les produits de réaction à longue durée de vie (typiquement $\tau \geq 10^{-15}$ s), qui peuvent s’éloigner significativement des autres particules générées avant de se désintégrer, sont ainsi considérées comme ne pouvant participer à la formation d’anti-noyaux ([Cirelli et al. 2014](#); [Carlson et al. 2014](#)).

La production d’anti-hélium 3 Quelle que soit la méthode employée pour décrire la formation d’anti-noyaux, les taux de production s’effondrent lorsque le numéro atomique du

3. Les données les plus récentes semblent néanmoins indiquer que la production $\bar{p}n$ est favorisée sur celle de paires $p\bar{n}$ dans les collisions proton/proton (voir par exemple [di Mauro et al. 2014](#) et [Fischer et NA49 Collaboration 2003](#)).

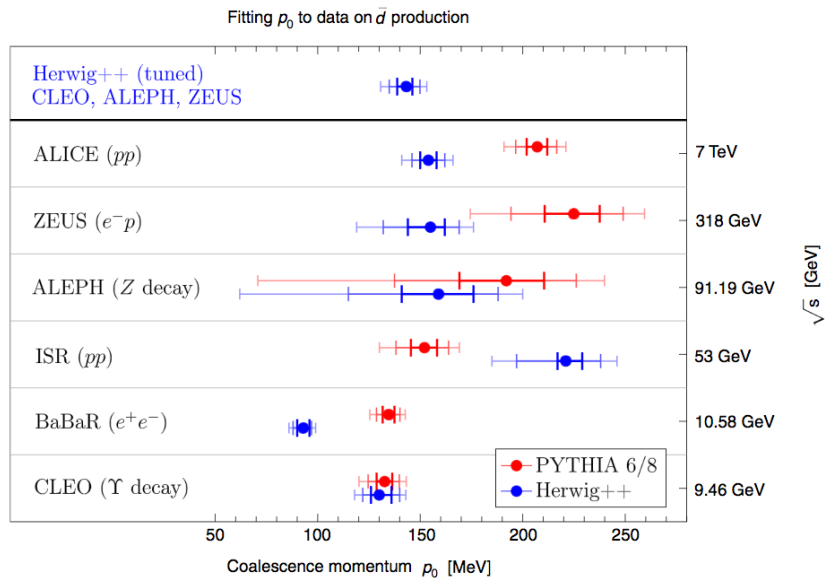


FIGURE 5.1: Valeurs de p_{coal} reconstruites à partir des ajustements des données expérimentales disponibles de production d’anti-deutérons, en utilisant les générateurs Monte Carlo PYTHIA (en rouge) et Herwig++ (en bleu). Les différences indiquent une dépendance du paramètre de coalescence avec l’énergie de centre de masse de la réaction et selon les processus élémentaires sous-jacents. Figure issue de [Aramaki et al. \(2016a\)](#).

noyau à créer augmente. Typiquement, ces taux diminuent d’environ quatre ordres de grandeur pour chaque anti-nucléon additionnel (voir par exemple [Cirelli et al. 2014](#)). C’est la raison pour laquelle seuls les anti-deutérons et anti-hélium 3 sont généralement considérés pour la recherche indirecte de matière noire : les flux des (anti-) espèces plus lourdes sont largement sous-dominants. Dans la suite, nous nous intéresserons seulement au flux d’anti-hélium 3.

Deux configurations de coalescence mènent à la formation d’anti-hélium 3 : la production directe *via* la liaison de deux antiprotons et d’un antineutron, et la désintégration de l’antitritium formé à partir de deux antineutrons et d’un antiproton. Les deux contributions sont généralement très similaires, bien que la répulsion coulombienne entre antiprotons favorise plutôt la formation d’antitritium. Ce dernier se désintègre vers l’anti-hélium 3 avec un temps de vie $\tau = 12.3$ ans, négligeable devant le temps de propagation des particules dans la Galaxie, de l’ordre du million d’années. On considère donc cette désintégration comme instantanée.

Le paramètre de coalescence Le paramètre clé du modèle de coalescence est p_{coal} . C’est une grandeur phénoménologique qui dépend du noyau produit⁴. Il n’est pas possible actuellement de la calculer numériquement : elle est évaluée en comparant les estimations du modèle de coalescence aux données expérimentales de production d’anti-noyaux en accélérateurs. Ces dernières sont néanmoins extrêmement rares pour la production d’anti-hélium. En pratique, ce sont plutôt les données de production d’anti-deutérons qui sont utilisées pour fixer la valeur

4. Notons que p_{coal} peut être défini de deux manières distinctes, suivant qu’il réfère au *rayon* ou au *diamètre* de la sphère de l’espace des quantités de mouvement dans laquelle doivent se trouver les nucléons pour s’associer. Les valeurs peuvent donc différer d’un facteur 2.

de p_{coal} pour l'anti-hélium (Cirelli et al. 2014; Carlson et al. 2014). Comme l'illustre la Figure 5.1, les valeurs de p_{coal} reconstruites pour les anti-deutérons à l'aide des différentes données expérimentales sont cependant généralement en désaccord, ce qui indique une dépendance du paramètre de coalescence avec l'énergie de centre de masse de la réaction et selon les processus élémentaires sous-jacents (Aramaki et al. 2016a). Cette grandeur apparaît donc comme très difficile à contraindre, ce qui s'avère problématique : les taux de production d'anti-hélium sont en effet proportionnels à la puissance sixième de p_{coal} . Comme nous le verrons ci-après, ce paramètre forme la première source d'incertitude sur les flux d'anti-hélium attendus sur Terre.

5.2.2 Flux attendus sur Terre

Une fois précisés les mécanismes de production d'anti-hélium, il est possible de calculer leur flux attendu sur Terre, provenant d'une part d'annihilation de matière noire, et d'autre part des interactions des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire. Dans les deux cas, il est nécessaire de modéliser les termes source, la propagation dans le halo Galactique et l'interaction avec le plasma solaire.

Annihilation de matière noire Deux études, Carlson et al. (2014) et Cirelli et al. (2014), ont récemment estimé le flux d'anti-hélium 3 généré par de l'annihilation de matière noire dans le halo de la Voie Lactée. Nous nous baserons ici sur les travaux de Marco Cirelli et de ses collaborateurs. Ces derniers considèrent seulement la contribution de l'anti-tritium⁵ comme source d'anti-hélium 3, et emploient $p_{\text{coal}} = 195$ MeV comme valeur de référence du paramètre de coalescence. Cette estimation est issue de l'ajustement des données de production d'anti-deutérons mesurées par la collaboration ALEPH au collisionneur LEP (ALEPH Collaboration et al. 2006 et Figure 5.1).

Cirelli et al. (2014) emploient le formalisme habituel pour décrire la propagation des noyaux d'anti-hélium dans la Galaxie, *via* l'équation de diffusion présentée dans le Chapitre 2 (Eq. 2.11). Le volume de diffusion est un cylindre de rayon $r = R_{\text{MW}} = 20$ kpc et de demi-hauteur L , qui varie entre $L = 1$ kpc et $L = 15$ kpc (suivant les paramètres de propagation choisis – tirés des fameux modèles MIN, MED et MAX issus de Donato et al. 2004). Seuls les phénomènes de diffusion, de convection et de pertes catastrophiques sont considérés. Ces dernières sont causées par l'interaction de l'anti-hélium avec le milieu interstellaire – majoritairement des protons et de l'hélium –, et engendrent sa destruction avec un taux $\Gamma = n_{\text{ISM}}\sigma_{p\text{-}\bar{\text{He}}}\nu_{\bar{\text{He}}}$, relié à la densité de matière du milieu interstellaire, n_{ISM} , à la section efficace d'interaction $\sigma_{p\text{-}\bar{\text{He}}}$, et à la vitesse $\nu_{\bar{\text{He}}}$ des anti-noyaux. Le terme source s'écrit quant à lui :

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_{\text{DM}}}{m_\chi} \right)^2 \sum_{\alpha} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \frac{dN_{\bar{\text{He}}}^{\alpha}}{dE}, \quad (5.2)$$

et représente la somme des contributions des différents canaux d'annihilation α . En pratique, Cirelli et al. (2014) ne considèrent que les canaux $u\bar{u}$, $b\bar{b}$ et W^+W^- , avec des valeurs de $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ de $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour les deux premiers et $3 \times 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour le dernier, et des masses

5. Les auteurs préconisent de multiplier par un facteur deux leur flux pour tenir compte de la production directe $\bar{p}\bar{p}\bar{n}$.

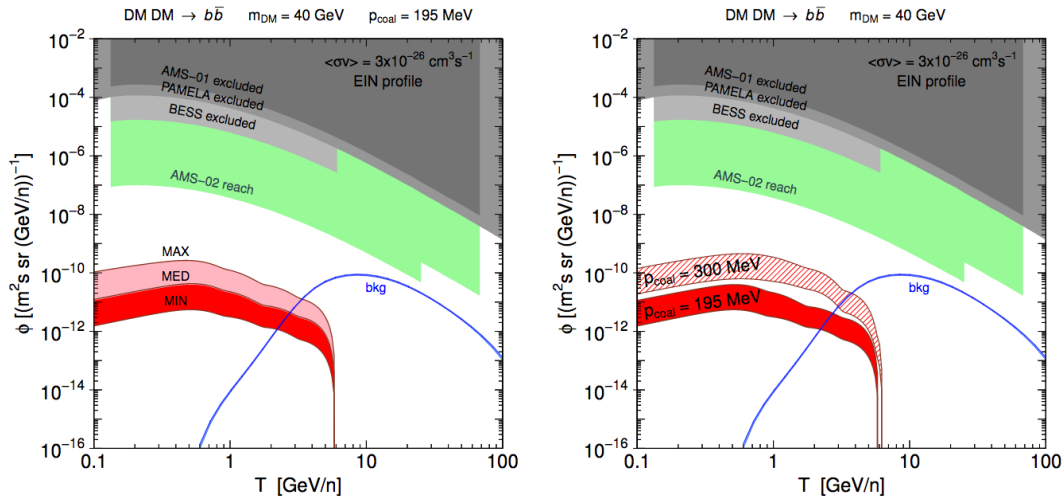


FIGURE 5.2: Comparaison des prédictions du flux primaire d’anti-hélium 3 généré par l’annihilation de matière noire dans le canal $b\bar{b}$ (en rouge) au bruit de fond d’origine secondaire (en bleu). Les contraintes expérimentales actuelles sont aussi indiquées, mais doivent être considérées avec précaution (voir Chapitre 6). Le panneau de gauche illustre l’impact des paramètres de propagation, et celui de droite du paramètre de coalescence. Figure issue de Cirelli et al. (2014).

m_χ de respectivement 20 GeV, 40 GeV et 1 TeV. Le profil de matière noire considéré pour le halo de la Voie Lactée suit une paramétrisation Einasto (Eq. 3.12 du Chapitre 3).

La dernière étape de l’analyse consiste à modéliser les effets de propagation dans la cavité solaire. L’héliosphère a pour effet d’atténuer significativement les flux de rayons cosmiques à basse énergie, en-deçà d’une rigidité⁶ d’une dizaine de GV. L’intensité de cette modulation du flux dépend de l’activité solaire, et est paramétrisée dans le modèle du *force-field* (Gleeson et Axford 1967, 1968) par un potentiel effectif ϕ . Ce dernier varie typiquement entre 500 MV et 1300 MV. La valeur choisie dans l’analyse de Cirelli et al. (2014) est de 500 MV, ce qui correspond au cas le plus favorable.

La Figure 5.2 présente les flux obtenus par Cirelli et al. (2014) pour l’annihilation dans le canal $b\bar{b}$ (courbes rouges). Le panneau de gauche indique l’impact des paramètres de propagation (coefficient de diffusion, vitesse du vent de convection et épaisseur du halo diffusif) sur les prédictions des flux, entre les modèles MIN, MED et MAX. Les prédictions varient de deux ordres de grandeur entre les différents modèles. Lorsque le paramètre de coalescence est modifié, ici entre 195 et 300 MeV, l’effet est similaire (panneau de droite). Cette grandeur est cependant extrêmement incertaine, et apparaît comme la principale source d’incertitudes sur les prédictions des flux. Notons que les processus d’annihilation générant de l’anti-hélium sont aussi responsables de la production d’antiprotons. Les flux d’anti-hélium 3 doivent donc être en accord avec les contraintes sur le flux d’antiprotons primaires. Les régions en rose sur la Figure 5.2 sont celles qui sont défavorisées par ces contraintes. La Figure 5.2 indique aussi les régions de l’espace des paramètres exclues par les limites actuelles sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$, obtenues par les expériences AMS-01 (Alcaraz et al. 1999), PAMELA (Mayorov et al. 2011), et BESS (Abe et al. 2012), ainsi que la sensibilité de l’expérience AMS-02. Ces limites

6. La rigidité R d’une particule est le rapport de sa quantité de mouvement sur sa charge. Elle est reliée à sa courbure dans un champ magnétique. Nous y reviendrons plus en détail dans la suite de ce chapitre.

doivent cependant être considérées avec précaution, car elles sont obtenues dans l’hypothèse que les sensibilités des expériences sont les mêmes sur toute leur gamme en énergie. Nous y reviendrons plus en détail dans le Chapitre 6.

Production secondaire L’estimation du bruit de fond dû à la production secondaire d’anti-hélium est tracée en bleu sur la Figure 5.2. Elle est elle aussi issue de Cirelli et al. (2014). Le bruit de fond provient des contributions des réactions de spallation pp , $p\text{He}$, $\text{He}p$, HeHe , $\bar{p}p$ et $\bar{p}\text{He}$ (le premier noyau indique le rayon cosmique projectile et le second, la cible du milieu interstellaire). Cirelli et al. (2014) n’ont considéré que la contribution dominante, provenant des réactions pp . Ils ont pour cela utilisé le même modèle de propagation que pour la contribution matière noire, ainsi que le même modèle de coalescence. Seule la valeur de p_{coal} diffère : elle est dans ce cas estimée à l’aide de données de production d’anti-deutérons en accélérateurs sur des cibles *fixes*, afin de reproduire la cinématique des réactions de production dans le milieu interstellaire. L’ajustement des données de l’expérience ISR au CERN, pour une énergie dans le centre de masse de 53 GeV, mène à une valeur de p_{coal} de 167 MeV.

5.2.3 Comparaison des flux et conclusions

La Figure 5.2 permet d’apprécier les différences significatives entre les flux d’anti-hélium 3 issus d’annihilation de matière noire et ceux provenant de production secondaire. En particulier, en-deçà d’une énergie cinétique de quelques GeV/n, la production secondaire est très largement sous-dominante par rapport à la production par la matière noire. Ce comportement est similaire pour les anti-deutérons (Donato et al. 2000, 2008). Les écarts sont principalement dus aux différentes configurations cinématiques impliquées dans les deux phénomènes : l’annihilation concerne deux particules de matière noire à faible vitesse relative – nous rappelons que nous nous plaçons dans cette thèse dans le paradigme de la matière noire froide –, alors que la production secondaire implique un rayon cosmique ultra-relativiste et une cible au repos. En particulier, le seuil en énergie de production d’anti-hélium par spallation est de $30 \times m_p$, ce qui génère des anti-noyaux d’énergie typiquement supérieure à 5 GeV/n (Carlson et al. 2014). Notons néanmoins que les formes des distributions tendent à se rapprocher lorsque la masse de la particule de matière noire augmente : pour $m_\chi = 1$ TeV et dans le canal d’annihilation W^+W^- , Cirelli et al. (2014) obtiennent des flux d’origines matière noire et secondaire très similaires.

Dans tous les cas, les flux d’anti-hélium restent extrêmement faibles, de l’ordre de $10^{-11} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV/n}^{-1}$. Ceci correspond à des rapports $\bar{\text{He}}/\text{He}$ compris entre 10^{-13} (à 1 GeV/n) et 10^{-10} (à 10 GeV/n). Comme nous le verrons dans le Chapitre 6, ces flux sont bien en-deçà de la gamme accessible par AMS-02. Dans le cadre de la détection indirecte de matière noire, notre travail de recherche d’anti-hélium avec AMS-02 a donc principalement pour but de mettre en œuvre une méthode d’analyse qui pourra être réutilisée et raffinée pour la recherche d’anti-deutérons, dont les flux attendus sont plus accessibles.

Nous allons maintenant présenter l’expérience AMS-02, en portant une attention particulière aux sous-détecteurs qui nous seront les plus utiles dans le cadre de notre analyse.



FIGURE 5.3: L'expérience AMS-02 sur la Station Spatiale Internationale. Photographie issue de <http://ams-02project.jsc.nasa.gov/>.

5.3 L'expérience AMS-02 : un détecteur de physique des particules dans l'espace

5.3.1 L'expérience AMS-02

AMS-02 (pour *Alpha Magnetic Spectrometer*) forme l'expérience actuelle la plus précise pour la mesure des particules chargées du rayonnement cosmique. Le détecteur est placé depuis le mois de mai 2011 sur la Station Spatiale Internationale (*International Space Station*, ISS), en orbite autour de la Terre à une altitude d'environ 400 km (Figure 5.3). AMS-02 est un spectromètre magnétique, et peut mesurer le signe de la charge des particules grâce à son aimant permanent, et donc discriminer matière et anti-matière. Ses principaux avantages sont sa grande acceptance géométrique⁷ et sa longévité : l'expérience est en effet prévue pour fonctionner aussi longtemps que l'ISS sera maintenue en orbite, au moins jusqu'en 2024.

Le projet AMS a débuté par le vol du prototype AMS-01 avec la navette spatiale Discovery en juin 1998, auprès de la station spatiale Mir. Le but de la mission était de valider le prototype de spectromètre magnétique, et de tester le détecteur dans les conditions spatiales. Les données collectées pendant les dix jours de mission ont néanmoins permis d'obtenir de premiers résultats physiques, notamment concernant la recherche d'anti-hélium 3 (Alcaraz et al. 1999). L'ensemble des résultats obtenus sont présentés dans AMS Collaboration et al. (2002).

L'objectif principal de l'expérience AMS-02 est de mesurer précisément les flux de la plupart des composantes du rayonnement cosmique chargé dans la gamme du GeV-TeV, incluant les noyaux (allant des protons jusqu'au nickel, de charge $Z = 28$), les électrons et positrons, ainsi que les antiprotons et anti-deutérons. La collaboration a déjà publié les mesures des flux d'électrons, de positrons, de protons et d'hélium, ainsi que celles de la fraction de positrons (Aguilar et al. 2014; Aguilar et al. 2015a,b; Accardo et al. 2014). La Figure 5.4 résume ces différents résultats.

7. L'acceptance géométrique est un facteur qui détermine, pour un flux isotrope donné, la fraction de particules qui peut être mesurée par le détecteur. Elle s'exprime généralement en $\text{m}^2 \text{sr}$. L'acceptance géométrique d'AMS-02 est d'environ $0.5 \text{ m}^2 \text{sr}$ avec le trajectrographe interne (voir ci-après), ~ 200 fois supérieure à celle de l'expérience PAMELA, autre spectromètre magnétique placé en orbite autour de la Terre depuis 2006 (Picozza et al. 2007).

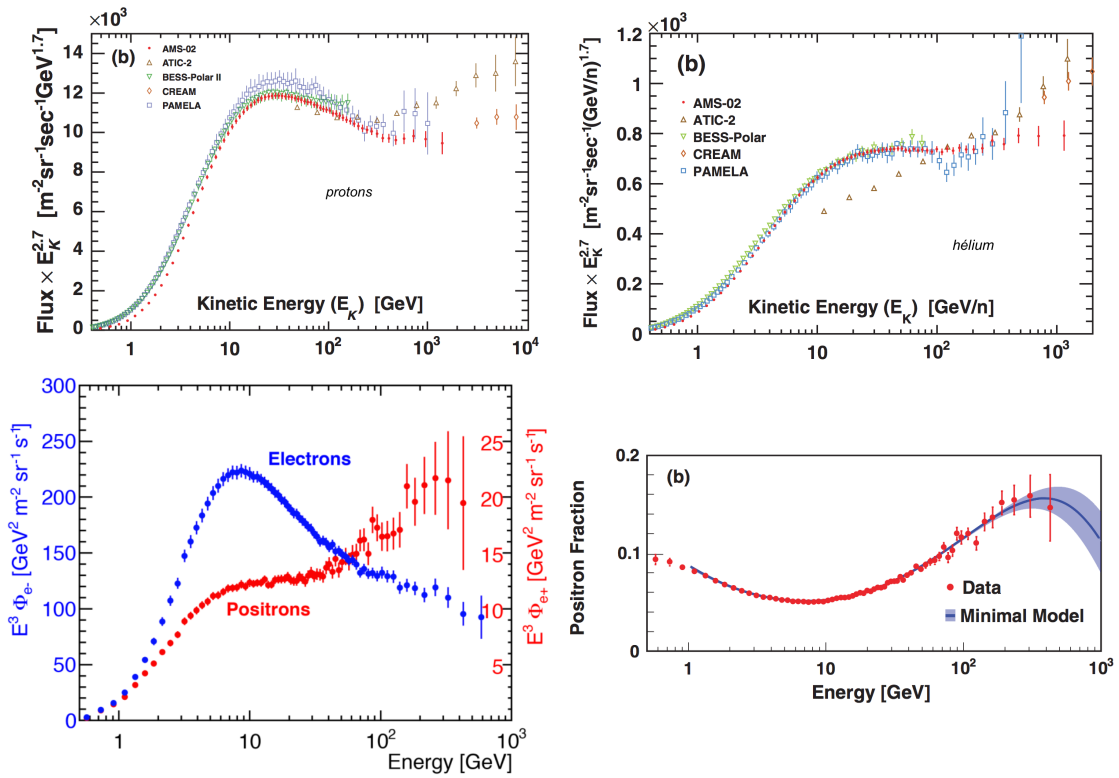


FIGURE 5.4: Compilation des résultats publiés par la collaboration AMS-02. Le panneau du haut présente les flux de protons et d'hélium, respectivement à gauche et à droite (en rouge), tandis que les flux d'électrons et positrons ainsi que la fraction de positrons sont illustrés dans le panneau du bas (à gauche et à droite respectivement). Les figures sont issues de Aguilar et al. (2015a) (protons), Aguilar et al. (2015b) (hélium), Pizzolotto (2015) (électrons et positrons) et Accardo et al. (2014) (fraction de positrons).

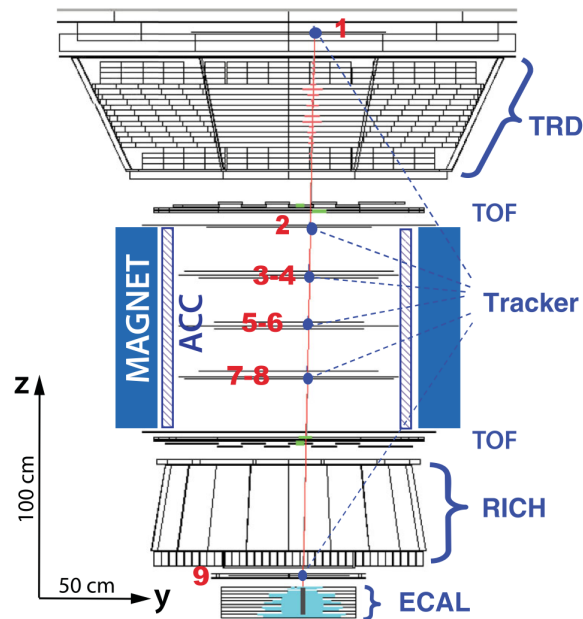


FIGURE 5.5: Vue d'ensemble de l'expérience AMS-02, et de ses six sous-détecteurs : le détecteur à rayonnement de transition (TRD), le détecteur de temps de vol (TOF), le trajectographe (TRK), le RICH, le calorimètre électromagnétique (ECAL) et les compteurs anti-coïncidence (ACC). Les signaux déposés dans le détecteur par un positron de 369 GeV ainsi que la trace reconstruite (en rouge) sont représentés. Figure issue de [Accardo et al. \(2014\)](#).

composé de deux paires de scintillateurs plastique, placées au-dessus (*Upper TOF*) et en-dessous (*Lower TOF*) de l'aimant permanent. Le passage d'une particule chargée est détectée par la lumière émise par les scintillateurs, mesurée par des photomultiplicateurs situés aux extrémités des plans. Pour des noyaux d'hélium, la précision sur le temps de vol est de l'ordre de 100 ps, ce qui mène à une résolution d'environ 2% sur la vitesse. AMS-02 possède aussi un détecteur RICH (*Ring Imaging Cherenkov*), qui permet d'atteindre une précision de l'ordre du pour mille pour la mesure de β au-delà de quelques GV. Nous y reviendrons ci-après.

Autres sous-détecteurs AMS-02 possède trois autres sous-détecteurs : un ensemble de seize compteurs anti-coïncidence (ACC), un détecteur à rayonnement de transition (TRD) et un calorimètre électromagnétique (ECAL). Les ACC sont composés de panneaux de scintillateurs, placés autour du trajectographe interne. Ils permettent de détecter et de rejeter les particules d'incidence transverse, dont les caractéristiques ne peuvent être reconstruites de manière adéquate. Le TRD, placé dans la partie haute du détecteur, permet de séparer les positrons et électrons des très nombreux protons et noyaux du rayonnement cosmique. Il repose sur le principe de rayonnement de transition : lorsqu'une particule chargée traverse la frontière entre deux milieux d'indice de réfraction différents, elle émet un rayonnement dans la gamme des rayons X. L'intensité du rayonnement est proportionnel au facteur de Lorentz $\gamma = E/m$ de la particule, et est donc plus forte pour les particules légères (comme les électrons) que pour les noyaux. Dans le TRD, le rayonnement est généré aux interfaces entre des zones de vide et des fibres de plastique, et est détecté par des tubes cylindriques contenant un mélange

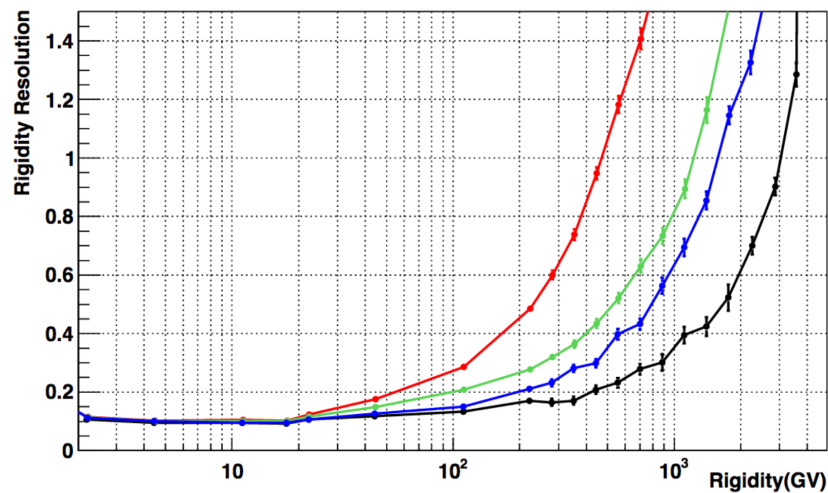


FIGURE 5.6: Résolution en rigidité, estimée avec la simulation Monte Carlo du détecteur, pour des noyaux d'hélium. La courbe rouge est obtenue avec le trajectographe interne, les courbes verte et bleue en ajoutant respectivement les plans 1 et 9, et la courbe noire en configuration *full-span*. La valeur de MDR est atteinte lorsque la résolution atteint 100%. Figure issue de [Ambrosi et al. \(2013\)](#).

gazeux (Xe : CO₂) sous tension. Les zones de radiation et de détection forment des modules, qui sont arrangés en vingt couches successives. Enfin, ECAL est un calorimètre électromagnétique placé dans la partie la plus basse du détecteur, qui permet de mesurer l'énergie totale des leptons et photons γ , déposée sous forme de gerbe électromagnétique. Il est composé de neuf couches comprenant des feuilles de plomb, pour favoriser le dépôt d'énergie, et des fibres scintillantes, afin de détecter le signal déposé. Un des intérêts majeurs d'ECAL est de pouvoir discriminer hadrons et leptons *via* la forme des gerbes qu'ils engendrent.

Nous n'emploierons que très marginalement ces trois sous-détecteurs dans le cadre de notre analyse. Nous allons maintenant décrire les ingrédients nécessaires à l'identification des noyaux d'anti-hélium, et leurs méthodes de reconstruction.

5.3.2.2 Identification de l'anti-hélium

Identifier un noyau d'anti-hélium semble relativement simple : il suffit de chercher des particules de charge $Z = -2$. Le trajectographe permet de déterminer le signe de la charge ainsi que la rigidité des particules ; le TOF permet de rejeter les particules montantes ; et la valeur absolue de la charge peut être mesurée *via* les dépôts d'énergie dans les différents sous-détecteurs. La mesure précise de la vitesse avec le RICH permet enfin de remonter aux masses des candidats. Nous verrons néanmoins dans la suite que les phénomènes de **confusion de charge** dans le trajectographe sont communs, et de nombreux noyaux d'hélium sont reconstruits avec un mauvais signe de charge, en premier lieu à cause des interactions dans le détecteur.

Rigidité et signe de la charge : le trajectographe La mesure de la courbure des particules dans le champ magnétique de l'aimant permanent permet de remonter à leur rigidité, et au signe de leur charge, si l'on connaît leur sens de propagation. En pratique, la rigidité est estimée en ajustant une trajectoire aux positions des dépôts d'énergie, appelés *hits*, dans les

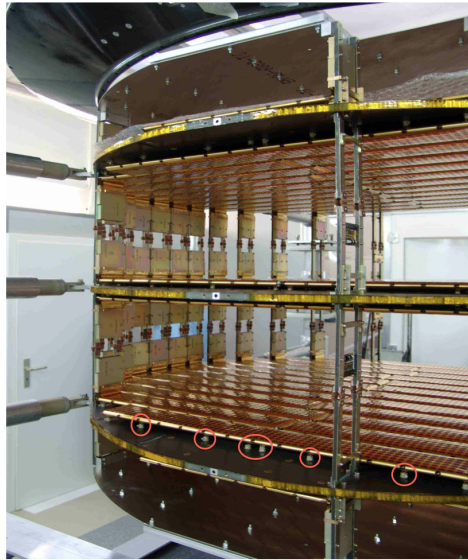


FIGURE 5.7: Photographie du trajectographe interne d'AMS-02. Les couches de détecteurs silicium sont fixées aux plans à l'aide de pieds en aluminium, dont certains sont entourés en rouge. Ces fixations causent en pratique un surplus d'interactions. Figure issue de [Saouter \(2014\)](#).

différents plans du trajectographe. Nous utiliserons dans la suite quatre méthodes distinctes de reconstruction de la trace : l'algorithme *C*, employé par défaut et développé par V. Choutko ; l'algorithme *A*, développé par J. Alcaraz ; l'algorithme *K*, développé par A. Chikanian ; et enfin une variante de l'algorithme *C*, *C/noMS*. Ces méthodes diffèrent par leur façon d'ajuster les traces, en particulier par leur traitement des effets de diffusions multiples. À chaque ajustement sont associées des valeurs de χ^2 suivant les axes x et y , ainsi qu'une incertitude ΔR sur la rigidité.

La précision sur la mesure de rigidité se dégrade lorsque la rigidité augmente, car les trajectoires des particules deviennent de moins en moins courbées. La Figure 5.6 illustre la variation de résolution¹⁰ en rigidité avec l'énergie, estimée à partir de la simulation Monte Carlo du détecteur (voir Chapitre 6), pour l'hélium ([Ambrosi et al. 2013](#)). La courbe rouge est obtenue avec le trajectographe interne ; les courbes verte et bleue en ajoutant respectivement les plans 1 et 9 ; et la courbe noire avec la configuration *full-span*. L'effet d'augmentation du bras de levier est clairement visible sur la résolution, qui s'améliore significativement lorsque les plans externes sont utilisés. Ces courbes nous amènent aux remarques suivantes.

- La résolution en rigidité est de l'ordre de 10% entre ~ 1 GV et ~ 20 GV.
- En utilisant le trajectographe interne, la valeur de MDR est d'environ 500 GV pour l'hélium, alors qu'elle atteint ~ 3 TeV en configuration *full-span*. Notons qu'au-delà du MDR, il est très probable de confondre le sens de la courbure et donc le signe de la charge.
- On s'attend à ce que la précision sur la reconstruction de la masse se dégrade à haute rigidité. Elle dépend en effet de la précision sur cette dernière, comme nous le verrons ci-après.

10. La résolution est définie comme l'écart-type de la distribution des valeurs de rigidité mesurées autour de leur valeur *vraie*, divisée par celle-ci. Elle est estimée avec la simulation Monte Carlo du détecteur.

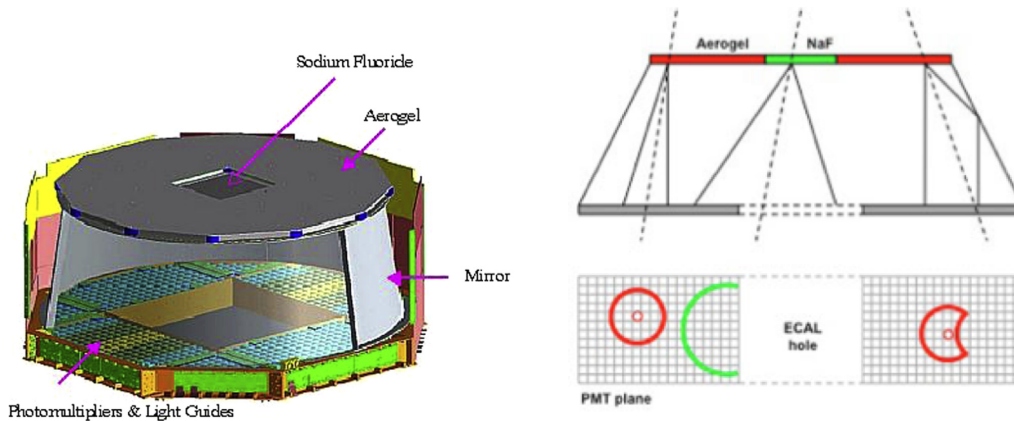


FIGURE 5.8: À gauche : schéma descriptif du RICH. Le détecteur est composé d'un plan de matériau radiateur (NaF et AgL), de miroirs et d'un plan de photomultiplicateurs. À droite : illustration du fonctionnement du RICH. Les cônes d'émission Cherenkov sont soit directement collectés par les photomultiplicateurs, soit réfléchis sur les miroirs. Figures issues respectivement de [Giovacchini \(2014\)](#) et [Saouter \(2014\)](#).

Terminons en détaillant un point technique concernant la structure des plans de trajectographe. La Figure 5.7 présente une photographie du trajectographe interne d'AMS-02 (plans 2 à 8 sur la Figure 5.5). On observe que les couches de détecteurs silicium sont fixées à l'aide de pieds en aluminium, indiqués par des cercles rouges sur la figure. La collaboration a observé que ces surdensités de matériaux engendrent un surplus d'interaction des particules. Nous verrons qu'en pratique dans l'analyse, nous rejetterons les candidats anti-hélium dont la trajectoire est trop proche de ces fixations.

Vitesse : le TOF et le RICH La mesure de vitesse des particules s'effectue soit à l'aide du TOF, soit avec le RICH. Avec le TOF, la vitesse est simplement déterminée par $\beta = \Delta s / c\Delta t$, avec Δt le temps de vol de la particule et Δs la longueur de son parcours. En pratique, un critère de qualité sous forme de χ^2 est utilisé pour caractériser l'adéquation spatiale et temporelle avec la trace reconstruite par le trajectographe. Les grandeurs sont notées respectivement χ_C^2 et χ_T^2 . La précision sur la mesure de β varie avec la charge de la particule, à cause de l'intensité du dépôt d'énergie (voir mesure de charge ci-dessous) : elle est d'environ 4% pour les protons, 2% pour l'hélium, et 1.2 % au-delà de $Z = 4$ ([Bindi et al. 2013](#)).

Le RICH utilise quant à lui un phénomène physique particulier : l'émission de rayonnement Cherenkov généré par une particule lorsqu'elle se déplace plus vite que la lumière dans un milieu d'indice de réfraction n donné. Un cône d'émission est créé le long de sa trajectoire, dont l'angle d'ouverture θ est relié à la vitesse de la particule et à n suivant la relation (voir par exemple [Leo 1987](#)) :

$$\beta = \frac{1}{\cos(\theta)n}. \tag{5.3}$$

Le rayonnement Cherenkov est émis seulement si la vitesse de la particule incidente est supérieure à la vitesse c/n de la lumière dans le milieu. Pour une masse donnée M , il existe donc un seuil de rigidité R_{seuil} en-deçà duquel aucun rayonnement n'est émis.

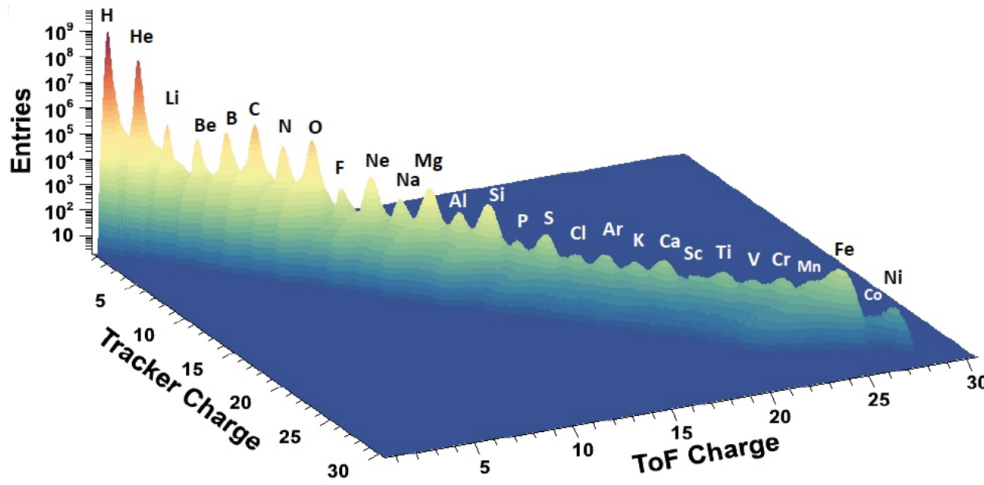


FIGURE 5.9: Distribution des charges reconstruites à l'aide du TRK interne et du TOF, pour des données mesurées par AMS-02. Ces sous-détecteurs permettent de séparer efficacement les éléments du rayonnement cosmique jusqu'à une charge d'environ $Z \approx 28$. Figure issue de [Bindi \(2013\)](#).

La Figure 5.8 présente le RICH et son principe de fonctionnement. Le détecteur, de forme conique, est composé de plusieurs éléments. Le plan supérieur contient un milieu radiateur, divisé en deux régions distinctes : une région centrale composée de cristaux de fluorure de sodium (NaF), dont l'indice de réfraction est $n = 1.334$, et une couche d'aérogel (AgL) de silice, plus étendue, d'indice de réfraction $n = 1.05$. La lumière Cherenkov émise par les particules peut être réfléchiée par un miroir cylindrique situé en-dessous des milieux radiateurs, et est détectée dans le plan inférieur, composé de photomultiplicateurs. Ces derniers permettent de mesurer le cône Cherenkov et son angle d'ouverture, et donc de remonter à la vitesse β .

En pratique, la plupart des événements traversent l'aérogel. Le seuil d'émission Cherenkov dans ce matériau pour l'hélium 3 est $R_{\text{seuil}}^{\text{He}^3} = 4.39$ GV, et atteint $R_{\text{seuil}}^{\text{He}^4} = 5.81$ GV pour l'hélium 4. La résolution du RICH en β est extrêmement bonne : elle atteint environ 8×10^{-4} pour l'hélium ([Giovacchini 2014](#)). Une telle résolution est nécessaire pour espérer séparer en masse des isotopes, comme les antiprotons et anti-deutérons.

Valeur absolue de la charge La dernière grandeur primordiale à mesurer pour identifier des noyaux d'anti-hélium est la valeur absolue de leur charge électrique. En pratique, cette grandeur est mesurée principalement grâce aux dépôts d'énergie des particules chargées lors de leur traversée des différents sous-détecteurs d'AMS-02. En effet, la perte d'énergie (par ionisation) d'une particule par unité de longueur, $-dE/dx$, est proportionnelle au carré de sa charge Z :

$$- \frac{dE}{dx} \propto Z^2. \quad (5.4)$$

La charge peut être déterminée précisément grâce aux multiples mesures indépendantes de dépôt d'énergie. Dans le cadre de notre analyse, nous emploierons les estimations de charge reconstruites à l'aide de la combinaison des mesures des quatre plans de TOF, ou des sept plans du trajectographe interne. La Figure 5.9 illustre la capacité du TOF et du TRK à séparer

la détection indirecte de matière noire que ce canal de recherche est le plus prometteur : en-deçà d'une énergie de quelques GeV/n, le bruit de fond créé par la production secondaire est totalement négligeable devant une éventuelle contribution d'annihilation de matière noire.

Les flux attendus sont néanmoins extrêmement faibles, avec des rapports $\bar{\text{He}}/\text{He}$ de l'ordre de 10^{-12} . Les expériences actuelles comme AMS-02 ne possèdent vraisemblablement pas la sensibilité nécessaire pour détecter de tels flux, et le canal des anti-deutérons apparaît comme plus prometteur. Ce dernier présente cependant certaines difficultés d'un point de vue expérimental, en premier lieu à cause de la séparation isotopique qu'il convient de réaliser pour discriminer le bruit de fond que constituent les antiprotons. La recherche d'anti-hélium peut être vue comme une première étape dans l'objectif de mener à bien une détection d'anti-deutérons, les deux analyses ayant en commun les problèmes de confusion de charge. Nous allons détailler dans le prochain chapitre l'analyse que nous menons avec AMS-02 et les résultats que nous avons obtenus sur le rapport $\bar{\text{He}}/\text{He}$.

6

Résultats préliminaires sur la recherche d'anti-hélium avec AMS-02

Sommaire

6.1	Introduction : confusion de charge et principes de l'analyse	164
6.1.1	Confusion de charge	164
6.1.2	Pré-sélection et bruit de fond	164
6.1.3	Principes de l'analyse	166
6.2	Analyse : simulation Monte Carlo et classification par arbres de décision boostés	167
6.2.1	La simulation Monte Carlo d'AMS-02	167
6.2.2	Pondération des événements	168
6.2.3	Classification des événements par arbres de décision boostés	169
6.3	Résultats : recherche d'anti-hélium	178
6.3.1	Comparaison données/Monte Carlo et signficance	178
6.3.2	Limites supérieures	182
6.4	Conclusions et perspectives	183
6.4.1	Améliorations de l'analyse	184
6.4.2	La recherche d'anti-deutérons	184



LA DIFFICULTÉ principale pour la recherche d'anti-hélium avec AMS-02 est la confusion de charge. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent, le bruit de fond d'origine astrophysique est négligeable en-deçà de quelques GeV/n. Un signal potentiel, issu d'annihilation de matière noire ou d'anti-étoiles, n'engendrerait au mieux que quelques événements mesurables par le détecteur – à comparer aux centaines de millions de noyaux d'hélium détectés par AMS-02 depuis sa mise en service. La mauvaise identification du signe de la charge électrique de ces derniers, même si elle ne concerne qu'une très faible fraction des événements, peut créer un bruit de fond très important.

Nous commencerons par présenter plus en détail le problème de la confusion de charge et le bruit de fond qu’il génère pour la recherche d’anti-hélium (Section 6.1). Nous décrirons ensuite notre analyse, en introduisant la simulation Monte Carlo du détecteur et la construction d’un classificateur par arbres de décision boostés (Section 6.2). Notre étude nous a permis de placer des limites supérieures sur le rapport anti-hélium sur hélium, que nous présenterons en Section 6.3. Cette étude est préliminaire, et certains résultats ne peuvent être rendus publics et ne seront pas présentés ici.

6.1 Introduction : confusion de charge et principes de l’analyse

6.1.1 Confusion de charge

La confusion de charge dans AMS-02 présente deux origines. La première est dite intrinsèque, et provient de la résolution du trajectographe : à haute énergie, l’incertitude sur la mesure de rigidité augmente, car les trajectoires des particules sont de plus en plus rectilignes. Une particule de charge positive peut alors être reconstruite avec une charge négative. Cette contribution ne peut pas être réduite en pratique, mais peut être estimée si la résolution en rigidité est bien connue. La seconde source de confusion de charge provient des interactions des particules dans le détecteur. Après interaction, les particules peuvent en effet être déviées, et le sens de leur courbure artificiellement inversé. L’algorithme de reconstruction de la trace risque alors de déterminer un mauvais signe de charge. De nombreux noyaux d’hélium peuvent ainsi être confondus avec des noyaux d’anti-hélium. C’est cette contribution qui sera dominante dans notre analyse.

La Figure 6.1 illustre ce problème à l’aide d’un évènement issu de la simulation Monte Carlo du détecteur (voir Section 6.2). L’évènement est représenté à l’aide de l’*event display* d’AMS-02, qui permet d’observer les signaux mesurés par le détecteur, ainsi que la trace reconstruite (en rouge sur le panneau de gauche). Cet évènement, très propre, est reconstruit avec une rigidité $R_{\text{mes}} = -33.37$ GV, et une masse $M = 3.7$ GeV : il apparaît donc comme un très bon candidat anti-hélium 4. Or cette particule est en réalité un noyau d’hélium généré avec une rigidité $R_{\text{gen}} = 27$ GV, et qui a subi plusieurs interactions le long de son parcours dans le détecteur. Le panneau de droite présente le même évènement, pour lequel les différentes particules secondaires produites sont affichées (courbes jaunes). L’hélium initial (trait jaune épais) a été dévié durant sa trajectoire, et de nombreux électrons (appelés *delta rays* ici, et représentés par des traits jaunes fins) ont été générés. Ces derniers, très peu énergétiques, ne sont néanmoins pas détectés, et n’apparaissent pas sur le panneau de gauche. Il est nécessaire de pouvoir rejeter ce type d’évènements dans les données réelles (aussi appelées données ISS), et nous allons voir par la suite que certaines variables reliées à la qualité de reconstruction de la trace peuvent permettre de les discriminer.

6.1.2 Pré-sélection et bruit de fond

Les données que nous analysons couvrent une période d’acquisition de quatre ans et demi, entre mai 2011 et novembre 2015. Nous commençons par imposer des coupures de pré-sélection, permettant de rejeter la majeure partie des évènements non pertinents pour l’analyse

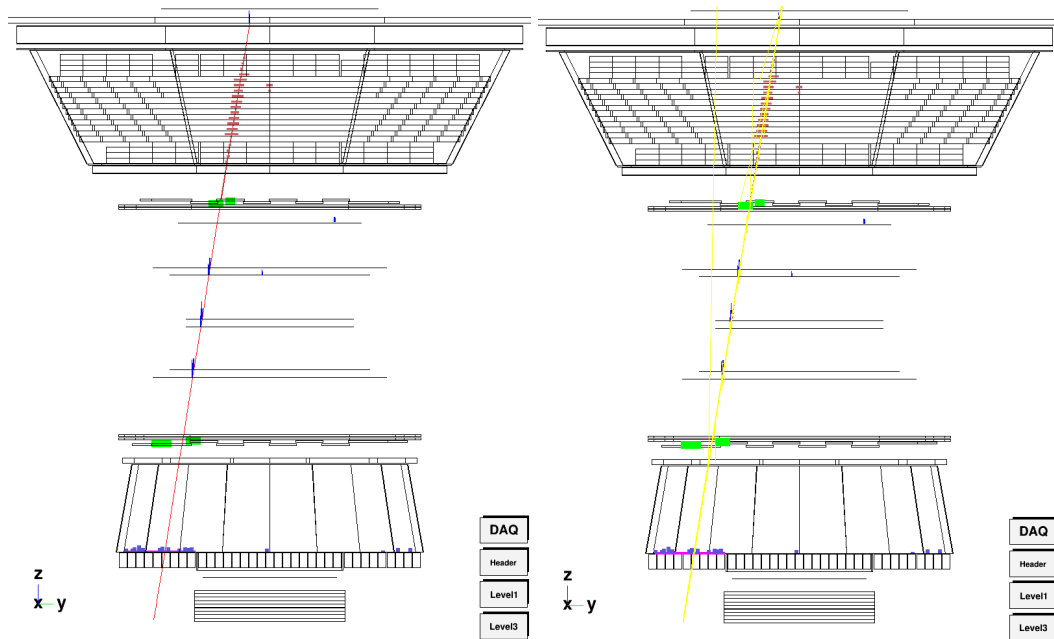


FIGURE 6.1: Évènement hélium 4 généré avec une rigidité $R_{\text{gen}} = 27$ GV dans la simulation Monte Carlo d'AMS-02, et reconstruit avec une rigidité $R_{\text{mes}} = -33.37$ GV. À gauche : signaux mesurés par le détecteur et trace reconstruite (trait rouge). L'évènement apparaît comme très propre. Lorsque l'on affiche les différentes particules secondaires émises (en jaune sur le panneau de droite), on observe que l'hélium a subi plusieurs interactions et a ainsi été dévié.

(comprenant par exemple les particules de charge différente de $Z = \pm 2$), et d'assurer la qualité de ceux conservés. La liste des coupures de pré-sélection que nous appliquons à chaque évènement est la suivante.

- L'évènement doit avoir généré un *trigger*¹ physique. Cela revient à demander que les quatre plans de TOF soient activés, et que le nombre de plans d'ACC touchés soit inférieur à 5.
- La particule doit être descendante ($\beta_{\text{TOF}} > 0.3$; un β_{TOF} négatif indique une particule remontante). Les valeurs de χ^2 réduit quantifiant l'adéquation temporelle et spatiale de la trace du TOF avec celle du TRK, χ_T^2 et χ_C^2 , doivent être inférieures à 10. Ces coupures, relativement lâches, permettent de rejeter les évènements très mal reconstruits.
- La valeur absolue de la charge estimée par le *Upper TOF*, Z_{UToF} , doit être comprise entre 1.8 et 2.5 ; celle estimée avec le trajectographe interne, Z_{TRK} , doit être comprise entre 1.7 et 2.5 ; et celle mesurée dans chaque plan du TRK interne ayant détecté un *hit* doit être supérieure à 1.6. Cette dernière sélection permet de s'affranchir d'une grande partie des noyaux s'étant fragmentés².

1. Le *trigger* est une suite de conditions logiques qui déclenche l'acquisition des données et évite d'enregistrer en continu l'activité du détecteur.

2. Les noyaux d'hélium peuvent par exemple se fragmenter en paires de protons. D'après l'équation 5.4 du chapitre précédent, la charge reconstruite est proportionnelle à la racine carrée du dépôt d'énergie. Si deux protons sont générés, leur dépôt d'énergie sera le double d'un proton individuel, et la charge reconstruite sera donc $Z \approx \sqrt{2} \times Z_p \approx 1.4$. On s'affranchit de ces évènements en imposant une charge minimale de 1.6.

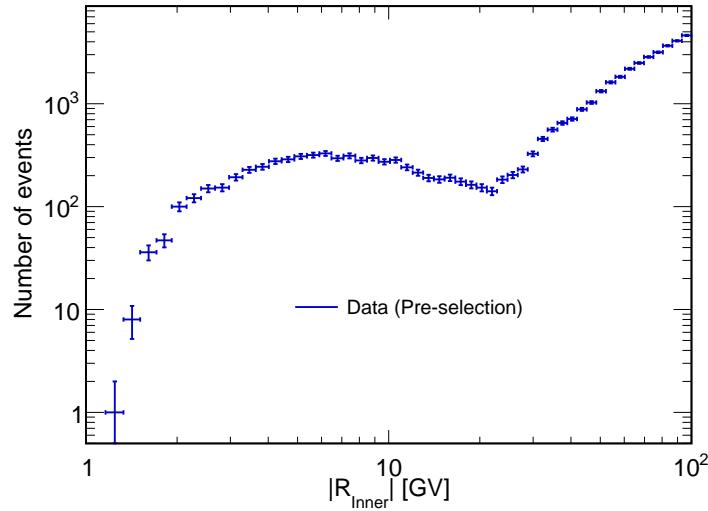


FIGURE 6.2: Distribution en rigidité des événements reconstruits avec une rigidité négative et qui satisfont nos critères de pré-sélection. Ils sont vraisemblablement causés par la confusion de charge. La plupart des événements sont situés au-delà de $|R| = 20$ GV.

- L'évènement ne doit comporter qu'une seule trace dans le TRK, et au maximum une trace dans le TRD. Ces coupures permettent de rejeter une grande partie des événements ayant interagi.
- Au moins six des sept plans du TRK interne doivent comporter des *hits* associés à la trace reconstruite. Cette sélection assure la qualité de la trace reconstruite.
- La valeur absolue de la rigidité reconstruite avec l'algorithme *C* doit être comprise entre 1.2 GV et 100 GV. Nous rejetons donc les événements de haute énergie, pour lesquels la confusion de charge est fréquente et l'estimateur de masse très incertain (voir Chapitre 5).
- Enfin, l'incertitude relative sur la rigidité, $\Delta R/R$, estimée avec l'algorithme *C*, doit être inférieure à 100%.

En appliquant ces pré-sélections, le nombre d'évènements reconstruits avec une rigidité négative est d'environ $N_{\text{neg}} = 39\,000$. La Figure 6.2 présente leur distribution en rigidité. La plupart d'entre eux sont situés au-delà de $|R| = 20$ GV. Ils sont très vraisemblablement issus de la confusion de charge. Notons qu'en comparaison, le nombre d'évènements reconstruits avec une charge positive est d'environ $N_{\text{pos}} = 1.5 \times 10^9$.

6.1.3 Principes de l'analyse

L'objectif de l'analyse est de discriminer les événements dont la charge est mal reconstruite, et de rechercher parmi les particules de rigidité négative de réels candidats anti-hélium. Nous allons utiliser à cette fin une méthode de classification par arbres de décision boostés, à l'aide de plusieurs variables reliées à la qualité de reconstruction des traces du trajectographe. Nous allons employer pour cela des données issues de la simulation Monte Carlo du détecteur. Les particules simulées seront des noyaux d'hélium (3 et 4), qui auront un double rôle :

1. servir d'échantillon d'entraînement pour notre algorithme de classification. Dans la simulation, tous les évènements reconstruits avec une charge négative sont nécessairement issus de la confusion de charge. Les évènements avec une rigidité positive seront considérés comme bien reconstruits. Nous utiliserons donc ces échantillons pour identifier les caractéristiques des évènements dont le signe de la charge est mal mesuré ;
2. servir d'échantillon de contrôle. Une fois notre classificateur entraîné, nous l'appliquons aux données ISS, afin de sélectionner les évènements de charge négative les plus propres, pouvant être des candidats anti-hélium. Nous comparerons alors le nombre d'évènements obtenus dans les données et dans la simulation. Si des noyaux d'anti-hélium sont présents dans les données, le nombre de candidats devrait être supérieur à celui du Monte Carlo, qui ne contient que du bruit de fond dû à la confusion de charge. Pour pouvoir comparer les deux échantillons, nous devons repondérer les évènements simulés, afin d'obtenir la même statistique que dans les données ISS.

Les outils clés de l'analyse – les données de la simulation Monte Carlo et la méthode de classification – sont présentés dans la section suivante.

6.2 Analyse : simulation Monte Carlo et classification par arbres de décision boostés

6.2.1 La simulation Monte Carlo d'AMS-02

La collaboration AMS a mis au point une simulation détaillée de l'expérience, à l'aide du programme GEANT 4 (Agostinelli et al. 2003). La géométrie du détecteur y est précisément décrite, de même que les matériaux employés et leur densité. Le programme GEANT 4 permet de simuler les phénomènes physiques que subissent les particules chargées lors de leur traversée du détecteur, en particulier leurs dépôts d'énergie et leur diffusion. Les signaux physiques sont convertis en signaux mesurés : les évènements sont reconstruits de la même manière que dans les données réelles, et le format des fichiers de sortie est similaire. Les informations sur les particules simulées sont néanmoins ajoutées. Une partie importante des ressources informatiques de la collaboration AMS est dédiée aux productions Monte Carlo, nécessaires à chaque analyse.

En pratique, nous allons employer dans notre travail les productions Monte Carlo les plus récentes concernant l'hélium. Notre analyse se base sur environ 280 000 fichiers³, comprenant plusieurs milliards de noyaux d'hélium générés entre $R_{\text{gen}} = 1 \text{ GV}$ et $R_{\text{gen}} = 500 \text{ GV}$, avec une fraction ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ d'environ 10%, du même ordre de grandeur que l'abondance mesurée dans le rayonnement cosmique (voir par exemple Adriani et al. 2016). Les évènements sont générés de manière uniforme et isotrope sur une surface carrée de largeur $l = 3.9 \text{ m}$, placée au-dessus du détecteur.

Notons que les fixations des plans de trajectographe, présentées dans le Chapitre 5 (Figure 5.7), n'ont été incluses que dans une partie des données simulées que nous employons. Ces fixations sont des surdensités qui ont pour effet de favoriser les interactions des particules, et nous y reviendrons dans la suite.

3. L'espace disque correspondant, après application des coupures de pré-sélection, est d'environ 10 TB. On peut réellement parler de *Big Data* !

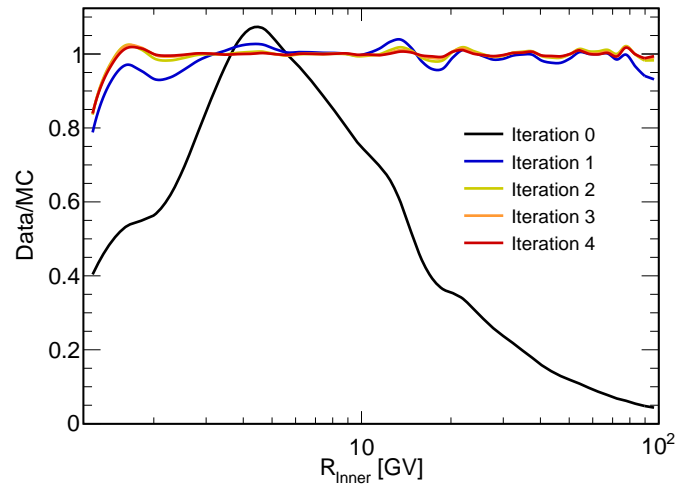


FIGURE 6.3: Rapports des distributions en rigidité des évènements issus des données et du Monte Carlo. Les coupures de pré-sélection ont été appliquées. Ces rapports sont utilisés pour pondérer itérativement les évènements Monte Carlo, jusqu'à convergence.

6.2.2 Pondération des évènements

Afin d'utiliser les données Monte Carlo comme un échantillon d'entraînement et de contrôle, il est nécessaire que les évènements simulés aient la même statistique que les données ISS et qu'ils suivent la même distribution en rigidité. En effet, les différentes variables que nous allons employer dans notre analyse peuvent être corrélées avec la rigidité, et leurs distributions sont donc influencées par celle de cette dernière.

La rigidité est néanmoins distribuée très différemment dans les données et dans le Monte Carlo. Pour répondre à ce problème, nous allons pondérer les évènements simulés, de manière itérative.

- Nous commençons par leur appliquer les coupures de pré-sélection présentées en Section 6.1. Nous reconstruisons ensuite leur distribution en rigidité, mesurée avec le trajectographe interne (algorithme *C*).
- Cette distribution est comparée à celle des données ISS. Le rapport données sur Monte Carlo (*Data/MC*) est présenté en Figure 6.3 (courbe noire). On observe que ce rapport est proche de 1 à $R_{\text{Inner}} \approx 5$ GV, mais qu'il est significativement plus faible sur le reste de la gamme de rigidité : la simulation Monte Carlo contient donc généralement plus d'évènements que les données ISS.
- Ce rapport *Data/MC* va nous servir à pondérer les évènements Monte Carlo. À chaque évènement simulé est appliqué un poids w correspondant au rapport *Data/MC*, évalué pour sa valeur de rigidité **générée**. Un évènement mesuré avec une rigidité $R_{\text{Inner}} = 10$ GV, mais généré avec une rigidité $R_{\text{gen}} = 30$ GV aura donc, après la première itération, un poids d'environ $w \approx 0.23$ (valeur du rapport *Data/MC* à 30 GV, voir Figure 6.3). Cette pondération permet de traiter d'une façon cohérente tous les évènements, qu'ils soient reconstruits avec une rigidité positive ou négative, mais ne prend pas en compte les effets de migration de la rigidité causés par la convolution de la mesure par la résolution du trajectographe.

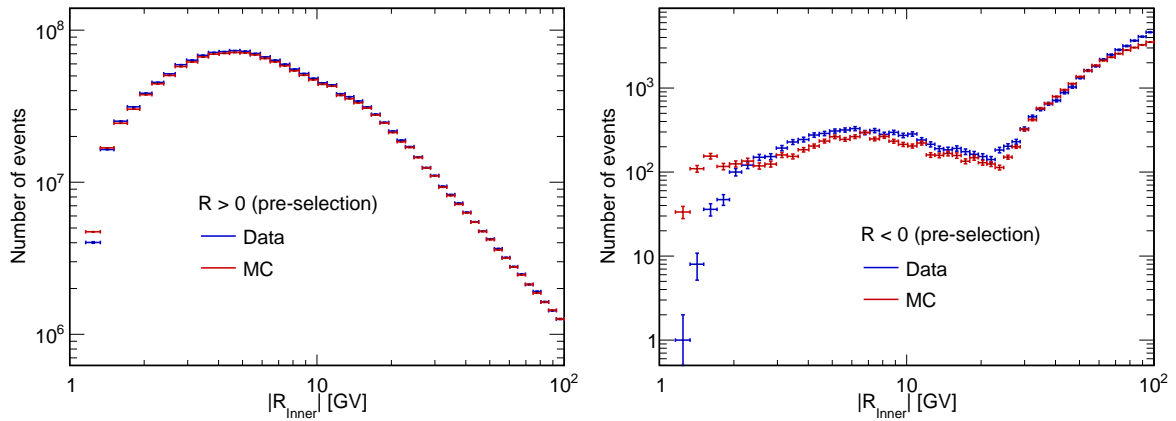


FIGURE 6.4: Distributions en rigidité des événements satisfaisant nos coupures de pré-sélection, dans les données (en bleu) et dans le Monte Carlo (en rouge), après pondération. Le panneau de gauche illustre la distribution des rigidités positives, et celui de droite des rigidités négatives. L'accord est très bon entre Monte Carlo et données, sauf en-dessous de $|R_{\text{Inner}}| = 2$ GV.

- Pour considérer ces effets, une nouvelle itération est alors appliquée : le nouveau rapport $Data/MC$ est calculé (courbe bleue sur la Figure 6.3), et le poids de l'itération précédente est multiplié par celui estimé avec cette nouvelle itération.
- On atteint la convergence après quelques itérations, comme l'illustre la Figure 6.3. Après la cinquième itération, les distributions en rigidité des événements issus des données et du Monte Carlo sont en accord à $\sim 2\%$ près, sauf en-deçà de 2 GV où l'écart atteint au maximum $\sim 15\%$. Cette différence provient vraisemblablement d'un effet de bord sur la gamme des rigidités générées : celle-ci débute à 1 GV, alors que les données réelles présentent des événements de plus basse rigidité, qui peuvent migrer au-delà de ce seuil⁴.

Cette procédure permet d'obtenir un échantillon de noyaux d'hélium simulés dont la distribution en rigidité est très similaire à celle présente dans les données ISS (panneau de gauche de la Figure 6.4). Bien que la méthode ait été mise en place à l'aide des rigidités positives, on observe que les distributions en rigidité négative sont aussi très similaires dans les données et dans le Monte Carlo (panneau de droite de la Figure 6.4). Des différences apparaissent dans les deux cas en-deçà de $|R_{\text{Inner}}| = 2$ GV, comme attendu d'après la Figure 6.3. Nous allons néanmoins pouvoir utiliser ces données simulées comme échantillon d'entraînement et de contrôle.

6.2.3 Classification des événements par arbres de décision boostés

6.2.3.1 Intérêt d'une analyse multivariée

Les données issues de la simulation Monte Carlo vont nous servir à identifier les caractéristiques des événements dont le signe de la charge a été mal reconstruit. Nous pouvons pour cela comparer les distributions de variables que nous considérons *a priori* comme discriminantes. La Figure 6.5 illustre la distribution de la variable $\log_{10}(\chi_Y^2)$, qui caractérise la qualité d'ajus-

4. On s'attend à un effet similaire au maximum de rigidité générée, $R_{\text{max}} = 500$ GV.

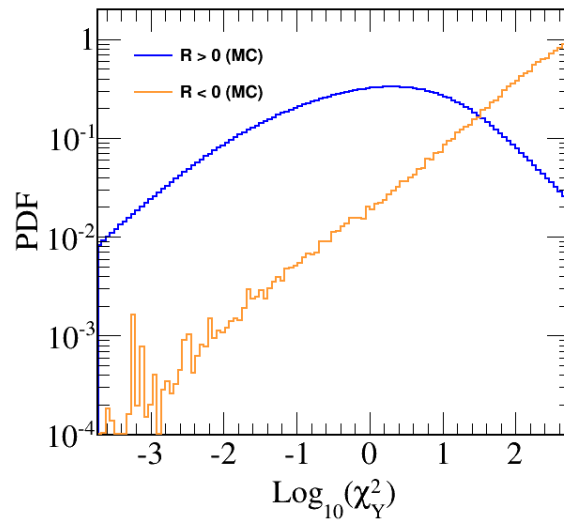


FIGURE 6.5: Distributions de la variable $\log_{10}(\chi^2_Y)$, caractérisant la qualité de l’ajustement de la trace du trajectographe dans la direction y , pour les événements du Monte Carlo reconstruits avec une rigidité positive (en bleu) ou négative (en orange). Ces derniers ont tendance à être caractérisés par un ajustement de moins bonne qualité.

tement de la trace du trajectographe dans la direction y , pour les événements du Monte Carlo reconstruits avec une rigidité positive (en bleu) ou négative (en orange)⁵. On observe que les noyaux d’hélium dont le signe de la charge est mal mesuré ont tendance à être caractérisés par de grandes valeurs de χ^2_Y . Par exemple, pour l’évènement présenté en Figure 6.1, la valeur de χ^2_Y est de 17.6.

Pour discriminer les événements touchés par la confusion de charge des événements propres, nous pourrions donc appliquer une coupure sur cette grandeur, en demandant par exemple à ce que $\log_{10}(\chi^2_Y)$ soit inférieur à 1. Nous pourrions ensuite faire de même pour toutes les variables discriminantes. Une telle analyse, appelée *cut-based*, présente certains inconvénients :

- les valeurs de coupure sont arbitraires. Plus le nombre de variables augmente, et plus les choix à faire sont nombreux. Il serait ensuite nécessaire de faire varier ces coupures pour l’ensemble des variables pour vérifier la robustesse des résultats finaux ;
- rien n’indique que la classification réalisée est optimale, d’autant plus que l’espace des paramètres peut être très important, avec de nombreuses corrélations.

Dans ce contexte, une analyse multivariée, permettant de considérer dans le même temps l’ensemble des variables disponibles, s’avère plus efficace. La méthode que nous avons employée est une classification par arbres de décision boostés (*Boosted Decision Trees*, BDT), appartenant à la catégorie des techniques d’apprentissage automatique (*machine learning*).

6.2.3.2 Arbres de décision et *boosting*

Un arbre de décision est un classificateur binaire, qui affecte à chaque événement une catégorie, généralement ‘bruit de fond’ ou ‘signal’ – dans notre cas, les catégories sont ‘confusion

5. C’est le χ^2 réduit, c’est-à-dire divisé par le nombre de degrés de liberté de l’ajustement. Les grandes valeurs de χ^2 indiquent un mauvais ajustement.

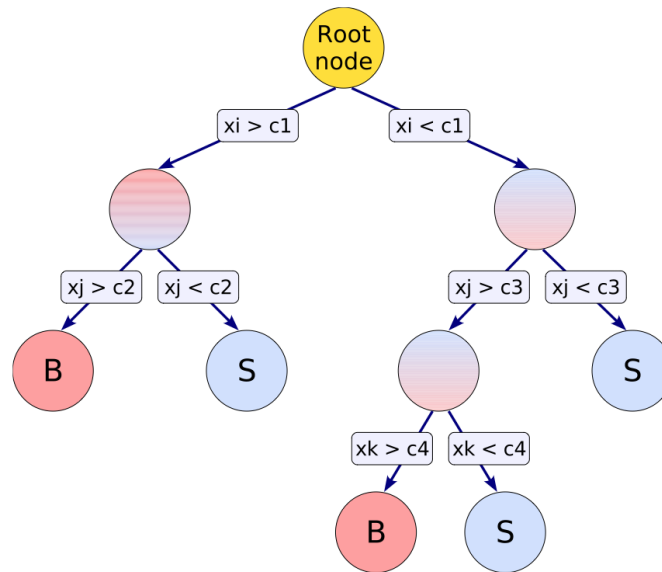


FIGURE 6.6: Vue schématique d'un arbre de décision. À partir d'un nœud initial, une séquence de séparations binaires est appliquée sur les données, suivant des variables discriminantes x_i . À chaque étape, la variable la plus discriminante est utilisée. Les échantillons terminaux sont appelés 'feuilles', et reçoivent une étiquette suivant qu'ils contiennent une majorité d'évènements 'signal' (S) ou 'bruit de fond' (B). Figure issue de [Hoecker et al. \(2007\)](#).

de charge' et 'signe de la charge bien reconstruit'. C'est une méthode de classification dite *supervisée*, dans laquelle l'algorithme est entraîné puis validé sur des données pour lesquelles les catégories sont déjà connues. À partir de variables d'entrée choisies par l'utilisateur, l'algorithme procède à une première séparation (en deux 'branches' distinctes), à l'aide de la variable estimée comme la plus discriminante. La même procédure est ensuite répétée indépendamment pour chacune des branches. Un critère, relié généralement au nombre de branches générées, permet de stopper la séparation en sous-branches. Les échantillons terminaux sont appelés des 'feuilles', et sont associés à une catégorie suivant la majorité des évènements présents (une feuille contenant une majorité d'évènements 'signal' reçoit donc l'étiquette 'signal'). Lors de l'application de l'algorithme à des données inconnues, les évènements sont classifiés suivant l'étiquette de la feuille dans laquelle ils sont rangés. Le principe des arbres de décision est illustré en Figure 6.6.

En pratique, ce n'est généralement pas un unique arbre de décision qui est utilisé comme classificateur, mais un ensemble d'arbres appelé 'forêt'. Ceci permet d'améliorer grandement la performance de classification, en évitant en particulier les problèmes de *surentraînement* : en employant un seul arbre de décision de grande profondeur⁶, la séparation réalisée sur l'échantillon d'entraînement peut être excellente, mais adaptée seulement à cet échantillon et à ses propres fluctuations statistiques. La construction d'une forêt d'arbres de décision permet de limiter ce problème, en classant les évènements suivant la moyenne (pondérée) des classificateurs des arbres individuels.

6. La profondeur d'un arbre de décision correspond au nombre de séparations en branches réalisées. La profondeur de l'arbre présenté en Figure 6.6 est par exemple de trois.

Nous utiliserons ici la méthode de *boosting* pour générer la forêt d'arbres de décision⁷, avec l'algorithme AdaBoost (Freund et Schapire 1996). Les détails techniques de cette méthode sont présentés en Annexe C (voir aussi Roe et al. 2005; Hoecker et al. 2007). En quelques mots, l'idée est d'affecter un poids w_i à chaque évènement lors de l'entraînement du classificateur. Les poids sont initialement similaires pour tous les évènements. Après l'entraînement d'un arbre m , les évènements mal classifiés (un évènement 'signal' se retrouvant dans une feuille étiquetée 'bruit' par exemple) voient leur poids multiplié par un facteur $\exp(\alpha_m)$, relié à la fraction totale d'évènements mal identifiés dans l'arbre m . Ces évènements ont alors plus d'importance dans l'arbre suivant, qui adaptera ses coupures de sélection pour réussir à mieux les classer. Au final, chaque arbre produit un classificateur individuel par évènement, noté $h_m(\vec{x})$ (\vec{x} représentant les valeurs des variables d'entrée de l'évènement), avec :

$$h_m(\vec{x}) = \begin{cases} +1 & \text{si l'évènement est dans une feuille 'signal',} \\ -1 & \text{si l'évènement est dans une feuille 'bruit de fond'.} \end{cases} \quad (6.1)$$

L'algorithme de *boosting* produit le classificateur *boosté*, noté $BDT(\vec{x})$, à l'aide de la moyenne pondérée des résultats des N_{trees} classificateurs individuels :

$$BDT(\vec{x}) = \frac{1}{N_{\text{trees}}} \times \sum_{m=1}^{N_{\text{trees}}} \alpha_m \times h_m(\vec{x}). \quad (6.2)$$

Les grandes valeurs de $BDT(\vec{x})$ indiquent donc un évènement 'signal', et les faibles un évènement 'bruit de fond'. C'est finalement sur cette grandeur unique que l'utilisateur a une liberté de choix de valeur de coupure. Ce choix influencera le niveau de réjection du 'bruit de fond' et l'efficacité de la sélection des évènements 'signal'.

L'application de l'algorithme sur des données dont les catégories ne sont pas connues est simple : chaque évènement passe tour à tour dans chacun des arbres pré-construits, et se voit attribuer une catégorie 'signal' ou 'bruit de fond'. Connaissant les poids α_m de chacun des arbres, on peut aisément déterminer la valeur de sortie du classificateur *boosté*, en appliquant l'équation 6.2. À chaque évènement sera donc associée une valeur de $BDT(\vec{x})$.

6.2.3.3 Mise en place du BDT pour l'analyse anti-hélium

Pour notre analyse, nous employons l'implémentation des BDTs de la bibliothèque TMVA (Hoecker et al. 2007). Dans le cadre d'une méthode de *boosting*, il est recommandé d'employer un grand nombre de classificateurs peu discriminants – c'est-à-dire ici des arbres de décision peu profonds. Nous limitons donc la profondeur des arbres individuels à 3, et combinons les résultats obtenus avec $N_{\text{trees}} = 400$ arbres.

Nous allons entraîner le classificateur sur les données Monte Carlo. Nous devons néanmoins l'appliquer à la fois sur les données ISS, et sur les données simulées : l'objectif est de comparer dans les deux échantillons les nombres d'évènements de rigidité négative présentant les caractéristiques de noyaux bien reconstruits. Nous allons donc en pratique produire deux classificateurs BDT (noté BDT1 et BDT2), chacun entraîné sur la moitié des données Monte

7. D'autres méthodes existent, comme par exemple les forêts aléatoires (*random forests*), dans lesquelles les variables et évènements utilisables dans chaque arbre sont tirés aléatoirement.

Carlo et appliqué sur l'autre moitié. En ce qui concerne les données ISS, nous appliquerons seulement le classificateur BDT1.

Variables utilisées Nous employons une vingtaine de variables dans notre analyse, toutes reliées au trajectographe. Nous allons en particulier comparer les rigidités reconstruites avec les différents algorithmes C , A , K et $C/noMS$ évoqués en Section 5.3.2.2 du chapitre précédent, ainsi qu'avec plusieurs sous-parties du trajectographe interne : la partie haute (Up), comprenant les plans 2, 3 et 4, et la partie basse (Low), avec les plans 5, 6, 7 et 8 (voir Figure 5.5 du Chapitre 5). Les variables que nous considérons sont les suivantes.

- Les valeurs de $\log_{10}(\chi_X^2)$ et $\log_{10}(\chi_Y^2)$, obtenues avec l'algorithme C qui est utilisé pour l'estimation principale de la rigidité.
- Les *asymétries* des différentes reconstructions de traces. On définit l'asymétrie entre deux reconstructions α et β par :

$$A_{\alpha-\beta} = \frac{R_{\alpha} - R_{\beta}}{R_{\beta}} = \frac{R_{\alpha}}{R_{\beta}} - 1. \quad (6.3)$$

Elle doit être proche de 0 si les deux reconstructions sont en accord. Nous considérerons l'asymétrie entre les rigidités estimées avec les parties haute et basse du trajectographe interne ($A_{Inner-Up}$, $A_{Inner-Low}$, A_{Up-Low}), ainsi qu'avec les différents algorithmes de reconstruction : A_{C-A} , A_{C-K} et $A_{C-C/noMS}$. Une différence significative de reconstruction entre deux algorithmes peut indiquer que l'évènement est problématique.

- Les différences $\Delta\chi^2$ entre les valeurs de χ^2 réduits obtenues lors des ajustements des traces avec les différentes sous-parties du trajectographe interne. Un grand $\Delta\chi^2$ peut indiquer une interaction dans une des parties du trajectographe. Les six variables considérées seront $\Delta\chi_{X\ Up-Inner}^2$, $\Delta\chi_{Y\ Up-Inner}^2$, $\Delta\chi_{X\ Low-Inner}^2$, $\Delta\chi_{Y\ Low-Inner}^2$, $\Delta\chi_{X\ Up-Low}^2$ et $\Delta\chi_{Y\ Up-Low}^2$.
- Les grandeurs $(R_{Up} - R_{Inner})/\Delta R$, $(R_{Low} - R_{Inner})/\Delta R$ et $(R_{Up} - R_{Low})/\Delta R$, qui permettent de comparer les rigidités reconstruites avec les différentes sous-parties du TRK interne à l'erreur ΔR , estimée lors de l'ajustement de la trace avec l'intégralité de ce dernier. On peut s'attendre à ce que les différences entre les rigidités soient de l'ordre de ΔR si la rigidité est bien reconstruite. Nous emploierons aussi la variable $\Delta R/R$.
- La plus proche distance entre la trace reconstruite et les *hits* non associés. Nous considérerons deux cas : la valeur minimale de la distance séparant la trace d'un *hit* non associé à celle-ci, pour les plans utilisés dans sa reconstruction (au moins six des sept plans du TRK interne avec nos coupures de pré-sélection, voir Section 6.1); et dans le cas où un plan n'a pas de *hit* associé à la trace, la distance entre celle-ci et le *hit* le plus proche. L'idée est que l'existence de *hits* proches et non associés peut témoigner d'une mauvaise reconstruction de la trace. Ces distances seront appelées respectivement $D_{unassociated}^{hit}$ et $D_{unassociated}^{no\ hit}$.
- La valeur minimale (sur l'ensemble des plans du TRK interne) de l'énergie déposée dans le *hit* associé à la trace, divisée par celle déposée dans les dix bandes (*strips*) de détecteur silicium les plus proches. Les plans du trajectographe sont en effet divisés en micro-bandes de silicium, qui correspondent aux zones de détection. Si une diffusion se produit au niveau d'un plan, on s'attend à ce qu'un surplus d'énergie soit déposé autour du *hit*. Cette variable, qu'on appellera EdepRatio, doit donc être plus faible pour les évènements touchés par la confusion de charge que pour les autres.

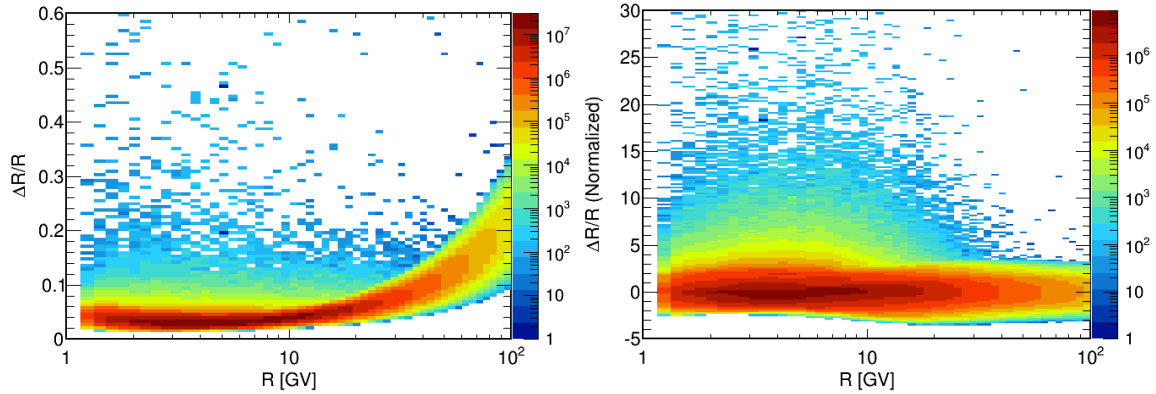


FIGURE 6.7: Comparaison de la distribution en rigidité de la variable $\Delta R/R$ avant (à gauche) et après (à droite) normalisation. Cette dernière permet de réduire fortement la dépendance avec la rigidité. Ces distributions sont obtenues avec les données Monte Carlo et les coupures de pré-sélection.

- Les deux dernières variables concernent la géométrie du TRK. La collaboration a observé qu'un excès de confusion de charge provenait d'évènements dont la trace est proche des bords du TRK⁸, et nous considérerons donc la distance D_{center} séparant la trace du centre du trajectographe. Enfin, comme évoqué dans le Chapitre 5, les fixations en aluminium du TRK engendrent un surplus d'interactions. Nous nous intéresserons à la distance D_{feets} séparant la trace des fixations situées entre les plans 5 et 6 : étant donnée leur position centrale dans le détecteur, c'est à leur niveau qu'une diffusion est la plus à même d'engendrer un changement significatif de courbure.

Normalisation et comparaison avec les données Parmi ces vingt-trois variables, dix-huit présentent une dépendance forte avec la rigidité⁹. Si elles sont directement utilisées dans l'algorithme BDT, le classificateur de sortie $BDT(\vec{x})$ présentera lui aussi une telle dépendance. Nous souhaiterions que cette dépendance soit la plus faible possible, dans l'optique de discriminer les évènements avec une unique valeur de coupure sur $BDT(\vec{x})$ valable sur toute la gamme de rigidité. Pour remédier à ce problème, nous transformons ces variables en des grandeurs centrées et réduites. Nous déterminons, par tranche de rigidité (positive), la valeur moyenne μ_R et l'écart-type σ_R de chacune des dix-huit grandeurs, et les utilisons pour modifier les variables suivant la transformation suivante :

$$Y \rightarrow \frac{Y - \mu_R}{\sigma_R}. \quad (6.4)$$

Ces mêmes valeurs μ_R et σ_R sont ensuite utilisées pour normaliser les distributions par tranche de rigidité négative, afin qu'elles soient comparables à celles des rigidités positives. La Figure 6.7 illustre l'effet de la normalisation sur la variable $\Delta R/R$, pour les données du Monte Carlo.

Enfin, il est important que les distributions des variables utilisées pour entraîner le BDT (issues du Monte Carlo) soient similaires à celles des données ISS, auxquelles nous allons

8. La raison n'est pour le moment pas bien comprise.

9. Les variables ne présentant pas de dépendance significative sont $D_{\text{unassociated}}^{\text{hit}}$, $D_{\text{unassociated}}^{\text{no hit}}$, EdepRatio, D_{center} et D_{feets} .

l'appliquer. Dans le cas contraire, il serait problématique d'appliquer notre algorithme de classification à ces données. Nous normalisons donc les variables des données ISS de la même manière que celles du Monte Carlo, et les comparons en Figures 6.8 et 6.9. Sur ces figures, les courbes bleues sont celles des évènements avec rigidité positive (données réelles : trait foncé ; données Monte Carlo : zones claires), et les courbes en rouge et en orange celles des rigidités négatives (données ISS et Monte Carlo respectivement).

Un premier constat est que la plupart des variables sont **bien reproduites** par la simulation Monte Carlo, en particulier pour les rigidités positives. Prenons pour exemple la variable $\log_{10}(\chi_Y^2)$ (Figure 6.8) : les distributions pour les rigidités positives sont parfaitement similaires dans les données ISS et dans le Monte Carlo, et leurs formes sont en bon accord pour les rigidités négatives. Seules quatre variables présentent des différences significatives entre simulation et données réelles :

- l'asymétrie A_{C-A} (Figure 6.8). Les distributions sont très différentes pour les rigidités positives ;
- la distance $D_{\text{unassociated}}^{\text{hit}}$ (Figure 6.9) : dans la simulation, il n'y a pas de différence entre rigidités négatives et positives ;
- la distance D_{center} (Figure 6.9) : la simulation ne reproduit pas l'excès présent pour les rigidités négatives au-delà de $D_{\text{center}} = 48$ cm ;
- la distance D_{feets} (Figure 6.9) : le Monte Carlo présente un excès d'évènements proches des fixations par rapport aux données ISS.

Ces quatre variables ne seront donc pas employées dans le BDT. À la place, nous ajoutons deux coupures de pré-sélection supplémentaires :

$$D_{\text{center}} < 48 \text{ cm},$$

et

$$D_{\text{feets}} > 0.8 \text{ cm}.$$

Entraînement et validation Nous procédons à l'étape d'entraînement des deux BDTs, BDT1 et BDT2, à l'aide des deux moitiés de données simulées. Chaque évènement est caractérisé par dix-neuf variables d'entrée, et l'ensemble des particules de rigidité négative reçoit la catégorie 'confusion de charge', tandis que les rigidités positives sont associées à la catégorie 'signe de la charge bien reconstruit'. 400 arbres de profondeur 3 sont entraînés, et un classificateur $BDT(\vec{x})$, compris entre -1 ('confusion de charge') et +1 ('signe de la charge bien reconstruit'), est produit pour chaque évènement.

L'algorithme de classification nous indique après entraînement les variables ayant été les plus discriminantes. Comme attendu d'après les Figures 6.8 et 6.9, les variables les plus utiles sont le χ_Y^2 et les asymétries estimées avec les différentes sous-parties du trajectographe. Les évènements ayant subi une confusion de charge ont par exemple tendance à présenter de fortes valeurs absolues d'asymétries $A_{\text{Inner-Up}}$: d'après la définition de cette grandeur (Eq. 6.3), ceci indique de grands écarts entre les rigidités reconstruites avec la partie haute du TRK interne et avec son intégralité. La Table 6.1 indique le classement des dix variables les plus discriminantes du BDT1.

Pour valider les classificateurs et vérifier qu'ils ne sont pas surentraînés, nous comparons leurs distributions dans les échantillons d'entraînement et dans les échantillons de test, qui correspondent aux deux moitiés de données simulées non utilisées pour l'entraînement res-

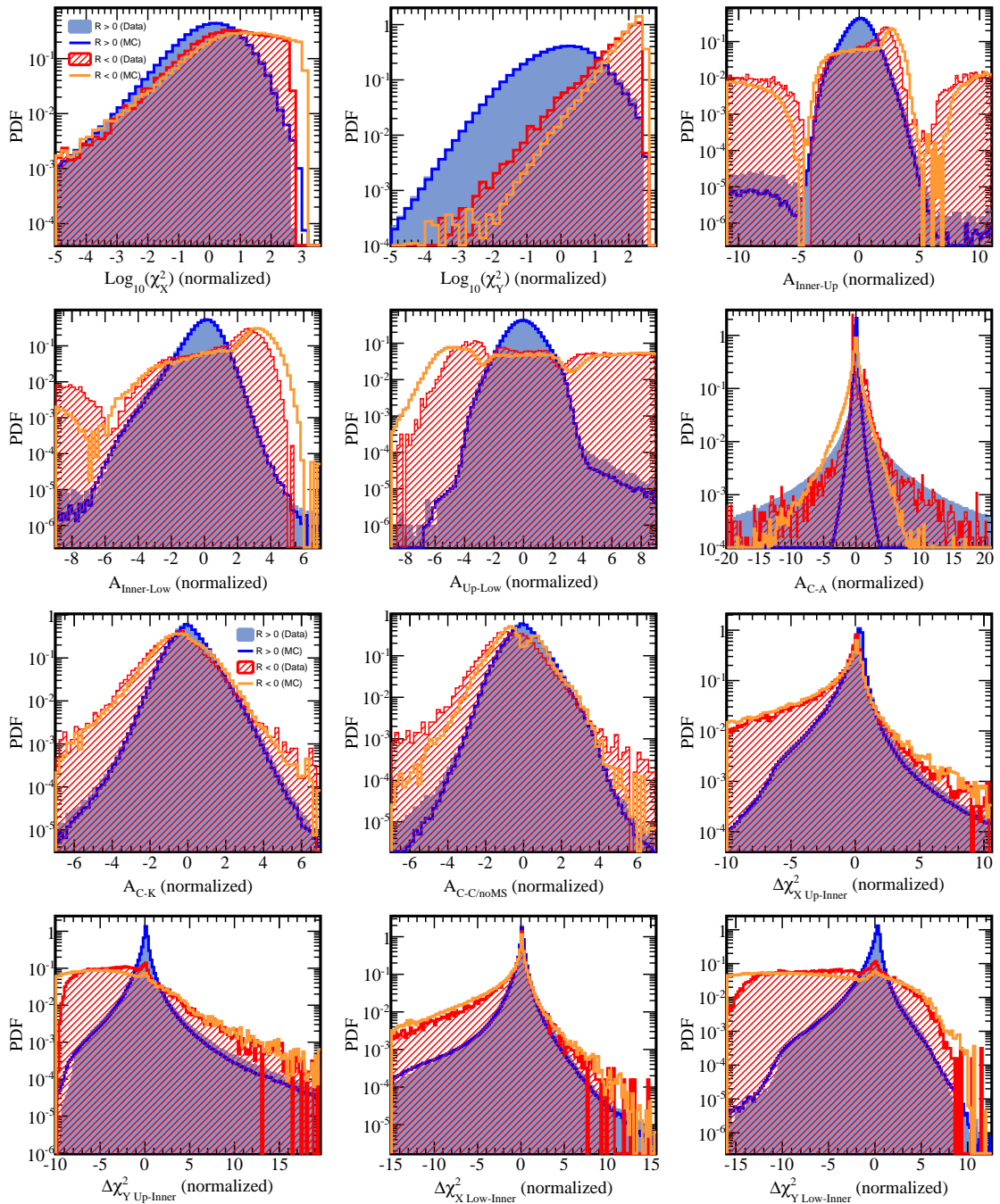


FIGURE 6.8: Comparaison des distributions des variables considérées comme discriminantes pour la confusion de charge. Elles sont ici toutes normalisées (centrées et réduites). Les courbes bleues sont celles des évènements avec rigidité positive (données réelles : trait foncé ; données Monte Carlo : zones claires), et les courbes en rouge et en orange celles des rigidités négatives (données ISS et Monte Carlo respectivement).

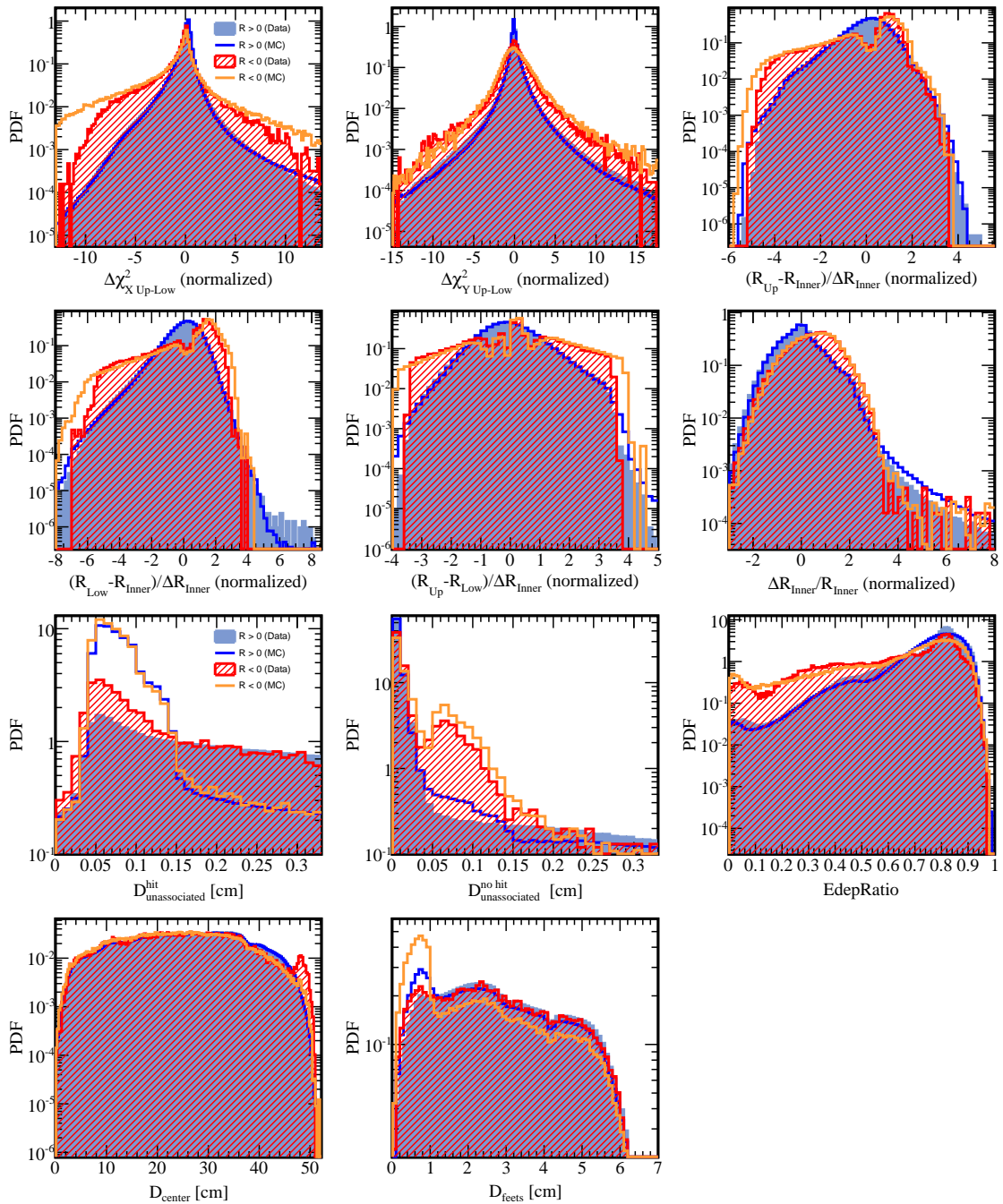


FIGURE 6.9: Comparaison des distributions des variables considérées comme discriminantes pour la confusion de charge. Les six premières sont normalisées (centrées et réduites). Les courbes bleues sont celles des évènements avec rigidité positive (données réelles : trait foncé ; données Monte Carlo : zones claires), et les courbes en rouge et en orange celles des rigidités négatives (données ISS et Monte Carlo respectivement).

TABLE 6.1: Classement des dix variables les plus discriminantes du BDT1. Le pouvoir de discrimination d'une variable dépend de la fréquence à laquelle elle est employée pour séparer des nœuds, et de l'amélioration de séparation associée. TMVA quantifie ceci à l'aide d'une grandeur appelée 'importance'.

Classement	Variable	'Importance'
1	$A_{\text{Inner-Up}}$	9.45×10^{-2}
2	$\log_{10}(\chi_Y^2)$	9.17×10^{-2}
3	$A_{\text{Up-Low}}$	9.02×10^{-2}
4	$A_{\text{Inner-Low}}$	8.82×10^{-2}
5	EdepRatio	5.50×10^{-2}
6	$(R_{\text{Up}} - R_{\text{Inner}})/\Delta R$	5.49×10^{-2}
7	$(R_{\text{Low}} - R_{\text{Inner}})/\Delta R$	5.41×10^{-2}
8	$(R_{\text{Up}} - R_{\text{Low}})/\Delta R$	5.16×10^{-2}
9	$A_{\text{C-C/noMS}}$	5.15×10^{-2}
10	$\Delta R/R$	4.60×10^{-2}

pectif des BDTs. La Figure 6.10 illustre cette comparaison pour le BDT1. Les distributions issues de l'échantillon d'entraînement (cercles pleins) et de test (zones colorées) sont en très bon accord, ce qui permet de valider le classificateur. On observe aussi que la séparation entre les deux catégories semble relativement satisfaisante pour la plupart des événements, mais qu'une fraction non négligeable de particules à rigidité négative présente des valeurs de $BDT(\vec{x})$ qui recouvrent la queue de distribution des événements bien reconstruits. On peut ainsi déjà envisager qu'une coupure $BDT(\vec{x}) \gtrsim 0.20$ sera nécessaire pour rejeter la majeure partie des événements subissant une confusion de charge.

Nous allons maintenant appliquer ce classificateur aux données ISS pour rechercher des candidats anti-hélium.

6.3 Résultats : recherche d'anti-hélium

6.3.1 Comparaison données/Monte Carlo et signification

Coups supplémentaires Notre classificateur nous permet d'identifier les événements présentant les caractéristiques d'une confusion de charge. Nous allons l'appliquer aux données ISS à rigidité négative, pour rechercher d'éventuels noyaux d'anti-hélium. Les étapes de l'analyse sont donc les suivantes :

- choix d'une valeur de coupure sur $BDT(\vec{x})$;
- application de cette coupure à la fois sur les données réelles et sur le Monte Carlo ;
- comparaison des nombres d'événements à rigidité négative restants dans les deux échantillons ;
- caractérisation en termes de signification statistique d'un éventuel excès dans les données, et établissement de limites supérieures sur le rapport anti-hélium sur hélium dans le cas où les résultats sont compatibles.

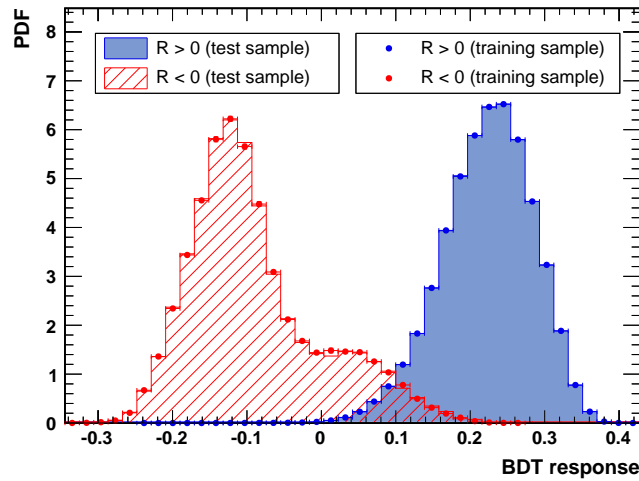


FIGURE 6.10: Distributions du classificateur BDT1 pour les événements de rigidité négative (rouge) et positive (bleue). L’algorithme a été entraîné sur la première moitié des données Monte Carlo (distributions en cercles pleins), et est vérifié en l’appliquant à l’échantillon de test que constitue l’autre moitié (zones colorées). Les distributions sont en très bon accord.

Il est donc nécessaire de comparer les distributions de $BDT(\vec{x})$ dans les données et dans le Monte Carlo. Cette comparaison est illustrée en Figure 6.11. Les distributions obtenues avec les coupures de pré-sélection sont présentées sur le panneau de gauche, avec le même code couleur que dans les Figures 6.8 et 6.9 : les courbes bleues sont celles des événements avec rigidité positive (données réelles : trait foncé ; données Monte Carlo : zones claires), et les courbes en rouge et en orange celles des rigidités négatives (données ISS et Monte Carlo respectivement). Il apparaît que les données ISS **présentent un excès**, par rapport à la simulation Monte Carlo, d’évènements de rigidité négative à forte valeur de $BDT(\vec{x})$.

Cependant, cet excès n’est très vraisemblablement **pas physique**. Il indique plutôt que le Monte Carlo ne reproduit pas correctement le phénomène complexe de confusion de charge. Avec les seules coupures de pré-sélection, nous ne pouvons donc pas directement comparer les nombres d’évènements dans le Monte Carlo et dans les données ISS. Pour remédier à ce problème, et pouvoir continuer notre analyse préliminaire, nous introduisons deux coupures supplémentaires.

- Nous imposons que les événements issus des données ISS possèdent une valeur absolue de rigidité supérieure à la *rigidité de coupure géomagnétique*. Le champ magnétique terrestre dévie en effet les particules de basse énergie, et il existe, pour chaque position dans la magnétosphère terrestre, une valeur de rigidité R_{cut} en-deçà de laquelle les particules incidentes sont défléchies. Une particule dont la valeur absolue de la rigidité est inférieure à R_{cut} n’aurait donc pas pu atteindre AMS-02, et a probablement vu sa rigidité mal reconstruite. Notons que cette coupure n’est pas implémentée dans la simulation Monte Carlo.
- Les événements acceptés doivent avoir une vitesse β bien mesurée, afin d’estimer leur masse. En-deçà de $|R| = 8$ GV, dans la région de sensibilité du TOF, nous requérons

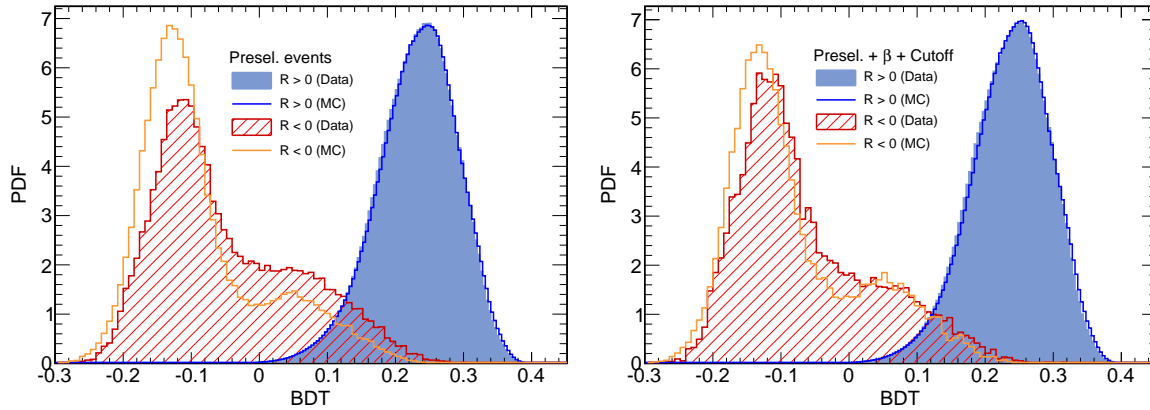


FIGURE 6.11: Comparaison des distributions de $BDT(\vec{x})$ dans les données et dans le Monte Carlo. Les courbes bleues sont celles des évènements avec rigidité positive (données réelles : trait foncé ; données Monte Carlo : zones claires), et les courbes en rouge et en orange celles des rigidités négatives (données et Monte Carlo respectivement). Le panneau de gauche illustre les distributions obtenues avec les coupures de pré-sélection. Les distributions des rigidités négatives présentent des différences significatives, qui tendent à s’effacer en particulier dans la région d’intérêt $BDT(\vec{x}) > 0.1$, lorsque des coupures supplémentaires ($|R| > R_{\text{cut}}$, et critères de qualité sur β) sont imposées (panneau de droite).

qu’ils possèdent une vitesse¹⁰ $\beta_{\text{TOF}} < 1$. Si l’évènement a déclenché un anneau RICH (les seuils dans l’aérogel étant de $R_{\text{seuil}}^{\text{He}^3} = 4.39$ GV et $R_{\text{seuil}}^{\text{He}^4} = 5.81$ GV, voir Chapitre 5), c’est la mesure de β correspondante qui est employée. Au-delà de 8 GV, seul le RICH est utilisé. Des coupures sur la qualité de l’anneau RICH sont ajoutées – nous demandons en particulier que la charge estimée, Z_{RICH} , soit comprise entre 1.6 et 2.4, et que la vitesse mesurée soit inférieure à 1.

Une fois ces coupures supplémentaires appliquées, les distributions de $BDT(\vec{x})$ dans les données et dans le Monte Carlo, pour les rigidités négatives, sont en bien meilleur accord, comme l’illustre le panneau de droite de la Figure 6.11. Nous n’avons pas pu investiguer plus en profondeur l’origine de ces différences, mais leur compréhension est primordiale dans l’optique d’une analyse de recherche d’anti-deutérons. Nous en reparlerons dans la Section 6.4. Notons tout de même que c’est à haute rigidité, pour $|R| > 30$ GV, que les différences sont les plus fortes. C’est donc principalement la coupure en vitesse qui permet d’améliorer l’accord données/Monte Carlo, la coupure sur R_{cut} n’affectant que les évènements de basse énergie.

Coupure BDT et acceptance Sur les $\sim 39\,000$ évènements de rigidité négative présents dans les données ISS après application de nos pré-sélections, seuls ~ 9700 passent nos coupures supplémentaires. Nous choisissons de discriminer les évènements issus de confusion de charge en imposant la coupure suivante sur le classificateur *boosté* :

$$BDT(\vec{x}) > 0.23. \quad (6.5)$$

10. La résolution de l’ordre de 2% du TOF sur la vitesse (voir Chapitre 5) peut générer des mesures de vitesses $\beta > 1$.

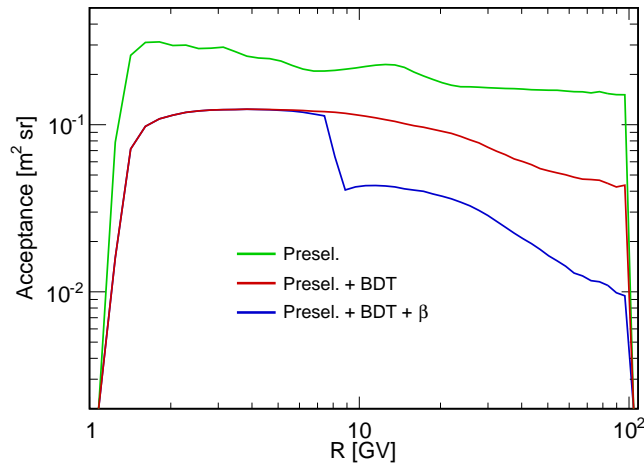


FIGURE 6.12: Acceptance de notre analyse, déterminée pour les rigidités positives suivant différentes coupures. La courbe verte correspond à la pré-sélection ; la courbe rouge inclut la coupure BDT ; et les critères de qualité sur la vitesse sont ajoutés pour la courbe bleue.

Une fois nos coupures choisies, nous pouvons déterminer l'acceptance de notre analyse. C'est une grandeur importante, qui relie le flux de particules incidentes au nombre mesuré réellement, et qui couvre à la fois les aspects géométriques (la fraction de particules pouvant traverser géométriquement le détecteur) et d'efficacité de détection (la fraction de particules détectées parmi celles traversant le détecteur). L'acceptance s'écrit :

$$A(R) = \frac{N(R)}{\Phi(R) \times dR \times T(R)}, \quad (6.6)$$

avec $N(R)$ le nombre d'évènements mesurés dans un *bin* de taille dR centré sur la rigidité R , $\Phi(R)$ le flux de particules incidentes, et $T(R)$ le temps d'exposition du détecteur¹¹. En appliquant l'ensemble de nos coupures aux particules de charge positive, nous pouvons déterminer facilement l'acceptance de notre analyse, à l'aide des mesures du flux d'hélium publié par la collaboration (Aguilar et al. 2015b). La Figure 6.12 présente l'acceptance obtenue, suivant les différentes coupures que l'on emploie. On observe tout d'abord que la coupure BDT n'a qu'une faible dépendance avec la rigidité, comme espéré grâce à la normalisation de nos variables d'entrée (courbe rouge, à comparer à la courbe verte obtenue avec les pré-sélections). Au-delà de 8 GV, l'acceptance diminue fortement lorsqu'une mesure de vitesse est requise (courbe bleue) : géométriquement, requérir un anneau RICH réduit de manière importante le nombre de particules détectables¹². Enfin, les critères de qualité sur la reconstruction du β_{RICH} sont la cause de la diminution de l'acceptance à haute rigidité, où β approche 1 et où sa mesure devient délicate.

11. Le temps d'exposition dépend de la rigidité à cause des effets de coupure géomagnétique, qui varient suivant la position de l'expérience dans le champ géomagnétique terrestre.

12. Les particules qui peuvent être géométriquement rejetées sont celles dont l'incidence est fortement inclinée, voir Figure 5.5 du chapitre précédent.

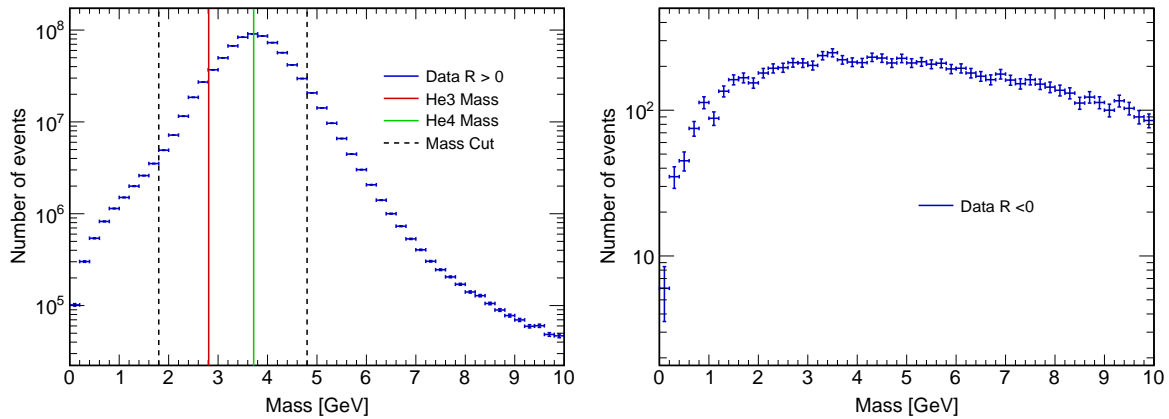


FIGURE 6.13: Distributions de masse reconstruites dans les données ISS, pour les rigidités positives (à gauche) et négatives (à droite), avant application de la coupure BDT. Le panneau de gauche indique les masses des noyaux d’hélium 3 et 4 (traits rouge et vert respectivement), ainsi que notre choix de coupure sur la masse (traits noirs pointillés). Notons qu’aucun excès n’est visible autour des masses de ces noyaux dans les données à rigidités négatives.

Significance Nous pouvons maintenant mener à bien notre recherche d’anti-hélium. Nous commençons par sélectionner les événements de rigidité négative dont la masse reconstruite est compatible avec celle de l’hélium 3 ou 4. Nous nous appuyons sur la distribution de masse des événements de rigidité positive, présentée en Figure 6.13 (panneau de gauche – notons que la coupure BDT n’est pas appliquée pour obtenir cette distribution). Nous choisissons de conserver les événements dont la masse reconstruite M est comprise entre 1.8 GeV et 4.8 GeV¹³. Le panneau de droite indique pour illustration la distribution de masse des événements de rigidité négative, là-aussi en amont de la sélection par le BDT. Pour les événements ayant souffert de confusion de charge, les rigidités mesurées sont très différentes des rigidités vraies. Même si la vitesse β est bien mesurée, les masses reconstruites vont donc s’étaler sur une large gamme de valeurs. La distribution n’affiche en particulier pas d’excès visible autour des masses des noyaux d’hélium.

Les particules sélectionnées dont la rigidité est négative sont nos **candidats**. Ils contiennent une composante de bruit de fond résiduelle, N_{bkg} , due à la confusion de charge – que nous estimerons avec le Monte Carlo –, et éventuellement une composante de signal anti-hélium N_{sig} . Les résultats préliminaires de l’analyse ne peuvent être rendus publics et ne seront pas décrits ici.

6.3.2 Limites supérieures

Méthode À partir des nombres d’événements mesurés dans les données ISS et dans l’échantillon de contrôle Monte Carlo, nous allons placer une limite supérieure sur le nombre de noyaux d’anti-hélium détectés par AMS-02. Nous utilisons pour cela la méthode mise au point par Feldman et Cousins (Feldman et Cousins 1998), très largement employée en physique des

13. L’écart-type de la distribution en masse est de l’ordre de $\sigma = 0.5$ GeV. Nos coupures permettent d’encadrer les valeurs de masse de l’hélium 3 ($M = 2.81$ GeV) et 4 ($M = 3.72$ GeV) à $\pm 2\sigma$.

particules. C'est une méthode fréquentiste pour construire des intervalles de confiance¹⁴, dans le cadre d'un comptage d'évènements (processus de Poisson) avec bruit de fond. En pratique, nous allons estimer une limite supérieure sur le nombre de noyaux d'anti-hélium par *bin* de rigidité. Nous choisissons quatre *bins* : [1.2 – 4] GV, [4 – 8] GV, [8 – 30] GV, et [30 – 100] GV. Le premier correspond à la région de mesure de masse uniquement à l'aide du TOF. Le deuxième recouvre le TOF et le RICH, tandis que le troisième correspond à la zone de sensibilité optimale du RICH. Le dernier *bin* couvre une gamme de rigidité où la mesure de masse devient très incertaine (voir Section 5.3 du chapitre précédent).

En appliquant les mêmes jeux de coupures aux particules de charge positive et négative, nous pouvons estimer simplement une limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$:

$$\overline{\text{He}}/\text{He} < \frac{N_{\overline{\text{He}}}^{95\%CL}}{N_{\text{He}}}, \quad (6.7)$$

avec $N_{\overline{\text{He}}}^{95\%CL}$ la limite supérieure sur $N_{\overline{\text{He}}}$ à 95% de niveau de confiance et N_{He} le nombre de noyaux d'hélium satisfaisant nos coupures de sélection. Ce rapport sur les nombres d'évènements correspond en réalité à une limite sur le rapport des *flux* de ces noyaux. En effet, d'après l'équation 6.6, le flux d'une espèce s'écrit :

$$\Phi(R) = \frac{N(R)}{A(R) \times dR \times T(R)}. \quad (6.8)$$

Les temps d'exposition étant similaires pour les deux espèces, le rapport des nombres d'évènements s'identifie à un rapport de flux en supposant que l'acceptance de l'analyse soit la même pour l'hélium et pour l'anti-hélium. Si ces deux types de particules interagissent de la même manière dans le détecteur¹⁵, cette hypothèse est correcte, puisque nous appliquons les mêmes jeux de coupures aux particules de rigidité positive ou négative.

Résultats et comparaison aux limites actuelles Les résultats préliminaires de l'analyse ne peuvent être rendus publics et ne seront pas décrits ici.

6.4 Conclusions et perspectives

Nous avons mené une recherche préliminaire d'anti-hélium avec AMS-02. La difficulté principale de l'analyse est de discriminer les évènements générés par la confusion de charge du trajectographe, très nombreux étant donnée la grande quantité de noyaux d'hélium présents dans le rayonnement cosmique. Nous avons à cette fin appliqué une méthode de classification par arbres de décision boostés, issue des techniques de *machine learning*. Nous avons employé la simulation Monte Carlo d'AMS-02 à la fois pour entraîner le classificateur, et pour servir d'échantillon de contrôle. Nous avons donc placé des limites supérieures sur les rapports

14. Dans l'interprétation fréquentiste, l'intervalle de confiance d'un estimateur $\hat{\theta}$, à un niveau de confiance (*confidence level*, CL) X , indique une région de l'espace des paramètres qui doit contenir la vraie valeur de θ dans une fraction X des expériences de mesures de θ . Notons qu'en pratique, ces intervalles sont des fonctions de $\hat{\theta}$.

15. De faibles différences doivent exister à basse énergie, à cause de l'annihilation de l'anti-hélium. Nous négligeons ces effets ici pour simplifier l'analyse.

$\overline{\text{He}}/\text{He}$ et ${}^3\overline{\text{He}}/{}^3\text{He}$, et nos contraintes apparaissent comme les meilleures actuelles, mais restent bien en-deçà du niveau attendu pour de l'annihilation de matière noire. Le canal des anti-deutérons semble plus prometteur, et notre travail peut être vu comme une première étape vers l'analyse, plus difficile, de ces isotopes de l'(anti)-hydrogène. Nous terminerons ce chapitre en détaillant les améliorations possibles pour l'analyse anti-hélium, ainsi que les perspectives pour la recherche d'anti-deutérons.

6.4.1 Améliorations de l'analyse

Notre analyse constitue un travail préliminaire, dont plusieurs aspects pourraient être améliorés. Il serait tout d'abord important d'estimer les erreurs systématiques sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$ causées par les choix des différentes valeurs de coupure de sélection. Nous avons pu estimer l'impact du choix de la coupure sur le classificateur $BDT(\vec{x})$, en le faisant varier entre 0.20 et 0.25 : les limites supérieures correspondantes varient typiquement d'un facteur ~ 2 . Un travail similaire devrait néanmoins être réalisé pour les coupures de pré-sélection et de masse.

Le point le plus problématique est cependant l'écart existant entre la distribution de $BDT(\vec{x})$ dans la simulation Monte Carlo et dans les données ISS, qui tend à indiquer que la confusion de charge n'est pas parfaitement modélisée par la simulation. Afin de mener à bien notre analyse et de détailler la méthode à mettre en place pour obtenir les limites $\overline{\text{He}}/\text{He}$, nous avons dû ajouter deux jeux de coupures supplémentaires (sur la rigidité de coupure géomagnétique et sur la mesure de β , voir Section 6.3), qui permettent d'effacer les différences entre les distributions. Ces coupures posent cependant plusieurs problèmes.

- La sélection sur la rigidité de coupure n'est pas implémentée dans la simulation Monte Carlo. Les orbites de l'ISS, et donc les positions d'AMS-02 dans le champ géomagnétique, ne sont en effet pas simulées. Une telle coupure diminue donc le nombre d'évènements dans les données ISS sans affecter le Monte Carlo, qui ne peut donc plus être véritablement considéré comme un échantillon de contrôle.
- Requérir une mesure de vitesse avec le RICH diminue fortement l'acceptance de l'analyse, en premier lieu à cause d'effets purement géométriques (voir Figure 6.12 de la Section 6.3). Les limites en sont donc affectées : en l'absence de ces coupures, elles pourraient être améliorées d'un facteur ~ 5 au-delà de 8 GV, simplement grâce à l'augmentation de la statistique des noyaux d'hélium mesurés.

Comprendre l'origine des différences entre la simulation Monte Carlo et les données ISS est donc primordial dans l'optique d'améliorer les résultats de l'analyse, et pour espérer mener à bien une recherche d'anti-deutérons.

6.4.2 La recherche d'anti-deutérons

Les difficultés dues à la confusion de charge sont aussi présentes pour la recherche d'anti-deutérons. Dans ce cas, c'est l'immense population de protons qui est à l'origine du bruit de fond, et il est nécessaire là-aussi de pouvoir la rejeter.

À ce problème s'ajoute celui de la séparation isotopique. En effet, une population d'antiprotons est présente dans le rayonnement cosmique, et il est nécessaire de discriminer ces particules d'éventuels anti-deutérons par des coupures sur leur masse. Cependant, les distributions en masse reconstruites avec AMS-02 présentent de longues queues, comme nous l'avons

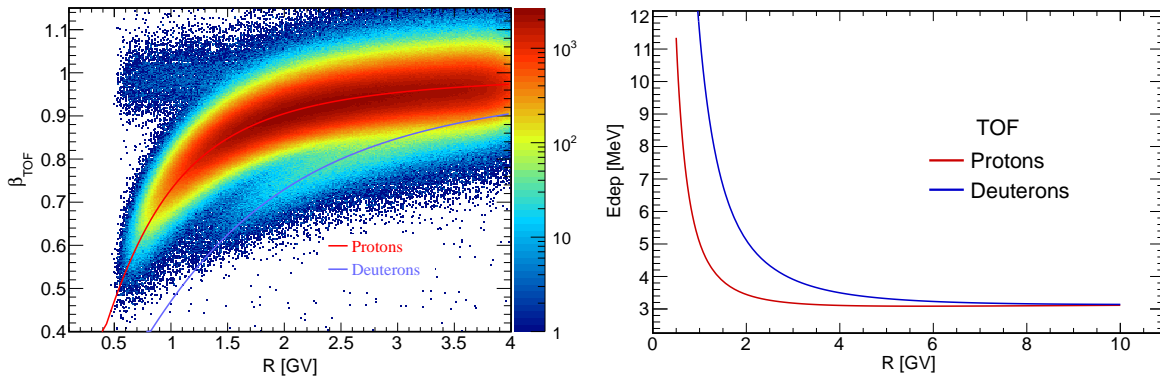


FIGURE 6.14: À gauche : distribution des vitesses reconstruites avec le TOF, β_{TOF} , en fonction de la rigidité mesurée, pour un échantillon de données ISS dont la charge est compatible avec $Z = 1$. Les lignes de masse des protons (rouge) et deutérons (bleu) sont tracées, et l'on observe que la séparation devient difficile au-delà de $R \approx 3$ GV. À droite : dépôt d'énergie d'un proton (rouge) ou d'un deuteron (bleu), dans une épaisseur $dx = 1$ cm de matériau de TOF, en fonction de la rigidité. Pour une même rigidité, les dépôts sont plus importants pour un deuteron que pour un proton, et peuvent donc permettre de les différencier.

observé pour l'hélium (Figure 6.13), ce qui rend d'autant plus difficile cette séparation. La Figure 6.14 (panneau de gauche) permet d'illustrer ce problème pour un échantillon de données ISS de charge compatible avec $Z = 1$, à l'aide de la distribution des vitesses reconstruites avec le TOF, β_{TOF} , en fonction des rigidités mesurées. Les lignes correspondant à la masse des protons (rouge) et des deutérons (bleu) sont superposées aux données, dans lesquelles les deux populations sont clairement visibles. La séparation s'avère difficile au-delà de $R \approx 3$ GV.

Dans la région en rigidité où seul le TOF peut être utilisé efficacement¹⁶, il est possible d'améliorer la précision sur la mesure de vitesse à l'aide d'une grandeur physique différente du temps de parcours dans le détecteur : le dépôt d'énergie. En effet, la perte d'énergie par unité de longueur d'une particule chargée, dE/dx , en plus d'être proportionnelle à la charge au carré de la particule (Eq. 5.4), présente aussi une dépendance en $1/\beta^2$. Pour une même rigidité, un (anti-)deuteron présentera une vitesse plus faible qu'un (anti)proton, et donc un dépôt d'énergie plus important. La Figure 6.14 (panneau de droite) illustre ce comportement, pour des dépôts d'énergie calculés pour une épaisseur de 1 cm de TOF.

J'ai pu commencer à mettre en place avec Fernando Barao, de la collaboration AMS, un estimateur statistique pour procéder à la séparation isotopique protons/deutérons, qui pourrait s'appliquer à leurs anti-particules. Cet estimateur est calculé à partir de fonctions de vraisemblance qui combinent les mesures de β et de dépôts d'énergie dans l'ensemble des plans du trajectographe et du TOF. Nous avons aussi pour projet de prendre en compte les dépôts d'énergie dans les multiples couches du TRD. L'idée est que la multiplication des mesures de pertes d'énergie pourrait permettre d'améliorer la séparation isotopique à basse énergie. Nous n'avons pu mener à terme ce projet, mais c'est probablement une bonne direction à prendre pour tenter de répondre au défi que constitue la détection d'anti-deutérons dans le rayonnement cosmique.

16. Le seuil de l'aérogel du RICH pour l'émission Cherenkov d'un deuteron est le même que celui d'un hélium 4 : $R_{\text{seuil}}^D = 5.81$ GV.

Conclusions et perspectives

J'ai mené durant les trois dernières années un travail de recherche s'inscrivant dans le contexte de la détection indirecte de matière noire. C'est un domaine extrêmement actif, auquel participent des centaines de physiciens. Mes contributions sont réparties entre un travail phénoménologique, pour la reconstruction des profils de densité de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes de la Voie Lactée, et un travail préliminaire d'analyse de données dans la collaboration AMS-02, pour la recherche de noyaux d'anti-hélium dans le rayonnement cosmique.

L'étude des galaxies naines sphéroïdes (dSphs) de la Voie Lactée a formé la partie principale de cette thèse. Ces objets sont des cibles particulièrement importantes pour la recherche indirecte de matière noire en rayons γ , et fournissent actuellement les meilleures contraintes sur les propriétés des particules de matière noire. Les limites sur les sections efficaces d'annihilation commencent en particulier à sonder les régions favorisées par les modèles de matière noire, et dépendent de manière cruciale des facteurs J et D des dSphs. L'objectif de mon travail était de fournir une estimation **précise, robuste** et **cohérente** de ces facteurs. Pour y parvenir, j'ai mené plusieurs études détaillées des possibles biais et incertitudes reliés à l'analyse de Jeans, méthode la plus couramment employée pour reconstruire les densités de matière noire de ces objets. J'ai utilisé pour cela un nombre considérable de dSphs simulées, qui m'ont permis d'obtenir plusieurs résultats significatifs. J'ai pu en particulier estimer pour la première fois l'impact de la triaxialité des dSphs sur la reconstruction des facteurs J, ainsi que l'effet de la contamination des étoiles d'avant-plans. Cette dernière peut mener à une surestimation des facteurs J de plusieurs ordres de grandeur, et donc fausser complètement les contraintes placées dans le plan $(\langle\sigma v\rangle, m_\chi)$. Notre analyse indique ainsi que la dSph Segue I semble particulièrement affectée par ces problèmes de contamination.

Mon étude des dSphs simulées m'a permis de déterminer une configuration optimisée d'analyse de Jeans, visant à obtenir les meilleurs facteurs J et D possibles. J'ai pu appliquer cette configuration à vingt-trois dSphs de la Voie Lactée, menant à l'échantillon homogène de facteurs d'annihilation le plus large disponible actuellement. Les outils mis en place pour ces analyses ont été rendus publics dans le cadre du code CLUMPY. Ces travaux ont donné lieu à six publications dans des journaux à comité de lecture, et ont été bien reçus par la communauté, comme en témoigne par exemple la vingtaine de citations de notre article [Bonnivard et al. \(2015a\)](#).

Les perspectives sont nombreuses. Tout d'abord, il est clair que dans un avenir proche, le nombre de dSphs détectées autour de la Voie Lactée va fortement augmenter. Plusieurs dizaines, voire centaines d'objets pourraient ainsi être découverts par le télescope LSST. La reconstruction de leurs facteurs J et D s'avérera cruciale dans l'optique d'améliorer les limites existantes sur les propriétés des particules de matière noire – ou pour éventuellement caractériser

tériser un signal γ . En rendant publics nos outils d'analyse, notre espoir est de contribuer à faciliter l'estimation des facteurs d'annihilation de ces nouveaux objets.

En ce qui concerne les dSphs existantes, de nombreux aspects pourraient être améliorés pour la reconstruction de leurs facteurs J et D. L'analyse de Jeans emploie plusieurs hypothèses simplificatrices – en premier lieu, la sphéricité et l'équilibre dynamique –, qui peuvent être remises en question. Nous avons pu estimer l'impact de la triaxialité sur la reconstruction des facteurs J avec l'analyse de Jeans sphérique, mais il serait important de mettre au point une analyse non sphérique pour les objets qui ne le sont visiblement pas. L'analyse axisymétrique de [Hayashi et al. \(2016\)](#) est un pas dans la bonne direction. L'hypothèse d'équilibre dynamique est peut-être la plus cruciale, et aussi la plus difficile à vérifier pour des objets présentant très peu de données cinématiques comme les dSphs 'ultrafaint'. [Dominguez et al. \(2016\)](#) concluent ainsi par exemple, dans un article mis en ligne fin Juin 2016 sur la plateforme arXiv, que Segue I pourrait très bien être un amas globulaire en pleine disruption. Il apparaît donc primordial d'acquérir dans le futur le plus de données cinématiques possible pour tenter d'identifier les objets hors équilibre. Finalement, l'amélioration des techniques de séparation des étoiles des avant-plans Galactiques est aussi extrêmement importante, étant donné le rôle que ces contaminants peuvent jouer sur la surestimation des facteurs J.

La seconde partie de mon travail a concerné l'expérience AMS-02, qui forme sans doute l'instrument actuel le plus abouti pour la recherche d'anti-particules cosmiques, en particulier d'anti-noyaux. Dans le cadre de la détection indirecte de matière noire, les anti-deutérons et les noyaux d'anti-hélium 3 sont deux canaux de recherche particulièrement prometteurs, pour lesquels le bruit de fond d'origine astrophysique est négligeable en-deçà d'une énergie de quelques GeV/n. En pratique, AMS-02 ne possède vraisemblablement pas la sensibilité nécessaire pour espérer détecter de l'anti-hélium généré par la matière noire, et seuls les anti-deutérons auraient la possibilité d'être observés. Leur détection nécessite néanmoins la séparation isotopique avec les antiprotons cosmiques mesurés dans l'instrument, qui constituent un bruit de fond problématique. J'ai donc choisi de m'intéresser à l'anti-hélium, afin de développer une analyse qui pourra servir de première étape dans l'optique de détecter des anti-deutérons. L'anti-hélium et les anti-deutérons sont en effet tous deux affectés par les problèmes de confusion de charge du trajectographe d'AMS-02.

Cette confusion est causée en particulier par l'interaction des noyaux de charge positive – hélium ou protons – dans le détecteur. Afin de discriminer ces événements pour la recherche d'anti-hélium, j'ai mis au point un classificateur par arbres de décision boostés. J'ai employé la simulation Monte Carlo du détecteur pour estimer le bruit de fond généré par la confusion de charge, et j'en ai déduit les meilleures limites actuelles sur le rapport $\overline{\text{He}}/\text{He}$.

Ce travail est néanmoins préliminaire, et de nombreux aspects restent à améliorer. Le point le plus critique concerne l'estimation du bruit de fond dû à la confusion de charge à l'aide des données Monte Carlo : la simulation semble actuellement ne pas reproduire précisément les données mesurées par l'expérience. Il serait donc nécessaire de comprendre l'origine de ces différences. C'est vraisemblablement du côté du traitement des interactions dans le détecteur qu'il faudrait investiguer.

Enfin, dans l'optique de détecter des anti-deutérons, il est nécessaire d'étendre notre analyse pour rejeter dans le même temps les protons ayant subi une confusion de charge, et les réels antiprotons du rayonnement cosmique. La bonne direction à prendre est probablement d'inclure des mesures complémentaires, sensibles à la vitesse des particules, pour améliorer

la séparation en masse. L'utilisation de l'ensemble des dépôts d'énergie des particules dans le détecteur est une possibilité qu'il serait intéressant d'approfondir.

La recherche indirecte de matière noire constitue un défi, à la fois théorique et expérimental. J'ai cherché à apporter quelques réponses aux nombreuses difficultés inhérentes à cette méthode, pour deux axes de détection prometteurs : les rayons γ et les anti-noyaux. Les attentes de la communauté sont nombreuses autour de cette technique malgré sa complexité, dans l'espoir d'enfin découvrir la nature de la matière noire, plus de 80 ans après sa mise en évidence observationnelle.



Flux différentiel γ ou neutrino issu d'annihilation de matière noire

Sommaire

A.1 Démonstration de l'expression du flux	191
---	-----

A.1 Démonstration de l'expression du flux

Le flux différentiel de rayons γ (ou de neutrinos) provenant de l'annihilation de matière noire dans un volume défini par un angle solide $\Delta\Omega$ et une ligne de visée l s'écrit (voir Chapitre 2) :

$$\frac{d\phi}{dE} = \frac{\eta}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{m_\chi^2} \frac{dN}{dE} \int_{\Delta\Omega} \int_l \rho^2(l, \Omega) dl d\Omega. \quad (\text{A.1})$$

Cette annexe présente une démonstration de cette expression, permettant de mieux comprendre son origine. Cette démonstration provient d'une présentation de Thomas Lohse faite à l'occasion du workshop HAP à Berlin en Mars 2014.

On considère un volume élémentaire V situé à une distance L d'un observateur (Figure A.1). Le volume contient N particules de matière noire, réparties équitablement entre particules χ et anti-particules $\bar{\chi}$ si la matière noire n'est pas de type Majorana.

Pour une paire de particules, on peut définir un volume d'interaction élémentaire dV pendant un temps dt : $dV = \sigma_{\text{ann}} v dt$, avec v la vitesse relative entre les deux particules et σ_{ann} leur section efficace d'annihilation. La probabilité d'annihilation de ces deux particules dans ce volume pendant dt s'écrit :

$$dp = \frac{dV}{V} = \frac{\sigma_{\text{ann}} v dt}{V}, \quad (\text{A.2})$$

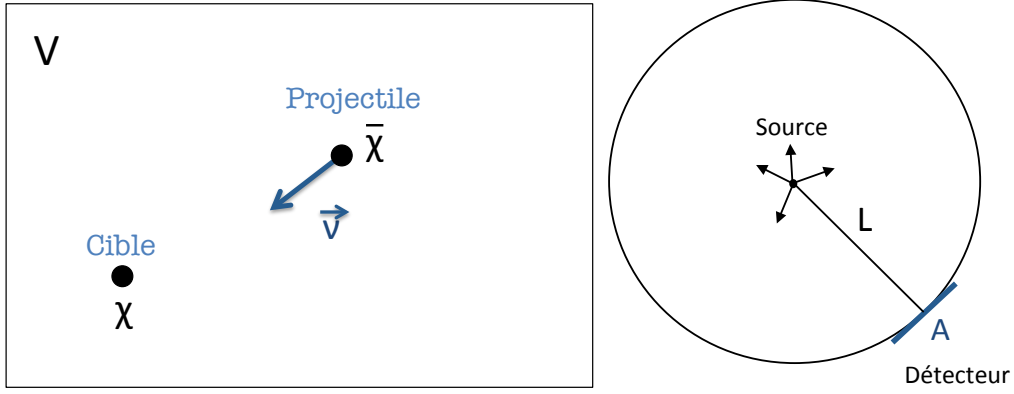


FIGURE A.1: À gauche : le volume élémentaire V considéré, contenant N particules de matière noire. On représente ici une paire de particules, avec une vitesse relative \vec{v} . À droite : représentation de la géométrie du problème. L'émission γ est supposée isotrope, et un détecteur de surface A est placé à une distance L du point source.

et le taux d'annihilation correspondant est :

$$\Gamma = \frac{dp}{dt} = \frac{\sigma_{\text{ann}} v}{V}. \quad (\text{A.3})$$

Le taux total d'annihilation dans le volume V , en considérant l'ensemble des N particules de matière noire, s'écrit :

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{V} \times C, \quad (\text{A.4})$$

en ayant moyenné sur les vitesses des différentes particules (la section efficace dépend de la vitesse), et avec C le nombre de combinaisons possibles de paires de particules :

$$C = \begin{cases} N_{\text{cibles}} \times N_{\text{projectiles}} = \frac{N}{2} \times \frac{N}{2} = \frac{N^2}{4} \text{ si } \chi \neq \bar{\chi} \\ \frac{N(N-1)}{2} \approx \frac{N^2}{2} \text{ si } \chi = \bar{\chi}. \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Le taux total d'annihilation par unité de volume s'écrit :

$$\frac{d\Gamma_{\text{tot}}}{dV} \equiv \frac{\Gamma_{\text{tot}}}{V} = \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{V^2} \times C. \quad (\text{A.6})$$

En introduisant la densité de masse de matière noire, $\rho = N \times m_{\chi}/V$, on peut remplacer le nombre de particules N dans le nombre de combinaisons C et on obtient :

$$\frac{d\Gamma_{\text{tot}}}{dV} = \frac{\eta \times \rho^2}{m_{\chi}^2} \times \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle, \quad (\text{A.7})$$

avec

$$\eta = \begin{cases} 1/4 \text{ si } \chi \neq \bar{\chi} \\ 1/2 \text{ si } \chi = \bar{\chi}. \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

En multipliant ce taux d'annihilation par le spectre différentiel des γ émis, dN_γ/dE , on obtient le taux différentiel (en énergie) de photons émis par l'annihilation, par unité de volume :

$$\frac{d\Gamma}{dVdE} = \frac{\eta \times \rho^2}{m_\chi^2} \times \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \times \frac{dN_\gamma}{dE}. \quad (\text{A.9})$$

En supposant l'émission de photons γ isotrope, un détecteur de surface A (Figure A.1) situé à une distance L du point d'émission ne recevra qu'une fraction $A/4\pi L^2$ de ces photons :

$$\frac{d\Gamma_{\text{det}}}{dVdE} = \frac{A}{4\pi L^2} \times \frac{d\Gamma}{dVdE}. \quad (\text{A.10})$$

Le flux élémentaire mesurable par le détecteur est défini par

$$\frac{d\phi}{dE} = \frac{1}{A} \times \frac{d\Gamma_{\text{det}}}{dVdE}, \quad (\text{A.11})$$

et doit être intégré sur l'ensemble du volume spatial visible par le détecteur pour obtenir le flux terrestre :

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dE} &= \int_V \frac{1}{A} \times \frac{d\Gamma_{\text{det}}}{dVdE} dV \\ &= \int_V \frac{1}{A} \times \frac{A}{4\pi L^2} \frac{d\Gamma}{dVdE} dV \\ &= \int_V \frac{\eta}{4\pi L^2} \frac{\rho^2}{m_\chi^2} \frac{dN_\gamma}{dE} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle dV \\ &= \frac{\eta}{4\pi} \frac{dN_\gamma}{dE} \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{m_\chi^2} \int_{\Delta\Omega} \int_L \rho^2(L, \Omega) dL d\Omega, \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

en ayant remplacé dV par $L^2 dL d\Omega$, avec $\Delta\Omega$ l'angle solide d'intégration. On retrouve donc l'expression A.1. Lorsque l'on considère la *désintégration* de matière noire, $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ doit être remplacé par $1/\tau_{\text{DM}}$, avec τ_{DM} la période de la particule ; et le nombre de combinaisons C vaut $C = N$. Le facteur η vaut donc 1, et le terme ρ/m_χ apparaît à la place de $\eta \times \rho^2/m_\chi^2$.

B

Équation(s) de Jeans

Sommaire

B.1	Théorème de la divergence	195
B.2	Démonstration de l'équation de Jeans	196
B.2.1	Equation de Boltzmann en coordonnées sphériques	196
B.2.2	Jeans 0 : équation de continuité	196
B.2.3	Jeans I : moment d'ordre 1 en vitesse	197
B.2.4	L'équation de Jeans (Jeans II)	198

Cette annexe présente la démonstration de l'équation de Jeans, utilisée en Partie II pour la reconstruction des facteurs J et D des galaxies naines sphéroïdes. Avant de présenter cette démonstration, nous allons rappeler le théorème de la divergence, qui nous sera utile dans la suite.

B.1 Théorème de la divergence

Soit \vec{F} un champ de vecteurs, V un volume d'espace fixé et S la surface entourant ce volume. Le théorème de la divergence s'écrit :

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot \vec{F} d^3 \vec{x} = \oiint_S \vec{F} \cdot d^2 \vec{S}. \quad (\text{B.1})$$

Si l'on choisit un champ de vecteur $\vec{F} = f \vec{e}_i$, on obtient :

$$\iiint_V \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3 \vec{x} = \oiint_S f d^2 S_i, \quad (\text{B.2})$$

avec $d^2 S_i = d^2 \vec{S} \cdot \vec{e}_i$.

B.2 Démonstration de l'équation de Jeans

Comme évoqué dans la Partie II, l'analyse de Jeans se base sur la description des dSphs comme des systèmes sans collision, décrits par leur fonction de distribution dans l'espace des phases, notée $f(t, \vec{x}, \vec{v})$. La fonction de distribution obéit à l'équation de Boltzmann sans collision.

B.2.1 Equation de Boltzmann en coordonnées sphériques

En coordonnées sphériques, on peut montrer que l'équation de Boltzmann sans collision s'écrit (Binney et Tremaine 2008) :

$$\begin{aligned} \frac{df}{dt} &= \frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin(\theta)} \frac{\partial f}{\partial \phi} + \left(\frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \frac{\partial f}{\partial v_r} \\ &+ \frac{1}{r} \left(v_\phi^2 \cotg(\theta) - v_r v_\theta - \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \frac{\partial f}{\partial v_\theta} - \frac{1}{r} \left[v_\phi (v_r + v_\theta \cotg(\theta)) + \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \right] \frac{\partial f}{\partial v_\phi} \\ &= 0. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

En intégrant cette équation sur des puissances des vitesses v_i ou des positions x_i , pour obtenir des équations sur les moments de la fonction f , on obtient un jeu d'équations appelée *équations de Jeans*. L'équation de Jeans présentée dans la Partie II est une combinaison de ces équations. Les calculs présentés ici sont largement inspirés de Binney et Tremaine (2008).

B.2.2 Jeans 0 : équation de continuité

On pose les quantités suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu(\vec{x}, t) \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} f d^3 \vec{v} \quad [\text{Densité numérique d'étoiles}], \\ \bar{v}_i(\vec{x}, t) \equiv \frac{\iiint_{-\infty}^{+\infty} f v_i d^3 \vec{v}}{\iiint_{-\infty}^{+\infty} f d^3 \vec{v}} = \frac{1}{\nu} \iiint_{-\infty}^{+\infty} f v_i d^3 \vec{v} \quad [\text{Vitesse moyenne stellaire suivant l'axe } i], \\ \sigma_{ij}^2 \equiv \overline{(v_i - \bar{v}_i)(v_j - \bar{v}_j)} = \bar{v}_i \bar{v}_j - \bar{v}_i \times \bar{v}_j \quad [\text{Covariance entre vitesses } i \text{ et } j]. \end{array} \right. \quad (\text{B.4})$$

On intègre tout d'abord l'équation (B.3) sur les vitesses, et en utilisant les définitions (B.4), on obtient¹ :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(v\bar{v}_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(v\bar{v}_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial(v\bar{v}_\phi)}{\partial \phi} + \frac{1}{r} \int \frac{\partial}{\partial v_r} [(v_\theta^2 + v_\phi^2) f] d^3\vec{v} \\ & + \frac{1}{r} \int \frac{\partial}{\partial v_\theta} [v_\phi^2 \cotg(\theta) f] d^3\vec{v} - \frac{1}{r} \int \left(v_r \frac{\partial}{\partial v_\theta} [v_\theta f] - v_r f \right) d^3\vec{v} - \frac{1}{r} \int v_r \left(\frac{\partial}{\partial v_\phi} [v_\phi f] - f \right) d^3\vec{v} \\ & - \frac{\cotg(\theta)}{r} \int v_\theta \left(\frac{\partial}{\partial v_\phi} [v_\phi f] - f \right) d^3\vec{v} - \int \vec{\nabla}_r \Phi \cdot \vec{\nabla}_v f d^3\vec{v} = 0. \end{aligned}$$

On applique alors le théorème de la divergence (Eq. B.1) pour certains termes de cette équation. Par exemple, pour le terme $\frac{1}{r} \int \frac{\partial}{\partial v_r} [(v_\theta^2 + v_\phi^2) f] d^3\vec{v}$, on obtient :

$$\frac{1}{r} \iiint \frac{\partial}{\partial v_r} [(v_\theta^2 + v_\phi^2) f] d^3\vec{v} = \frac{1}{r} \oint [(v_\theta^2 + v_\phi^2) f] d^2S_r.$$

L'intégration porte sur une surface S située à l'infini des vitesses. Or, $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ tend vers 0 quand $|\vec{v}|$ tend vers $+\infty$: aucune étoile n'a une vitesse infinie. Ce terme vaut donc 0. En appliquant ce théorème aux autres termes de l'équation précédente, on peut montrer qu'on obtient l'équation :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(v\bar{v}_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(v\bar{v}_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial(v\bar{v}_\phi)}{\partial \phi} + \frac{2}{r} (v\bar{v}_r) + \frac{\cotg(\theta)}{r} (v\bar{v}_\theta) = 0. \quad (\text{B.5})$$

C'est l'équation de Jeans 0, en coordonnées sphériques. Elle correspond à une équation de continuité pour la densité numérique d'étoiles, ν .

B.2.3 Jeans I : moment d'ordre 1 en vitesse

On va maintenant multiplier l'équation de Boltzmann (B.3) par v_r et intégrer sur toutes les vitesses. On obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int f v_r d^3\vec{v} + \frac{\partial}{\partial r} \int v_r^2 f d^3\vec{v} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \int v_r v_\theta f d^3\vec{v} + \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \phi} \int v_\phi v_r f d^3\vec{v} \\ & + \frac{1}{r} \int (v_\theta^2 + v_\phi^2) v_r \frac{\partial f}{\partial v_r} d^3\vec{v} + \frac{1}{r} \int v_\phi^2 v_r \cotg(\theta) \frac{\partial f}{\partial v_\theta} d^3\vec{v} - \frac{1}{r} \int v_r^2 v_\theta \frac{\partial f}{\partial v_\theta} d^3\vec{v} \\ & - \frac{1}{r} \int v_\phi v_r^2 \frac{\partial f}{\partial v_\phi} d^3\vec{v} - \frac{1}{r} \int v_\phi v_r v_\theta \cotg(\theta) \frac{\partial f}{\partial v_\phi} d^3\vec{v} = -\nu \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \end{aligned}$$

Les vitesses v_i sont en effet indépendantes des positions x_i , ce qui permet de remplacer par exemple le terme $\int v_r^2 \frac{\partial f}{\partial r} d^3\vec{v}$ par $\frac{\partial}{\partial r} \int v_r^2 f d^3\vec{v}$; et la somme des termes en Φ – grandeur

1. Dans la suite, on omettra les bornes d'intégration pour simplifier la notation.

indépendante des vitesses – peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
& - \iiint v_r \vec{\nabla}_r \Phi \cdot \vec{\nabla}_v f \, d^3 \vec{v} = - \iiint v_r \vec{\nabla}_v \cdot (f \vec{\nabla}_r \Phi) \, d^3 \vec{v} = - \iiint v_r \vec{\nabla}_v \cdot \vec{g} \, d^3 \vec{v} \\
& = - \iiint \sum_i \left(\frac{\partial}{\partial v_i} [v_r g_i] - g_i \frac{\partial v_r}{\partial v_i} \right) d^3 \vec{v} = - \oiint v_r \vec{g} \cdot d\vec{S} + \sum_i \iiint (g_i \delta_{ri}) \, d^3 \vec{v} \\
& = 0 + \iiint \left(g_r = f \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) d^3 \vec{v} = v \frac{\partial \Phi}{\partial r},
\end{aligned}$$

avec $\vec{g} = f \vec{\nabla}_r \Phi$. La raison pour laquelle le premier terme s'annule est la même que précédemment : l'intégration porte sur une surface à l'infini des vitesses. En utilisant à nouveau le théorème de la divergence (Eq. B.1) et l'intégration par parties, et en réorganisant certains termes, quelques lignes de calcul mènent à l'équation de Jeans I :

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} (v \bar{v}_r) + \frac{\partial}{\partial r} (v \bar{v}_r^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (v \bar{v}_r v_\theta) + \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \phi} (v \bar{v}_\phi v_r) - \frac{1}{r} v (\bar{v}_\theta^2 + \bar{v}_\phi^2) \\
& + \frac{2}{r} v \bar{v}_r^2 + \frac{1}{r} v \cotg(\theta) \bar{v}_r v_\theta = -v \frac{\partial \Phi}{\partial r}.
\end{aligned} \tag{B.6}$$

B.2.4 L'équation de Jeans (Jeans II)

On combine maintenant les équations de Jeans 0 (B.5) et I (B.6) pour obtenir la dernière équation de Jeans, dite Jeans II – celle utilisée dans la Partie II. En soustrayant $\bar{v}_r \times$ (B.5) à (B.6), on obtient après quelques lignes de calculs l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
& v \frac{\partial \bar{v}_r}{\partial t} + v \left(\bar{v}_r \frac{\partial \bar{v}_r}{\partial r} + \frac{\bar{v}_\theta}{r} \frac{\partial \bar{v}_r}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin(\theta)} \bar{v}_\phi \frac{\partial \bar{v}_r}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial}{\partial r} (v \sigma_{rr}^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (v \sigma_{r\theta}^2) \\
& + \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \phi} (v \sigma_{r\phi}^2) + \frac{v}{r} \left[2\sigma_{rr}^2 - (\sigma_{\theta\theta}^2 + \bar{v}_\theta^2 + \sigma_{\phi\phi}^2 + \bar{v}_\phi^2) + \cotg(\theta) \sigma_{r\theta}^2 \right] \\
& = -v \frac{\partial \Phi}{\partial r}.
\end{aligned} \tag{B.7}$$

C'est l'équation de Jeans II, en coordonnées sphériques. Nous allons considérer plusieurs hypothèses afin de la simplifier :

- équilibre : $\partial/\partial t = 0$ et $\bar{v}_r = 0$,
- absence de rotation : $\bar{v}_\theta = 0$,
- symétrie sphérique : $\bar{v}_\phi = \bar{v}_\theta$, $\bar{v}_\theta^2 = \bar{v}_\phi^2$.

Cette dernière hypothèse implique que la fonction de distribution dans l'espace des phases, f , ne dépende plus que de r et v_r , $f = f(r, v_r)$, ce qui annule un grand nombre de termes par parité. Par exemple :

$$\sigma_{r\theta}^2 = \bar{v}_r v_\theta - \bar{v}_r \times \bar{v}_\theta = \bar{v}_r v_\theta = \iiint_{-\infty}^{+\infty} v_r v_\theta f(r, v_r) dv_r dv_\theta dv_\phi = 0,$$

à cause de l'intégration en v_θ . L'équation de Jeans II (B.7) se ramène alors à :

$$\frac{d}{dr} \left(\nu(r) \overline{v_r^2}(r) \right) + 2 \frac{\nu(r)}{r} \left[\overline{v_r^2}(r) - \overline{v_\theta^2}(r) \right] = -\nu(r) \frac{d\Phi}{dr},$$

que l'on peut réécrire sous la forme :

$$\frac{d}{dr} \left(\nu(r) \overline{v_r^2}(r) \right) + 2 \frac{\nu(r)}{r} \beta(r) \overline{v_r^2}(r) = -\nu(r) \frac{GM(r)}{r^2}. \quad (\text{B.8})$$

On a ici introduit le terme $\beta_{\text{ani}}(r) \equiv 1 - \frac{\overline{v_\theta^2}(r)}{\overline{v_r^2}(r)}$, appelé anisotropie des vitesses stellaires, et remplacé $\frac{d\Phi}{dr}$ par $\frac{GM(r)}{r^2}$. On obtient donc l'équation de Jeans utilisée dans la Partie II.



Les outils statistiques

Sommaire

C.1 MCMC : quelques détails techniques	201
C.1.1 La fonction de proposition	201
C.1.2 La longueur de <i>burn-in</i>	202
C.1.3 La longueur de corrélation	202
C.2 Arbres de décision boostés : détails techniques	203
C.2.1 Critère de séparation : le coefficient de Gini	203
C.2.2 L'algorithme de <i>boosting</i> AdaBoost	204

C.1 MCMC : quelques détails techniques

Nous avons introduit dans la Partie II l'analyse bayésienne ainsi que la technique de reconstruction des densités de probabilité *a posteriori* par la méthode MCMC. Dans cette annexe, nous allons présenter certains détails techniques de cette méthode, que nous avons mis de côté dans le corps du manuscrit par souci de lisibilité.

C.1.1 La fonction de proposition

Le MCMC se base sur des chaînes markoviennes. À partir d'un point $\vec{\theta}_i$ de la chaîne, un point d'essai $\vec{\theta}_{\text{essai}}$ est généré à l'aide de la fonction de proposition $q(\vec{\theta}_{\text{essai}} | \vec{\theta}_i)$. Cette dernière est une fonction de distribution qui ne dépend que du point courant, et pas des points précédents (caractère markovien).

Dans le code GreAT (Putze et Derome 2014), que nous utilisons ici, la fonction de proposition est une gaussienne multidimensionnelle :

$$q(\theta_{\text{essai}}^{\rightarrow} | \vec{\theta}_i) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2} |V|^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} (\theta_{\text{essai}}^{\rightarrow} - \vec{\theta}_i)^T V^{-1} (\theta_{\text{essai}}^{\rightarrow} - \vec{\theta}_i)\right), \quad (\text{C.1})$$

avec V la matrice de covariance associée aux N variables. On peut montrer que l'efficacité d'une analyse MCMC, c'est-à-dire le nombre d'échantillons conservés sur le nombre de pas proposés, augmente lorsque la fonction de proposition est proche de la fonction à échantillonner, $P(\vec{\theta} | \text{données})$. Dans le code GreAT, la matrice V de la fonction de proposition est mise à jour à la fin de chaque chaîne avec les covariances des échantillons acceptés dans les chaînes précédentes, afin de se rapprocher au mieux de la densité à échantillonner. Notons que cette fonction de proposition a l'avantage d'être simple à échantillonner numériquement, d'être symétrique, et de prendre en compte les corrélations entre les échantillons pour la proposition des points.

C.1.2 La longueur de *burn-in*

Les points acceptés dans chaque chaîne doivent être traités avant de pouvoir être utilisés pour estimer les densités de probabilité. La première étape est la suppression des points initiaux de chaque chaîne : celles-ci passent en effet un certain temps dans des zones éloignées des régions d'intérêt avant d'atteindre leur régime stationnaire, à cause de l'origine choisie aléatoirement dans l'espace des paramètres. Garder ces premiers points pourrait biaiser la densité de probabilité reconstruite. On estime ainsi une longueur de *burn-in*, qui est définie dans GreAT à l'aide de la médiane P_{med} des valeurs de $P(\vec{\theta} | \text{données}) \propto \mathcal{L}(\vec{\theta}) \times P(\vec{\theta})$. La longueur de *burn-in* correspond au premier échantillon $\vec{\theta}_b$ tel que $P(\vec{\theta}_b | \text{données}) > P_{\text{med}}$. Tous les points de la chaîne situés avant cet échantillon sont supprimés.

C.1.3 La longueur de corrélation

Étant donnée la méthode de construction des chaînes de Markov, chaque point dépend du point précédent. Ceci induit une corrélation entre tous les pas de la chaîne – or nous souhaiterions obtenir des échantillons indépendants pour l'estimation des densités de probabilités *a posteriori*. Pour réduire cette corrélation, on sous-échantillonne les chaînes en calculant leur longueur de corrélation l , et en ne conservant qu'un point tous les l pas. Pour chacun des paramètres θ^j , on calcule la fonction d'auto-corrélation c_k^j , définie comme la corrélation¹ entre le point θ_i^j et le point θ_{i+k}^j :

$$c_k^j = \frac{E[\theta_i^j \theta_{i+k}^j] - (E[\theta_i^j])^2}{E[(\theta_i^j)^2] - (E[\theta_i^j])^2}, \quad (\text{C.2})$$

avec E désignant l'espérance mathématique. En pratique, ces coefficients sont calculés dans GreAT à l'aide d'une transformée de Fourier. La longueur de corrélation du paramètre j est

1. Le coefficient de corrélation de deux variables aléatoires X et Y s'écrit $\text{Cor}(X, Y) = \frac{E[XY] - E[X]E[Y]}{\sigma_X \sigma_Y}$, avec $E[X]$ et σ_X (resp. $E[Y]$ et σ_Y) l'espérance et l'écart-type de la variable X (resp. Y).

définie comme étant la plus petite valeur de k telle que $c_k^j < 1/2$. La valeur d' $1/2$ est un seuil arbitraire, en-dessous duquel on considère la corrélation comme négligeable.

Enfin, la longueur de corrélation de la chaîne totale est définie comme le maximum des longueurs de corrélation de chacun des paramètres :

$$l = \max[l^{(1)}, l^{(2)}, \dots, l^{(N)}]. \quad (C.3)$$

C.2 Arbres de décision boostés : détails techniques

La classification par arbres de décision boostés a été succinctement présentée dans le Chapitre 6. Nous rappelons que c'est une méthode d'apprentissage automatique supervisée, qui permet d'associer une catégorie à chaque événement après entraînement sur un échantillon de données dont les catégories sont déjà connues. Nous présentons ici les détails techniques concernant le critère employé pour déterminer les variables les plus discriminantes, ainsi que l'algorithme de *boosting*. Le lecteur intéressé pourra trouver de plus amples informations dans [Roe et al. \(2005\)](#) et [Hoecker et al. \(2007\)](#).

C.2.1 Critère de séparation : le coefficient de Gini

Le critère généralement mis en œuvre dans les arbres de décision pour quantifier la qualité de la séparation entre deux échantillons emploie le coefficient de Gini. Ce dernier est basé sur la *pureté* P d'un échantillon, définie par :

$$P = \frac{\sum_s w_s}{\sum_s w_s + \sum_b w_b}, \quad (C.4)$$

avec $\sum_s w_s$ et $\sum_b w_b$ les sommes des poids des événements des catégories 'signal' et 'bruit de fond'. Notons que l'étiquette 'signal' ou 'bruit de fond' d'une feuille est déterminée par la valeur de pureté : $P > 1/2$ pour une feuille 'signal', et $P < 1/2$ pour une feuille 'bruit de fond'. Dans une branche donnée, le coefficient de Gini G s'écrit :

$$G = \left(\sum_{i=1}^n w_i \right) P \times (1 - P), \quad (C.5)$$

avec n le nombre d'événements dans la branche. Cette grandeur vaut 0 si l'échantillon est composé uniquement d'événements 'signal' ($P = 1$) ou 'bruit de fond' ($P = 0$). La séparation est donc la meilleure quand G est proche de 0. En pratique, pour quantifier l'amélioration de la discrimination lors de la séparation d'une branche donnée en deux branches filles, on compare les différents coefficients de Gini : le critère employé est de maximiser la quantité C , définie comme :

$$C = G_{\text{branche mère}} - \sum_{i=1}^2 G_{\text{branche fille}}^i. \quad (C.6)$$

L'algorithme utilisé dans l'arbre de décision scanne ainsi chaque variable et chaque valeur de coupure, et détermine la sélection qui permet de maximiser C .

C.2.2 L'algorithme de *boosting* AdaBoost

La méthode de *boosting* permet de construire une forêt d'arbres de décision, et produit un classificateur correspondant à la moyenne pondérée des classificateurs individuels. Nous employons ici la méthode AdaBoost (Freund et Schapire 1996). Une valeur de poids w_i est affectée à chaque événement i de l'échantillon d'entraînement. Les poids sont initialement similaires pour tous les événements. Après construction d'un arbre m , l'algorithme détermine la fraction f_{err}^m d'événements mal classifiés, définie par :

$$f_{\text{err}}^m = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{events}}} w_i I_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{events}}} w_i}, \quad (\text{C.7})$$

avec N_{events} le nombre d'événements dans l'échantillon, et I_i une fonction dont la valeur est 1 lorsque l'évènement est mal classifié et 0 sinon. Cette fraction f_{err}^m est utilisée pour calculer le poids α_m de l'arbre m , défini par :

$$\alpha_m = \beta \times \log \left(\frac{1 - f_{\text{err}}^m}{f_{\text{err}}^m} \right), \quad (\text{C.8})$$

avec β une constante généralement fixée à 0.5. Notons que la fraction f_{err}^m doit être inférieure à 0.5, sinon la discrimination de l'arbre m est moins bonne qu'une classification purement aléatoire (*random guessing*). Les poids des événements mal classifiés sont alors modifiés :

$$w_i \rightarrow w_i \times \exp(\alpha_m), \quad (\text{C.9})$$

et l'ensemble des poids sont renormalisés :

$$w_i \rightarrow \frac{w_i}{\sum_{j=1}^{N_{\text{events}}} w_j}. \quad (\text{C.10})$$

Au final, comme nous l'avons présenté dans le Chapitre 6, le classificateur d'un arbre individuel, noté $h_m(\vec{x})$ pour l'évènement dont les valeurs des variables d'entrée sont \vec{x} , s'écrit :

$$h_m(\vec{x}) = \begin{cases} + 1 & \text{si l'évènement est dans une feuille 'signal',} \\ - 1 & \text{si l'évènement est dans une feuille 'bruit de fond',} \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

et est utilisé pour obtenir le classificateur *boosté*, noté $\text{BDT}(\vec{x})$:

$$\text{BDT}(\vec{x}) = \frac{1}{N_{\text{trees}}} \times \sum_{m=1}^{N_{\text{trees}}} \alpha_m \times h_m(\vec{x}). \quad (\text{C.12})$$

Pour illustrer, prenons l'exemple d'un arbre m dont la fraction f_{err} est $f_{\text{err}} = 0.45$. Les poids des événements mal classifiés seront multipliés par ≈ 1.10 dans l'arbre suivant, et le poids de cet arbre dans l'estimation de $\text{BDT}(\vec{x})$ sera $\alpha_m \approx 0.1$. Pour un arbre k dont la fraction f_{err} vaut $f_{\text{err}} = 0.25$, les poids des événements mal classifiés seront multipliés par ≈ 1.73 , tandis que la valeur d' α_k sera de ≈ 0.5 . Plus la classification d'un arbre est bonne, plus les poids des événements mal classifiés sont *boostés* afin d'améliorer le résultat, et plus sa contribution dans le classificateur final sera importante.

Notons que d'autres méthodes de *boosting* existent, comme par exemple le *gradient boosting* (voir par exemple [Hoecker et al. 2007](#)). AdaBoost est néanmoins l'algorithme le plus utilisé étant donné sa simplicité.



Le code CLUMPY

Sommaire

D.1	Calcul des facteurs J du halo Galactique	207
D.2	Tirage de la concentration et niveaux supplémentaires de sous-structures	209
D.2.1	Nouvelle description de la concentration	209
D.2.2	Différents niveaux de sous-structures	210
D.3	Le module d'analyse de Jeans	211
D.3.1	Implémentation de la solution de l'équation de Jeans	211
D.3.2	Fonctionnement du programme d'analyse	212

Le code CLUMPY a été mis au point par Aldée Charbonnier, Céline Combet et David Maurin en 2012 (Charbonnier et al. 2012). C'est un programme en accès libre (<https://lpsc.in2p3.fr/clumpy/>), développé en langage C. J'ai contribué à la publication d'une seconde version, associée à l'article Bonnivard et al. (2016), et qui contient de nombreuses améliorations. Les autres contributeurs sont David Maurin, Céline Combet, Emmanuel Nezri et Moritz Hütten. Nous commencerons par présenter la méthode de calcul des facteurs J du halo Galactique utilisée dans la première version, puis les améliorations auxquelles j'ai contribué, qui concernent la relation masse-concentration et les différents niveaux de sous-structures. Nous donnerons ensuite plus de détails sur le module d'analyse de Jeans, que j'ai entièrement développé et mis en pratique dans les travaux présentés en Partie II.

D.1 Calcul des facteurs J du halo Galactique

Comme nous l'avons vu dans la Partie II, le profil de densité de matière noire reconstruit par les simulations de formation des structures contient deux composantes : une contribution lisse du halo principal, ρ_{sm} et la contribution $\sum_i \rho_{cl}^i$ des nombreuses sous-structures. Le facteur

J s'écrit ainsi :

$$J = \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \left(\rho_{\text{sm}} + \sum_i \rho_{\text{cl}}^i \right)^2 dl d\Omega, \quad (\text{D.1})$$

avec ρ_{cl}^i la densité interne du $i^{\text{ème}}$ sous-halo. Trois termes apparaissent donc dans le calcul de J :

$$J_{\text{sm}} \equiv \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho_{\text{sm}}^2 dl d\Omega, \quad (\text{D.2})$$

$$J_{\text{subs}} \equiv \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \left(\sum_i \rho_{\text{cl}}^i \right)^2 dl d\Omega, \quad (\text{D.3})$$

$$J_{\text{cross-prod}} \equiv 2 \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho_{\text{sm}} \sum_i \rho_{\text{cl}}^i dl d\Omega, \quad (\text{D.4})$$

qui sont respectivement la contribution lisse, la contribution des sous-structures et le produit croisé.

En pratique, le nombre de sous-structures dans un halo tel que celui de la Voie Lactée – qui peut contenir jusqu'à typiquement 10^{14} sous-halos – est bien trop grand pour que chacune d'entre elle soit considérée dans le calcul du facteur J. L'idée est donc d'estimer la contribution *moyenne* des sous-structures, en connaissant leur distribution spatiale et en masse. Ces distributions s'écrivent respectivement $d\mathcal{P}_V(r)/dV$ et $d\mathcal{P}_M(M)/dM$, et sont supposées indépendantes, de telle sorte que la distribution des sous-structures s'écrit :

$$\frac{d^2N}{dVdM} = N_{\text{tot}} \frac{d\mathcal{P}_V(r)}{dV} \frac{d\mathcal{P}_M(M)}{dM}, \quad (\text{D.5})$$

avec N_{tot} le nombre total de sous-structures. En introduisant la luminosité intrinsèque d'un sous-halo de masse M , $\mathcal{L}(M)$, définie par :

$$\mathcal{L}(M) = \int_{V_{\text{cl}}(M)} \rho_{\text{cl}}^2(M) dV, \quad (\text{D.6})$$

on peut montrer que la contribution moyenne de la population des sous-structures au facteur J s'écrit (Charbonnier et al. 2012) :

$$\langle J_{\text{subs}} \rangle = N_{\text{tot}} \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \frac{d\mathcal{P}_V}{dV} dl d\Omega \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \mathcal{L}(M) \frac{d\mathcal{P}_M}{dM} dM. \quad (\text{D.7})$$

Le produit croisé peut quant à lui s'écrire comme :

$$\langle J_{\text{cross-prod}} \rangle = 2 \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho_{\text{sm}} \langle \rho_{\text{subs}} \rangle dl d\Omega. \quad (\text{D.8})$$

Ce terme fait appel à la contribution moyenne des sous-structures au profil de densité, $\langle \rho_{\text{subs}} \rangle$, qui s'écrit :

$$\langle \rho_{\text{subs}}(r) \rangle = f M_{\text{tot}} \frac{d\mathcal{P}_V(r)}{dV}, \quad (\text{D.9})$$

avec f la fraction de masse du halo Galactique sous forme de sous-structures, et M_{tot} sa masse totale.

Notons cependant que pour une décade en masse donnée, il existe une distance critique l_{crit} en-dessous de laquelle les sous-structures ne sont pas suffisamment nombreuses pour être traitées par la description moyenne. CLUMPY estime cette distance en calculant la variance sur le facteur J de la population de sous-structures, et en la comparant au facteur J total. Si la variance est trop importante devant la contribution moyenne, les sous-structures les plus proches sont simulées, et leur contributions individuelles sont ajoutées au facteur J total.

D.2 Tirage de la concentration et niveaux supplémentaires de sous-structures

D.2.1 Nouvelle description de la concentration

Pour un profil de matière noire donné, les propriétés physiques d'une sous-structure sont entièrement caractérisées par sa position, sa masse, et sa concentration¹. Différentes relations masse-concentration ont été obtenues dans la littérature à l'aide de simulations de formations des structures, et elles sont utilisées dans CLUMPY pour déterminer les propriétés des sous-halos. En effet, la concentration permet d'obtenir, pour une masse donnée M_{vir} , les densités et rayons caractéristiques des halos, en ayant choisi le profil de matière noire et un jeu de paramètres cosmologiques. Dans la première version de CLUMPY, les relations masse-concentration étaient fixées : toutes les sous-structures d'une même masse avaient donc la même luminosité intrinsèque $\mathcal{L}(M)$ (Eq. D.6).

Néanmoins, les simulations ont montré que ces relations présentaient une certaine dispersion autour de leurs valeurs moyennes. La nouvelle version du programme prend en compte ces dispersions. La distribution des sous-structures s'écrit maintenant :

$$\frac{d^3 N}{dV dM dc} = N_{\text{tot}} \frac{d\mathcal{P}_V}{dV}(r) \frac{d\mathcal{P}_M}{dM}(M) \frac{d\mathcal{P}_c}{dc}(M, c), \quad (\text{D.10})$$

avec $d\mathcal{P}_c/dc(M, c)$ la distribution des concentrations autour de la concentration moyenne $\bar{c}(M)$. Cette fonction est paramétrisée par une loi log-normale :

$$\frac{d\mathcal{P}_c}{dc}(M, c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} c \sigma_c(M)} \times \exp\left(-\left[\frac{\ln c - \ln(\bar{c}(M))}{\sqrt{2}\sigma_c(M)}\right]^2\right), \quad (\text{D.11})$$

avec une dispersion $\sigma_c(M)$ d'une valeur typique de 0.24 (voir par exemple [Bullock et al. 2001](#)). La luminosité intrinsèque d'une sous-structure dépend maintenant de la valeur de concentration c :

$$\mathcal{L}(M, c) \equiv \int_{V_{\text{cl}}} \rho_{\text{cl}}^2(M, c) dV, \quad (\text{D.12})$$

1. Nous rappelons que la concentration relie le rayon de viriel R_{vir} au rayon r_{-2} d'un halo *via* $c = R_{\text{vir}}/r_{-2}$.

et la contribution moyenne des sous-structures au facteur J devient :

$$\begin{aligned} \langle J_{\text{subs}} \rangle &= N_{\text{tot}} \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\text{min}}}^{l_{\text{max}}} \frac{d\mathcal{P}_V}{dV}(l, \Omega) dl d\Omega \int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} \frac{d\mathcal{P}_M}{dM}(M) \\ &\times \int_{c_{\text{min}}(M)}^{c_{\text{max}}(M)} \frac{d\mathcal{P}_c}{dc}(M, c) \mathcal{L}(M, c) dc dM. \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

La prise en compte de la distribution des valeurs de concentration a pour effet d'augmenter la luminosité moyenne des sous-structures d'environ 15%.

D.2.2 Différents niveaux de sous-structures

La formation hiérarchique des structures de matière noire crée des halos auto-similaires : chaque halo contient des sous-structures, qui incluent elles-mêmes des sous-halos, et ainsi de suite. La première version de CLUMPY ne prenait en compte qu'un seul niveau de sous-structures. Nous avons maintenant étendu cette description à un nombre quelconque de sous-niveaux.

Pour illustrer l'implémentation dans CLUMPY, considérons un halo avec un profil de densité $\rho_{\text{cl}}^{\text{tot}}$, entièrement compris dans l'angle d'intégration du facteur J. Si aucune sous-structure n'est prise en compte, sa luminosité intrinsèque s'écrit :

$$\mathcal{L}_0(M, c) \equiv \int_{V_{\text{cl}}} [\rho_{\text{cl}}^{\text{tot}}(M, c)]^2 dV. \quad (\text{D.14})$$

Nous avons montré que la luminosité d'un halo contenant une hiérarchie de n sous-structures ($n = 1, 2, 3, \text{etc.}$), peut se calculer à partir de celle du niveau $n - 1$ suivant l'expression² :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_n(M) &= \mathcal{L}_{\text{sm}} + \mathcal{L}_{\text{cross-prod}}(M) \\ &+ N_{\text{tot}}(M) \int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}(M)} \mathcal{L}_{n-1}(M') \frac{d\mathcal{P}}{dM'}(M') dM'. \end{aligned} \quad (\text{D.15})$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{sm}}(M) &\equiv \int_{V_{\text{cl}}} [\rho_{\text{cl}}^{\text{sm}}(M)]^2 dV; \\ \mathcal{L}_{\text{cross-prod}}(M) &\equiv 2 \int_{V_{\text{cl}}} \rho_{\text{cl}}^{\text{sm}}(M) \langle \rho_{\text{subs}}(M) \rangle dV. \end{aligned}$$

Nous avons implémenté ce calcul de manière récursive dans le programme.

L'impact des sous-structures sur la luminosité et les contributions relatives des différents niveaux considérés sont illustrés en Figure D.1. Le panneau de gauche correspond au facteur de boost $\mathcal{L}_4/\mathcal{L}_0$, calculé à partir de l'équation D.15, en fonction de la masse M_{vir} du halo hôte. Son comportement exact dépend de plusieurs paramètres (masse minimale des sous-structures, pente α_M de leur distribution de masse – typiquement en loi de puissance –, paramétrisation $c_{\text{vir}} - R_{\text{vir}}$), mais nos résultats sont en accord avec ceux de [Sánchez-Conde et Prada \(2014\)](#). Le panneau de droite illustre les contributions des sous-niveaux supplémentaires à ce

2. La dépendance à la concentration est enlevée ici pour simplifier les expressions.

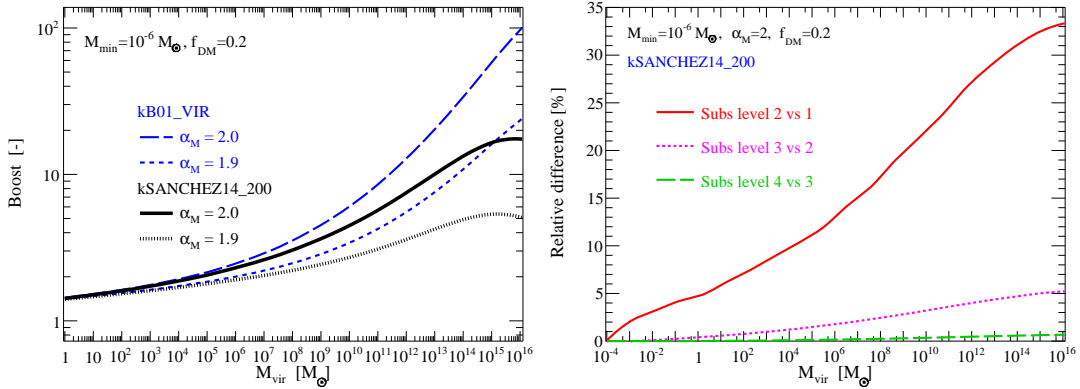


FIGURE D.1: À gauche : facteur de boost $\mathcal{L}_4/\mathcal{L}_0$ en fonction de la masse du halo hôte, pour deux valeurs de α_M et deux relations $c_{\text{vir}} - R_{\text{vir}}$. À droite : importance relative des différents niveaux supplémentaires de sous-structures sur ce facteur de boost.

facteur de boost. La contribution principale est celle du premier niveau ($n = 1$, non représenté ici), qui est dominant. Le second niveau augmente le facteur de boost d'environ 30% (courbe rouge) pour les halos les plus massifs. Comme déjà illustré dans d'autres études à l'aide d'une approche différente (Martinez et al. 2009; Sánchez-Conde et Prada 2014), le troisième niveau ne contribue qu'à hauteur d'environ 5%.

Ces différentes améliorations permettent ainsi d'obtenir des facteurs J plus réalistes. Leur prise en compte augmente cependant sensiblement les temps de calcul. Notons que ces modifications sont importantes pour obtenir des estimations précises des contributions Galactiques au facteur J , mais ne sont pas utilisées pour l'analyse des dSphs : nous n'employons ni sous-structures, ni relation masse-concentration dans notre analyse de Jeans. Ces améliorations ont néanmoins été mises en œuvre dans les travaux de Hütten et al. (2016).

D.3 Le module d'analyse de Jeans

Terminons cette annexe en donnant plus de précisions sur le module d'analyse de Jeans, ajouté à la deuxième version de CLUMPY.

D.3.1 Implémentation de la solution de l'équation de Jeans

Nous rappelons que la solution de l'équation de Jeans s'écrit :

$$v(r)\overline{v_r^2}(r) = \frac{1}{f(r)} \int_r^{+\infty} f(s)v(s)\frac{GM(s)}{s^2}ds, \quad (\text{D.16})$$

avec :

$$f(r) = f_{r_1} \exp \left[\int_{r_1}^r \frac{2}{t} \beta_{\text{ani}}(t) dt \right]. \quad (\text{D.17})$$

La solution projetée suivant la ligne de visée s'écrit quant à elle :

$$I(R)\sigma_p^2(R) = 2 \int_R^{+\infty} \left(1 - \beta_{\text{ani}}(s) \frac{R^2}{r^2}\right) \frac{\nu(s) \overline{v_r^2}(s) r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}. \quad (\text{D.18})$$

Le calcul de cette dernière implique donc trois intégrales consécutives. Les profils d'anisotropie que nous avons considérés dans notre travail permettent néanmoins de calculer analytiquement certaines de ces intégrales :

— Les termes $f(r)$ ont une expression analytique pour les trois profils :

$$f(r) = \begin{cases} r^{2\beta_0} & [\text{Constant}], \\ \frac{r_a^2 + r^2}{r_a^2} & [\text{Osipkov-Merritt}], \\ r^{2\beta_0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_a}\right)^\eta\right]^{2(\beta_\infty - \beta_0)/\eta} & [\text{Baes \& van Hese}]. \end{cases} \quad (\text{D.19})$$

— Mamon et Łokas (2005) ont montré que l'équation D.18 pouvait se réduire à une seule intégrale, à l'aide d'une fonction noyau \mathcal{K} , pour les profils constant et Osipkov-Merritt. Dans ce cas, la solution projetée de l'équation de Jeans s'écrit :

$$I(R)\sigma_p^2(R) = 2G \int_R^{+\infty} \mathcal{K}(r, R) \nu(r) M(r) \frac{dr}{r}. \quad (\text{D.20})$$

Les expressions des fonctions noyaux peuvent être trouvées dans Mamon et Łokas (2005).

Ces astuces sont implémentées dans CLUMPY, et permettent donc de réduire le calcul à une seule intégrale numérique pour les profils constant et Osipkov-Merritt, et à deux pour le profil Baes & van Hese. Les temps de calcul sont significativement réduits par rapport à l'intégration numérique complète, jusqu'à un facteur 200. Notons que l'analyse de Jeans d'une dSph à l'aide du profil Baes & van Hese requiert un temps de calcul environ cinquante fois plus important qu'avec les profils constant et Osipkov-Merritt.

D.3.2 Fonctionnement du programme d'analyse

La Figure D.2 résume le fonctionnement du programme d'analyse de Jeans :

- Les données cinématiques (*binnées* ou non) sont écrites dans des fichiers .txt suivant un format imposé ;
- Les paramètres de l'analyse (ingrédients utilisés, paramètres libres et intervalles des priors) sont fixés dans le fichier 'params_jeans.txt' ;
- L'analyse est lancée avec l'exécutable 'jeansMCMC', qui utilise le programme GreAT, et qui produit un fichier de sortie .dat ;
- Ce fichier de sortie peut être utilisé pour le calcul des grandeurs d'intérêt (facteurs J, densités de matière noire...) à l'aide de l'exécutable principal, 'clumpy'.

De nombreux détails supplémentaires peuvent être trouvés dans la publication Bonnivard et al. (2016), ainsi que sur le site internet de CLUMPY, <https://lpsc.in2p3.fr/clumpy/>. Beaucoup d'autres fonctionnalités ont été ajoutées au programme dans sa deuxième version,

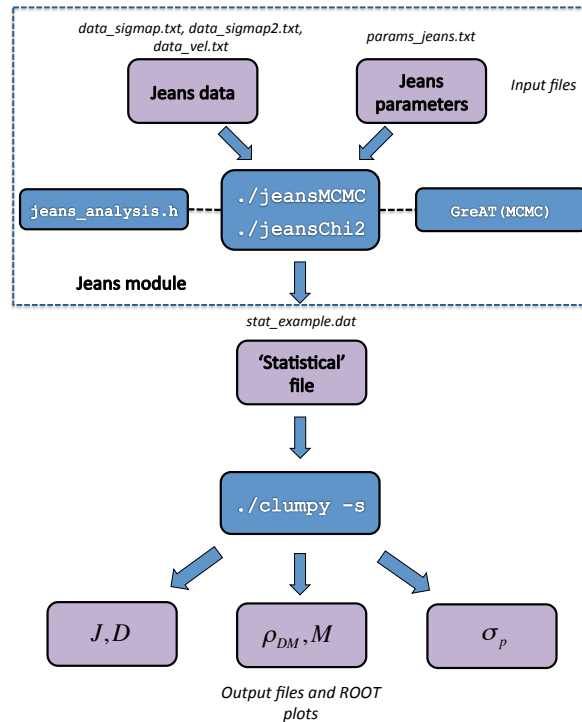


FIGURE D.2: Diagramme résumant l’analyse de Jeans avec CLUMPY. À partir d’un fichier de données cinématiques et d’un fichier de paramètres, l’analyse MCMC, *via* le programme GreAT, produit un fichier statistique. Ce dernier peut ensuite être appelé par l’exécutable principal, clumpy.

comme par exemple la prise en compte de la triaxialité des halos pour le calcul des facteurs J (David Maurin), l’utilisation de la librairie HEALPix pour les cartes du ciel (Moritz Hütten), ou encore le calcul des flux γ et neutrinos à l’aide de spectres d’annihilation génériques (Emmanuel Nezri). Une troisième version est déjà en développement, et devrait notamment permettre de prendre en compte les contributions extra-galactiques pour le calcul des facteurs J et D .

Bibliographie

- AAD, ABAJYAN, ABBOTT, ET AL. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B* 716, 1–29 (2012).
- AAD, ABBOTT, ABDALLAH, ET AL. Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at TeV with the ATLAS detector. *European Physical Journal C* 75, 299 (2015).
- AAD ET AL. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST* 3, S08003 (2008).
- AALSETH, BARBEAU, COLARESI, ET AL. CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors. *Phys. Rev. D* 88(1), 012002 (2013).
- AARTSEN, ACKERMANN, ADAMS, ET AL. Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of icecube data. *Phys. Rev. Lett.* 113, 101101 (2014).
- AARTSEN, ABRAHAM, ACKERMANN, ET AL. Improved limits on dark matter annihilation in the Sun with the 79-string IceCube detector and implications for supersymmetry. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 4, 022 (2016).
- ABACHI, ABBOTT, ABOLINS, ET AL. Search for High Mass Top Quark Production in pp Collisions at $s = 1.8$ TeV. *Physical Review Letters* 74, 2422–2426 (1995).
- ABAZAJIAN. The consistency of Fermi-LAT observations of the galactic center with a millisecond pulsar population in the central stellar cluster. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 3, 010 (2011).
- ABAZAJIAN ET KAPLINGHAT. Detection of a gamma-ray source in the Galactic Center consistent with extended emission from dark matter annihilation and concentrated astrophysical emission. *Phys. Rev. D* 86(8), 083511 (2012).
- ABDO, ACKERMANN, AJELLO, ET AL. Fermi Large Area Telescope γ -ray Detection of the Radio Galaxy M87. *ApJ* 707, 55–60 (2009).
- ABDO, ACKERMANN, AJELLO, ET AL. A population of gamma-ray emitting globular clusters seen with the Fermi Large Area Telescope. *A&A* 524, A75 (2010).
- ABE, AKIMOTO, AKOPIAN, ET AL. Observation of Top Quark Production in pp Collisions with the Collider Detector at Fermilab. *Physical Review Letters* 74, 2626–2631 (1995).
- ABE, FUKU, HAINO, ET AL. Measurement of the Cosmic-Ray Antiproton Spectrum at Solar Minimum with a Long-Duration Balloon Flight over Antarctica. *Phys. Rev. Lett.* 108(5), 051102 (2012).
- ABRAMOWSKI, ACERO, AHARONIAN, ET AL. Search for a Dark Matter Annihilation Signal from the Galactic Center Halo with H.E.S.S. *Physical Review Letters* 106(16), 161301 (2011).
- ACCARDO, AGUILAR, AISA, ET AL. High statistics measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–500 GeV with the alpha magnetic spectrometer on the international space station. *Phys. Rev. Lett.* 113, 121101 (2014).

- ACCARDO, AGUILAR, AISA, ET AL. High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters* 113(12), 121101 (2014).
- ACKERMANN, ALBERT, BALDINI, ET AL. Search for Dark Matter Satellites Using Fermi-LAT. *ApJ* 747, 121 (2012).
- ACKERMANN, AJELLO, ALLAFORT, ET AL. Detection of the characteristic pion-decay signature in supernova remnants. *Science* 339(6121), 807–811 (2013).
- ACKERMANN, ALBERT, ANDERSON, ET AL. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data. *Physical Review Letters* 115(23), 231301 (2015).
- ACTIS, AGNETTA, AHARONIAN, ET AL. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy* 32, 193–316 (2011).
- ADAM. Observation des amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich et de la polarisation du fond diffus cosmologique. *Theses Université Grenoble Alpes* (2015).
- ADÉN, FELTZING, KOCH, ET AL. A photometric and spectroscopic study of the new dwarf spheroidal galaxy in Hercules. Metallicity, velocities, and a clean list of RGB members. *A&A* 506, 1147–1168 (2009).
- ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. New Measurement of the Antiproton-to-Proton Flux Ratio up to 100 GeV in the Cosmic Radiation. *Phys. Rev. Lett.* 102(5), 051101 (2009)a.
- ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100GeV. *Nature* 458, 607–609 (2009)b.
- ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. PAMELA Results on the Cosmic-Ray Antiproton Flux from 60 MeV to 180 GeV in Kinetic Energy. *Phys. Rev. Lett.* 105(12), 121101 (2010).
- ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. Measurements of Cosmic-Ray Hydrogen and Helium Isotopes with the PAMELA Experiment. *ApJ* 818, 68 (2016).
- ADRIANI ET AL. PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra. *Science* 332, 69– (2011).
- AGERON, AGUILAR, AL SAMARAI, ET AL. ANTARES: The first undersea neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 656, 11–38 (2011).
- AGOSTINELLI, ALLISON, AMAKO, ET AL. GEANT4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 506, 250–303 (2003).
- AGUILAR, ALBERTI, ALPAT, ET AL. First result from the alpha magnetic spectrometer on the international space station: Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 gev. *Phys. Rev. Lett.* 110, 141102 (2013).
- AGUILAR, AISA, ALVINO, ET AL. Electron and positron fluxes in primary cosmic rays measured with the alpha magnetic spectrometer on the international space station. *Phys. Rev. Lett.* 113, 121102 (2014).
- AGUILAR, AISA, ALPAT, ET AL. Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters* 114(17), 171103 (2015)a.
- AGUILAR, AISA, ALPAT, ET AL. Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Physical Review Letters* 115(21), 211101 (2015)b.
- AHARONIAN, AKHPERJANIAN, BAZER-BACHI, ET AL. A detailed spectral and morphological study

- of the gamma-ray supernova remnant <ASTROBJ>RX J1713.7-3946</ASTROBJ> with HESS. *A&A* 449, 223–242 (2006)a.
- AHARONIAN, AKHPERJANIAN, BAZER-BACHI, ET AL. Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature* 439, 695–698 (2006)b.
- AHARONIAN, AKHPERJANIAN, ANTON, ET AL. Spectrum and variability of the Galactic center VHE γ -ray source HESS J1745-290. *A&A* 503, 817–825 (2009).
- AHARONIAN, KHANGULYAN, ET MALYSHEV. Cold ultrarelativistic pulsar winds as potential sources of galactic gamma-ray lines above 100 GeV. *A&A* 547, A114 (2012).
- ALCARAZ, ALVISI, ALPAT, ET AL. Search for antihelium in cosmic rays. *Physics Letters B* 461, 387–396 (1999).
- ALEKSIĆ, ANSOLDI, ANTONELLI, ET AL. Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 2, 008 (2014).
- ALEKSIĆ, ANSOLDI, ANTONELLI, ET AL. The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part II: A performance study using observations of the Crab Nebula. *Astroparticle Physics* 72, 76–94 (2016).
- ALEPH COLLABORATION, SCHAEEL, BARATE, ET AL. Deuteron and anti-deuteron production in ee collisions at the Z resonance. *Physics Letters B* 639, 192–201 (2006).
- ALIMI, BOUILLOT, RASERA, ET AL. DEUS Full Observable $\{\Lambda\}$ CDM Universe Simulation: the numerical challenge. *ArXiv e-prints* (2012).
- AMBROSI ET AL. AMS-02 Track reconstruction and rigidity measurement. p. 1064 (2013).
- AMOLE, ARDID, ASNER, ET AL. Dark Matter Search Results from the PICO-2L C_3F_8 Bubble Chamber. *Physical Review Letters* 114(23), 231302 (2015).
- AMS COLLABORATION, AGUILAR, ALCARAZ, ET AL. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I - results from the test flight on the space shuttle. *Phys. Rep.* 366, 331–405 (2002).
- ANTARES COLLABORATION. Search of dark matter annihilation in the galactic centre using the ANTARES neutrino telescope. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 10, 068 (2015).
- ANTARES COLLABORATION, ADRIÁN-MARTÍNEZ, ALBERT, ET AL. Limits on Dark Matter Annihilation in the Sun using the ANTARES Neutrino Telescope. *ArXiv e-prints* (2016).
- APRILE ET XENON1T COLLABORATION. The XENON1T Dark Matter Search Experiment. *ArXiv e-prints* (2012).
- ARAMAKI, BOGGS, BUFALINO, ET AL. Review of the theoretical and experimental status of dark matter identification with cosmic-ray antideuterons. *Phys. Rep.* 618, 1–37 (2016)a.
- ARAMAKI, HAILEY, BOGGS, ET AL. Antideuteron sensitivity for the GAPS experiment. *Astroparticle Physics* 74, 6–13 (2016)b.
- ARNISON, ASTBURY, AUBERT, ET AL. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ gev. *Physics Letters B* 122(1), 103 – 116 (1983).
- ATLAS COLLABORATION. Search for resonances decaying to photon pairs in 3.2 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector (2015)a.
- ATLAS COLLABORATION. Diphoton searches in ATLAS. <https://indico.in2p3.fr/event/12279/session/12/contribution/163/material/slides/0.pdf> (2015)b. [talk given by M. Delmastro at the 51st Rencontres de Moriond EW 2016].
- ATOYAN, AHARONIAN, ET VÖLK. Electrons and positrons in the galactic cosmic rays. *Phys. Rev. D* 52, 3265–3275 (1995).

- ATWOOD, ABDO, ACKERMANN, ET AL. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ* 697, 1071–1102 (2009).
- AUDREN, LESGOURGUES, MANGANO, DARIO SERPICO, ET TRAM. Strongest model-independent bound on the lifetime of Dark Matter. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 12, 028 (2014).
- BACKOVIĆ, MARIOTTI, ET REDIGOLO. Di-photon excess illuminates dark matter. *Journal of High Energy Physics* 3, 157 (2016).
- BAER ET PROFUMO. Low energy antideuterons: shedding light on dark matter. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 12, 008 (2005).
- BAES ET VAN HESE. Dynamical models with a general anisotropy profile. *A&A* 471, 419–432 (2007).
- BAKER, DOYLE, GELTENBORT, ET AL. Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Physical Review Letters* 97(13), 131801 (2006).
- BALTZ, BERENJI, BERTONE, ET AL. Pre-launch estimates for GLAST sensitivity to dark matter annihilation signals. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 7, 013 (2008).
- BANNER, BATTISTON, BLOCH, ET AL. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the cern pp collider. *Physics Letters B* 122(5-6), 476 – 485 (1983).
- BARTELS, KRISHNAMURTHY, ET WENIGER. Strong Support for the Millisecond Pulsar Origin of the Galactic Center GeV Excess. *Physical Review Letters* 116(5), 051102 (2016).
- BASDEVANT, MOCHKOVITCH, RICH, SPIRO, ET VIDAL-MADJAR. Is there room for changed dark matter? *Physics Letters B* 234, 395–398 (1990).
- BATTAGLIA, HELMI, TOLSTOY, ET AL. The Kinematic Status and Mass Content of the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy. *ApJ* 681, L13–L16 (2008).
- BATTAGLIA, HELMI, ET BREDELDS. Internal kinematics and dynamical models of dwarf spheroidal galaxies around the Milky Way. *New A Rev.* 57, 52–79 (2013).
- BATYGIN ET BROWN. Evidence for a Distant Giant Planet in the Solar System. *AJ* 151, 22 (2016).
- BECHTOL. The Search for Milky Way Satellite Galaxies from Optical to Gamma Rays. TAUP conference (2015).
- BECHTOL, DRLICA-WAGNER, BALBINOT, ET AL. Eight New Milky Way Companions Discovered in First-year Dark Energy Survey Data. *ApJ* 807, 50 (2015).
- BEGEMAN, BROEILS, ET SANDERS. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *MNRAS* 249, 523–537 (1991).
- BEKENSTEIN. Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm. *Phys. Rev. D* 70(8), 083509 (2004).
- BEKENSTEIN. Modified gravity as an alternative to dark matter p. 99. Cambridge University Press (2010).
- BELOKUROV, ZUCKER, EVANS, ET AL. A Faint New Milky Way Satellite in Bootes. *ApJ* 647, L111–L114 (2006).
- BELOKUROV, WALKER, EVANS, ET AL. Leo V: A Companion of a Companion of the Milky Way Galaxy? *ApJ* 686, L83 (2008).
- BELOKUROV, WALKER, EVANS, ET AL. The discovery of Segue 2: a prototype of the population of satellites of satellites. *MNRAS* 397, 1748–1755 (2009).
- BELOKUROV ET AL. Cats and Dogs, Hair and a Hero: A Quintet of New Milky Way Companions. *ApJ* 654, 897–906 (2007).

- BEREZINSKY, DOKUCHAEV, ET EROSHENKO. Small-scale clumps of dark matter. *Physics Uspekhi* 57, 1-36 (2014).
- BERGSTRÖM ET HOOPER. Dark matter and γ -rays from Draco: MAGIC, GLAST and CACTUS. *Phys. Rev. D* 73(6), 063510 (2006).
- BERNABEI, BELLI, CAPPELLA, ET AL. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *European Physical Journal C* 56, 333 (2008).
- BERTONE. Particle Dark Matter : Observations, Models and Searches. Cambridge University Press (2010).
- BETT, EKE, FRENK, ET AL. The spin and shape of dark matter haloes in the Millennium simulation of a Λ cold dark matter universe. *MNRAS* 376, 215–232 (2007).
- BHATTACHARYA ET VAN DEN HEUVEL. Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars. *Phys. Rep.* 203, 1–124 (1991).
- BILLARD, MAYET, ET SANTOS. Directional Detection of Dark Matter with MIMAC. *Journal of Physics Conference Series* 375(1), 012008 (2012).
- BILLARD, FIGUEROA-FELICIANO, ET STRIGARI. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys. Rev. D* 89(2), 023524 (2014).
- BILLARD. Détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC. *Thèse de doctorat* (2012). Thèse de doctorat dirigée par Mayet, Frédéric Physique Grenoble 2012.
- BINDI. Recent results from AMS-02. TeVPA conference (2013). URL https://indico.cern.ch/event/221841/contributions/1525851/attachments/362256/504275/Bindi_UCI.pdf.
- BINDI ET AL. The AMS-02 time of flight (TOF) system: construction and overall performances in space. p. 1046 (2013).
- BINNEY ET TREMAINE. Galactic Dynamics: Second Edition. Princeton University Press (2008).
- BIVIANO. Tracing the mass profiles of galaxy clusters with member galaxies. Vol. 20 of *EAS Publications Series* p. 171–178 (2006).
- BLEEM, STALDER, DE HAAN, ET AL. Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the 2500-Square-Degree SPT-SZ Survey. *ApJS* 216, 27 (2015).
- BOEHM, FAYET, ET SCHAEFFER. Constraining dark matter candidates from structure formation. *Physics Letters B* 518, 8–14 (2001).
- BOEHM, FAYET, ET SCHAEFFER. Constraining the strength of dark matter interactions from structure formation. p. 333–344 (2002).
- BONNIVARD, COMBET, DANIEL, ET AL. Dark matter annihilation and decay in dwarf spheroidal galaxies: the classical and ultrafaint dSphs. *MNRAS* 453, 849–867 (2015)a.
- BONNIVARD, COMBET, MAURIN, ET AL. Dark Matter Annihilation and Decay Profiles for the Reticulum II Dwarf Spheroidal Galaxy. *ApJ* 808, L36 (2015)b.
- BONNIVARD, COMBET, MAURIN, ET WALKER. Spherical Jeans analysis for dark matter indirect detection in dwarf spheroidal galaxies - impact of physical parameters and triaxiality. *MNRAS* 446, 3002–3021 (2015)c.
- BONNIVARD, MAURIN, ET WALKER. Sensitivity to interlopers in stellar-kinematic samples for ultrafaint dwarf galaxies: Uncertainty about the dark matter annihilation profile of Segue I. *ArXiv e-prints* (2015)d.
- BONNIVARD, HÜTTEN, NEZRI, ET AL. CLUMPY: Jeans analysis, γ -ray and ν fluxes from dark matter (sub-)structures. *Computer Physics Communications* 200, 336–349 (2016).

- BOSMA. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. *Thèse de doctorat* PhD Thesis, Groningen Univ., (1978) (1978).
- BOUDAUD. A fussy revisit of antiprotons as a tool for Dark Matter searches. *ArXiv e-prints* (2015).
- BOUDAUD, AUPÉTT, CAROFF, ET AL. A new look at the cosmic ray positron fraction. *A&A* 575, A67 (2015).
- BOULARES. The nature of the cosmic-ray electron spectrum, and supernova remnant contributions. *ApJ* 342, 807–813 (1989).
- BOYARSKY, LESGOURGUES, RUCHAYSKIY, ET VIEL. Lyman- α constraints on warm and on warm-plus-cold dark matter models. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 5, 012 (2009).
- BOYARSKY, IAKUBOVSKIY, ET RUCHAYSKIY. Next decade of sterile neutrino studies. *Physics of the Dark Universe* 1, 136–154 (2012).
- BOYARSKY, RUCHAYSKIY, IAKUBOVSKIY, ET FRANSE. Unidentified Line in X-Ray Spectra of the Andromeda Galaxy and Perseus Galaxy Cluster. *Physical Review Letters* 113(25), 251301 (2014).
- BOYLAN-KOLCHIN, BULLOCK, ET KAPLINGHAT. Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes. *MNRAS* 415, L40–L44 (2011).
- BRINGMANN, BERGSTRÖM, ET EDSJÖ. New gamma-ray contributions to supersymmetric dark matter annihilation. *Journal of High Energy Physics* 1, 049 (2008).
- BRINGMANN, DORO, ET FORNASE. Dark matter signals from Draco and Willman 1: prospects for MAGIC II and CTA. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 1, 16 (2009).
- BROWN. Gaia, counting down to launch. *ArXiv e-prints* (2013).
- BUCHER. Physics of the cosmic microwave background anisotropy. *International Journal of Modern Physics D* 24, 1530004-303 (2015).
- BUCHMUELLER, DOLAN, ET MCCABE. Beyond effective field theory for dark matter searches at the LHC. *Journal of High Energy Physics* 1, 25 (2014).
- BUCKLEY, CHARLES, GASKINS, ET AL. Search for gamma-ray emission from dark matter annihilation in the large magellanic cloud with the fermi large area telescope. *Phys. Rev. D* 91 (10), 102001 (2015).
- BULBUL, MARKEVITCH, FOSTER, ET AL. Detection of an Unidentified Emission Line in the Stacked X-Ray Spectrum of Galaxy Clusters. *ApJ* 789, 13 (2014).
- BULLOCK. Notes on the Missing Satellites Problem. *ArXiv e-prints* (2010).
- BULLOCK, KOLATT, SIGAD, ET AL. Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment. *MNRAS* 321, 559–575 (2001).
- BUTLER ET PEARSON. Deuterons from high-energy proton bombardment of matter. *Phys. Rev.* 129, 836–842 (1963).
- CALORE, CHOLIS, MCCABE, ET WENIGER. A tale of tails: Dark matter interpretations of the Fermi GeV excess in light of background model systematics. *Phys. Rev. D* 91(6), 063003 (2015).
- CANETTI, DREWES, ET SHAPOSHNIKOV. Matter and antimatter in the universe. *New Journal of Physics* 14(9), 095012 (2012).
- CANNON, HAWARDEN, ET TRITTON. A new Sculptor-type dwarf elliptical galaxy in Carina. *MNRAS* 180, 81P–82P (1977).
- CARIGNAN, BEAULIEU, CÔTÉ, DEMERS, ET MATEO. Detection of H α associated with the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy. *AJ* 116, 1690–1700 (1998).
- CARLSON, COOGAN, LINDEN, ET AL. Antihelium from dark matter. *Phys. Rev. D* 89(7), 076005

- (2014).
- CARRERA, APARICIO, MARTÍNEZ-DELGADO, ET ALONSO-GARCÍA. The Star Formation History and Spatial Distribution of Stellar Populations in the Ursa Minor Dwarf Spheroidal Galaxy. *AJ* 123, 3199–3209 (2002).
- CHARBONNIER. De la recherche de matière noire à l'émission diffuse de rayons γ dans l'expérience H.E.S.S. *Thèse de doctorat* Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2010).
- CHARBONNIER, COMBET, DANIEL, ET AL. Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies: perspectives for present and future γ -ray observatories - I. The classical dwarf spheroidal galaxies. *MNRAS* 418, 1526–1556 (2011).
- CHARBONNIER, COMBET, ET MAURIN. CLUMPY: A code for γ -ray signals from dark matter structures. *Comput. Phys. Commun.* 183, 656–668 (2012).
- CHARDONNET, ORLOFF, ET SALATI. Production of anti-matter in our galaxy. *Phys. Lett. B* 409, 313–320 (1997).
- CHATRCHYAN, KHACHATRYAN, SIRUNYAN, ET AL. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B* 716, 30–61 (2012).
- CHATRCHYAN ET AL. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST* 3, S08004 (2008).
- CHIVUKULA, COHEN, DIMOPOULOS, ET WALKER. Bounds on halo-particle interactions from interstellar calorimetry. *Physical Review Letters* 65, 957–959 (1990).
- CHOI, ROTT, ET ITOW. Impact of the dark matter velocity distribution on capture rates in the Sun. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 5, 049 (2014).
- CHOLIS ET HOOPER. Dark matter and pulsar origins of the rising cosmic ray positron fraction in light of new data from the AMS. *Phys. Rev. D* 88(2), 023013 (2013).
- CIOTTI ET MORGANTI. How general is the global density slope-anisotropy inequality? *MNRAS* 408, 1070–1074 (2010).
- CIRELLI, PANCI, ET SERPICO. Diffuse γ -ray constraints on annihilating or decaying Dark Matter after Fermi. *Nucl. Phys. B* 840, 284–303 (2010).
- CIRELLI, CORCELLA, HEKTOR, ET AL. PPC 4 DM ID: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect detection. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 3, 051 (2011).
- CIRELLI, FORNENGO, TAOSO, ET VITTINO. Anti-helium from dark matter annihilations. *Journal of High Energy Physics* 8, 9 (2014).
- CLOWE, BRADAČ, GONZALEZ, ET AL. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ* 648, L109–L113 (2006).
- CMS COLLABORATION. Search for new physics in high mass diphoton events in proton-proton collisions at 13TeV (2015)a.
- CMS COLLABORATION. Diphoton searches in CMS. <https://indico.in2p3.fr/event/12279/session/12/contribution/218/material/slides/0.pdf> (2015)b. [talk given by P. Musella at the 51st Rencontres de Moriond EW 2016].
- COHEN, DE RÚJULA, ET GLASHOW. A Matter-Antimatter Universe? *ApJ* 495, 539–549 (1998).
- COLLESS, DALTON, MADDOX, ET AL. The 2dF Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts. *MNRAS* 328, 1039–1063 (2001).
- COMBET, MAURIN, NEZRI, ET AL. Decaying dark matter: Stacking analysis of galaxy clusters to improve on current limits. *Phys. Rev. D* 85(6), 063517 (2012).
- COPPI ET AHARONIAN. Constraints on the Very High Energy Emissivity of the Universe from the Diffuse GeV Gamma-Ray Background. *ApJ* 487, L9–L12 (1997).
- DAWSON, WITTMAN, JEE, ET AL. Discovery of a Dissociative Galaxy Cluster Merger with Large

- Physical Separation. *ApJ* 747, L42 (2012).
- DAYLAN, FINKBEINER, HOOPER, ET AL. The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter. *Physics of the Dark Universe* 12, 1–23 (2016).
- DE RÚJULA, GLASHOW, ET SARID. Charged dark matter. *Nuclear Physics B* 333, 173–194 (1990).
- DEHNEN ET READ. N-body simulations of gravitational dynamics. *European Physical Journal Plus* 126, 55 (2011).
- DEHNEN, MCCLAUGHLIN, ET SACHANIA. The velocity dispersion and mass profile of the Milky Way. *MNRAS* 369, 1688–1692 (2006).
- DELAHAYE, LAVALLE, LINEROS, DONATO, ET FORNENGO. Galactic electrons and positrons at the Earth: new estimate of the primary and secondary fluxes. *A&A* 524, A51 (2010).
- DI MAURO, DONATO, GOUDELIS, ET SERPICO. New evaluation of the antiproton production cross section for cosmic ray studies. *Phys. Rev. D* 90(8), 085017 (2014).
- DIEMAND, MOORE, ET STADEL. Velocity and spatial biases in cold dark matter subhalo distributions. *MNRAS* 352, 535–546 (2004).
- DIEMAND, KUHLEN, MADAU, ET AL. Clumps and streams in the local dark matter distribution. *Nature* 454, 735–738 (2008).
- DM-ICE COLLABORATION. DM-Ice: Current Status and Future Prospects. *ArXiv e-prints* (2015).
- DOMINGUEZ, FELLHAUER, BLAÑA, ET AL. Could Segue 1 be a destroyed star cluster? - a dynamical perspective. *ArXiv e-prints* (2016).
- DONATO, FORNENGO, ET SALATI. Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter. *Phys. Rev. D* 62(4), 043003 (2000).
- DONATO, FORNENGO, MAURIN, SALATI, ET TAILLET. Antiprotons in cosmic rays from neutralino annihilation. *Phys. Rev. D* 69(6), 063501 (2004).
- DONATO, FORNENGO, ET MAURIN. Antideuteron fluxes from dark matter annihilation in diffusion models. *Phys. Rev. D* 78(4), 043506 (2008).
- DONATO, MAURIN, BRUN, DELAHAYE, ET SALATI. Constraints on WIMP Dark Matter from the High Energy PAMELA \bar{p}/p Data. *Phys. Rev. Lett.* 102(7), 071301 (2009).
- DRLICA-WAGNER, ALBERT, BECHTOL, ET AL. Search for Gamma-Ray Emission from DES Dwarf Spheroidal Galaxy Candidates with Fermi-LAT Data. *ApJ* 809, L4 (2015)a.
- DRLICA-WAGNER, BECHTOL, RYKOFF, ET AL. Eight Ultra-faint Galaxy Candidates Discovered in Year Two of the Dark Energy Survey. *ApJ* 813, 109 (2015)b.
- DRIKIER, FREESE, ET SPERGEL. Detecting cold dark-matter candidates. *Phys. Rev. D* 33, 3495–3508 (1986).
- DUFFY ET VAN BIBBER. Axions as dark matter particles. *New Journal of Physics* 11(10), 105008 (2009).
- DUMAS. Indirect research of dark matter toward dwarf galaxies with the ANTARES neutrino telescope. *Theses Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II* (2014).
- DUPERRAY, BARET, MAURIN, ET AL. Flux of light antimatter nuclei near Earth, induced by cosmic rays in the Galaxy and in the atmosphere. *Phys. Rev. D* 71(8), 083013 (2005).
- EDELWEISS COLLABORATION, ARMENGAUD, AUGIER, ET AL. Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes. *Physics Letters B* 702, 329–335 (2011).
- EINASTO. On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters. *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata* 5, 87–

- 100 (1965).
- EISENSTEIN ET HU. Power Spectra for Cold Dark Matter and Its Variants. *ApJ* 511, 5–15 (1999).
- ESSIG, SEHGAL, ET STRIGARI. Bounds on cross sections and lifetimes for dark matter annihilation and decay into charged leptons from γ -ray observations of dwarf galaxies. *Phys. Rev. D* 80 (2), 023506 (2009).
- ESSIG, SEHGAL, STRIGARI, GEHA, ET SIMON. Indirect dark matter detection limits from the ultra-faint Milky Way satellite Segue 1. *Phys. Rev. D* 82(12), 123503 (2010).
- ETTORI, DONNARUMMA, POINTECOUTEAU, ET AL. Mass Profiles of Galaxy Clusters from X-ray Analysis. *Space Sci. Rev.* 177, 119–154 (2013).
- EVANS, AN, ET WALKER. Cores and cusps in the dwarf spheroidals. *MNRAS* 393, L50–L54 (2009).
- EVSLIN. What can Gaia (with Thirty Meter Telescope) say about the Sculptor Dwarf’s Core? *MNRAS* 452, L41–L44 (2015).
- FAMAHEY ET MCGAUGH. Modified Newtonian Dynamics (MOND): Observational Phenomenology and Relativistic Extensions. *Living Reviews in Relativity* 15 (2012).
- FELDMAN ET COUSINS. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D* 57, 3873–3889 (1998).
- FENG. Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection. *ARA&A* 48, 495–545 (2010).
- FERMI-LAT COLLABORATION. Search for Gamma-ray Spectral Lines with the Fermi Large Area Telescope and Dark Matter Implications. *ArXiv e-prints* (2013).
- FERMI-LAT COLLABORATION. Fermi-LAT Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission Toward the Galactic Center. *ArXiv e-prints* (2015).
- FERMI-LAT COLLABORATION. Dark matter constraints from observations of 25 Milky Way satellite galaxies with the Fermi Large Area Telescope. *Phys. Rev. D* 89(4), 042001 (2014).
- FICH ET TREMAINE. The mass of the Galaxy. *ARA&A* 29, 409–445 (1991).
- FIELDS, MOLARO, ET SARKAR. Big-Bang Nucleosynthesis. *ArXiv e-prints* (2014).
- FISCHER ET NA49 COLLABORATION. Baryon Yields, Isospin Effects and Strangeness Production in Elementary Hadronic Interactions. *Acta Physica Hungarica Heavy Ion Physics* 17, 369–386 (2003).
- FORNASA, ZAVALA, SÁNCHEZ-CONDE, ET AL. Characterization of dark-matter-induced anisotropies in the diffuse gamma-ray background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 429(2), 1529–1553 (2013).
- FORNENGO, PIERI, ET SCOPEL. Neutralino annihilation into γ -rays in the Milky Way and in external galaxies. *Phys. Rev. D* 70(10), 103529 (2004).
- FORNENGO, MACCIONE, ET VITTINO. Dark matter searches with cosmic antideuterons: status and perspectives. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 9, 031 (2013).
- FOUQUÉ, SOLANES, SANCHIS, ET BALKOWSKI. Structure, mass and distance of the Virgo cluster from a Tolman-Bondi model. *A&A* 375, 770–780 (2001).
- FREUND ET SCHAPIRE. Experiments with a new boosting algorithm (1996).
- GABRIELLI, MARZOLA, RAIDAL, ET VEERMÄE. Dark matter and spin-1 milli-charged particles. *ArXiv e-prints* (2015).
- GARRETT ET DŪDA. Dark Matter: A Primer. *Advances in Astronomy* 2011, 968283 (2011).
- GASKINS. A review of indirect searches for particle dark matter. *ArXiv e-prints* (2016).
- GEHA, WILLMAN, SIMON, ET AL. The Least-Luminous Galaxy: Spectroscopy of the Milky Way

- Satellite Segue 1. *ApJ* 692, 1464–1475 (2009).
- GELMINI ET GONDOLO. DM production mechanisms p. 121. Cambridge University Press (2010).
- GENINA ET FAIRBAIRN. The Potential of the Dwarf Galaxy Triangulum II for Dark Matter Indirect Detection. *ArXiv e-prints* (2016).
- GERINGER-SAMETH, KOUSHIAPPAS, ET WALKER. Dwarf Galaxy Annihilation and Decay Emission Profiles for Dark Matter Experiments. *ApJ* 801, 74 (2015)a.
- GERINGER-SAMETH, WALKER, KOUSHIAPPAS, ET AL. Indication of Gamma-Ray Emission from the Newly Discovered Dwarf Galaxy Reticulum II. *Physical Review Letters* 115(8), 081101 (2015)b.
- GHIGNA, MOORE, GOVERNATO, ET AL. Density Profiles and Substructure of Dark Matter Halos: Converging Results at Ultra-High Numerical Resolution. *ApJ* 544, 616–628 (2000).
- GIESEN, BOUDAUD, GÉNOLINI, ET AL. AMS-02 antiprotons, at last! Secondary astrophysical component and immediate implications for Dark Matter. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 9, 023 (2015).
- GIOVACCHINI. In-flight determination of the AMS-RICH photon yield. p. 1028 (2013).
- GIOVACCHINI. Performance in space of the ams-02 {RICH} detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 766, 57 – 60 (2014).
- GLEESON ET AXFORD. Cosmic Rays in the Interplanetary Medium. *ApJ* 149, L115 (1967).
- GLEESON ET AXFORD. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *ApJ* 154, 1011 (1968).
- GOERDT, MOORE, READ, STADEL, ET ZEMP. Does the Fornax dwarf spheroidal have a central cusp or core? *MNRAS* 368, 1073–1077 (2006).
- GRIEST ET KAMIONKOWSKI. Unitarity limits on the mass and radius of dark-matter particles. *Physical Review Letters* 64, 615–618 (1990).
- GRUBE. Science with the Cherenkov Telescope Array (CTA). Imaging the Extreme Universe Conference, Chicago (2013).
- HALZEN ET HOOPER. High-energy neutrinos from WIMP annihilations in the Sun p. 507. Cambridge University Press (2010).
- HARGIS, WILLMAN, ET PETER. Too Many, Too Few, or Just Right? The Predicted Number and Distribution of Milky Way Dwarf Galaxies. *ApJ* 795, L13 (2014).
- HARRINGTON ET WILSON. Two New Stellar Systems in Leo. *PASP* 62, 118–120 (1950).
- HASTINGS. Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications. *Biometrika* 57, 97–109 (1970).
- HAYASHI ET CHIBA. Probing Non-spherical Dark Halos in the Galactic Dwarf Galaxies. *ApJ* 755, 145 (2012).
- HAYASHI, ICHIKAWA, MATSUMOTO, ET AL. Dark matter annihilation and decay from non-spherical dark halos in the Galactic dwarf satellites. *ArXiv e-prints* (2016).
- HERNANDEZ, JIMÉNEZ, ET ALLEN. Flattened velocity dispersion profiles in globular clusters: Newtonian tides or modified gravity? *MNRAS* 428, 3196–3205 (2013).
- HERNQUIST. An analytical model for spherical galaxies and bulges. *ApJ* 356, 359–364 (1990).
- HINTON ET HESS COLLABORATION. The status of the HESS project. *New A Rev.* 48, 331–337 (2004).
- HOECKER, SPECKMAYER, STELZER, ET AL. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *ArXiv Physics e-prints* (2007).
- HOLDER, ATKINS, BADRAN, ET AL. The first VERITAS telescope. *Astroparticle Physics* 25,

- 391–401 (2006).
- HONDA, KAJITA, KASAHARA, MIDORIKAWA, ET SANUKI. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev. D* 75(4), 043006 (2007).
- HOOPER ET LINDEN. On The gamma-ray emission from Reticulum II and other dwarf galaxies. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 9, 016 (2015).
- HUBBLE. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science* 15, 168–173 (1929).
- HÜTTEN, COMBET, MAIER, ET MAURIN. Dark matter substructure modelling and sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to Galactic dark halos. *ArXiv e-prints* (2016).
- IBATA, GILMORE, ET IRWIN. A dwarf satellite galaxy in Sagittarius. *Nature* 370, 194–196 (1994).
- ICECUBE COLLABORATION. Searching for neutrinos from dark matter annihilations in (dwarf) galaxies and galaxy clusters with IceCube. (2015).
- ICECUBE COLLABORATION, ACHTERBERG, ACKERMANN, ET AL. First year performance of the IceCube neutrino telescope. *Astroparticle Physics* 26, 155–173 (2006).
- ICECUBE COLLABORATION, AARTSEN, ACKERMANN, ET AL. Multipole analysis of IceCube data to search for dark matter accumulated in the Galactic halo. *ArXiv e-prints* (2014).
- IOTTO, PATO, ET BERTONE. Evidence for dark matter in the inner Milky Way. *Nature Physics* 11, 245–248 (2015).
- IRWIN ET HATZIDIMITRIOU. Structural parameters for the Galactic dwarf spheroidals. *MNRAS* 277, 1354–1378 (1995).
- IRWIN, BUNCLARK, BRIDGELAND, ET McMAHON. A new satellite galaxy of the Milky Way in the constellation of Sextans. *MNRAS* 244, 16P–19P (1990).
- IZOTOV, CHAFFEE, FOLTZ, ET AL. Helium Abundance in the Most Metal-deficient Blue Compact Galaxies: I ZW 18 and SBS 0335-052. *ApJ* 527, 757–777 (1999).
- JEDAMZIK ET POSPELOV. Big Bang nucleosynthesis and particle dark matter. *New Journal of Physics* 11(10), 105028 (2009).
- JELTEMA ET PROFUMO. Discovery of a 3.5 keV line in the Galactic Centre and a critical look at the origin of the line across astronomical targets. *MNRAS* 450, 2143–2152 (2015).
- JELTEMA ET PROFUMO. Deep XMM observations of Draco rule out at the 99 per cent confidence level a dark matter decay origin for the 3.5 keV line. *MNRAS* 458, 3592–3596 (2016).
- JIN, HELMI, ET BREDELLE. What can Gaia proper motions tell us about Milky Way dwarf galaxies? *ArXiv e-prints* (2015).
- JING ET SUTO. Triaxial modeling of halo density profiles with high-resolution n-body simulations. *The Astrophysical Journal* 574(2), 538 (2002).
- JUNGMAN, KAMIONKOWSKI, ET GRIEST. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rep.* 267, 195–373 (1996).
- KAFLE, SHARMA, LEWIS, ET BLAND-HAWTHORN. On the Shoulders of Giants: Properties of the Stellar Halo and the Milky Way Mass Distribution. *ApJ* 794, 59 (2014).
- KAHLHOFER, SCHMIDT-HOBERG, KUMMER, ET SARKAR. On the interpretation of dark matter self-interactions in Abell 3827. *MNRAS* 452, L54–L58 (2015).
- KAPUSTA. Mechanisms for deuteron production in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C* 21, 1301–1310 (1980).
- KATRIN COLLABORATION. KATRIN: A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. *ArXiv High Energy Physics - Experiment*

- e-prints* (2001).
- KAWASAKI, NAKAYAMA, ET SEKIGUCHI. CMB constraint on dark matter annihilation after Planck 2015. *Physics Letters B* 756, 212–215 (2016).
- KING. The structure of star clusters. I. an empirical density law. *AJ* 67, 471 (1962).
- KIRBY, BOYLAN-KOLCHIN, COHEN, ET AL. Segue 2: The Least Massive Galaxy. *ApJ* 770, 16 (2013).
- KIRBY, COHEN, SIMON, ET GUHATHAKURTA. Triangulum II: Possibly a Very Dense Ultra-faint Dwarf Galaxy. *ApJ* 814, L7 (2015).
- KLASEN, POHL, ET SIGL. Indirect and direct search for dark matter. *Progress in Particle and Nuclear Physics* 85, 1–32 (2015).
- KLYPIN, KRAVTSOV, VALENZUELA, ET PRADA. Where Are the Missing Galactic Satellites? *ApJ* 522, 82–92 (1999).
- KOCH. Complexity in small-scale dwarf spheroidal galaxies. Vol. 21 of *Reviews in Modern Astronomy* p. 39–69 (2009).
- KOPOSOV, GILMORE, WALKER, ET AL. Accurate Stellar Kinematics at Faint Magnitudes: Application to the Boötes I Dwarf Spheroidal Galaxy. *ApJ* 736, 146 (2011).
- KOPOSOV, BELOKUROV, TORREALBA, ET EVANS. Beasts of the Southern Wild : Discovery of nine Ultra Faint satellites in the vicinity of the Magellanic Clouds. *ApJ* 805, 130 (2015).
- KUHLEN, VOGELSBERGER, ET ANGULO. Numerical simulations of the dark universe: State of the art and the next decade. *Physics of the Dark Universe* 1, 50–93 (2012).
- LAEVENS, MARTIN, BERNARD, ET AL. Sagittarius II, Draco II and Laevens 3: Three New Milky Way Satellites Discovered in the Pan-STARRS 1 3π Survey. *ApJ* 813, 44 (2015)a.
- LAEVENS, MARTIN, IBATA, ET AL. A New Faint Milky Way Satellite Discovered in the Pan-STARRS1 3π Survey. *ApJ* 802, L18 (2015)b.
- LAVALLE ET MAGNI. Making sense of the local Galactic escape speed estimates in direct dark matter searches. *Phys. Rev. D* 91(2), 023510 (2015).
- LAVALLE ET SALATI. Dark matter indirect signatures. *Comptes Rendus Physique* 13, 740–782 (2012).
- LAVALLE, YUAN, MAURIN, ET BI. Full calculation of clumpiness boost factors for antimatter cosmic rays in the light of Λ CDM N-body simulation results. Abandoning hope in clumpiness enhancement? *A&A* 479, 427–452 (2008).
- LEO. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer (1987).
- LEWIN ET SMITH. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics* 6(1), 87 – 112 (1996).
- LINDEN ET PROFUMO. Probing the Pulsar Origin of the Anomalous Positron Fraction with AMS-02 and Atmospheric Cherenkov Telescopes. *ApJ* 772, 18 (2013).
- ŁOKAS ET MAMON. Dark matter distribution in the Coma cluster from galaxy kinematics: breaking the mass-anisotropy degeneracy. *MNRAS* 343, 401–412 (2003).
- LOVELL, EKE, FRENK, ET AL. The haloes of bright satellite galaxies in a warm dark matter universe. *MNRAS* 420, 2318–2324 (2012).
- LSST DARK ENERGY SCIENCE COLLABORATION. Large Synoptic Survey Telescope: Dark Energy Science Collaboration. *ArXiv e-prints* (2012).
- LUX COLLABORATION, AKERIB, ARAUJO, ET AL. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. *ArXiv e-prints* (2013).
- MACCARONE, KUNDU, ZEPF, PIRO, ET BILDSTEN. The discovery of X-ray binaries in the Sculptor

- dwarf spheroidal galaxy. *MNRAS* 364, L61–L65 (2005).
- MACCIÒ, PADUROIU, ANDERHALDEN, SCHNEIDER, ET MOORE. Cores in warm dark matter haloes: a Catch 22 problem. *MNRAS* 424, 1105–1112 (2012).
- MACK, BEACOM, ET BERTONE. Towards closing the window on strongly interacting dark matter: Far-reaching constraints from Earth’s heat flow. *Phys. Rev. D* 76(4), 043523 (2007).
- MAGIC COLLABORATION. Limits to dark matter annihilation cross-section from a combined analysis of MAGIC and Fermi-LAT observations of dwarf satellite galaxies. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 2, 039 (2016).
- MALYSHEV, NERONOV, ET ECKERT. Constraints on 3.55 keV line emission from stacked observations of dwarf spheroidal galaxies. *Phys. Rev. D* 90(10), 103506 (2014).
- MAMON ET ŁOKAS. Dark matter in elliptical galaxies - II. Estimating the mass within the virial radius. *MNRAS* 363, 705–722 (2005).
- MARTIN ET JIN. The Hercules Satellite: A Stellar Stream in the Milky Way Halo? *ApJ* 721, 1333–1339 (2010).
- MARTIN, DE JONG, ET RIX. A Comprehensive Maximum Likelihood Analysis of the Structural Properties of Faint Milky Way Satellites. *ApJ* 684, 1075–1092 (2008).
- MARTIN, IBATA, COLLINS, ET AL. Triangulum II: A Very Metal-poor and Dynamically Hot Stellar System. *ApJ* 818, 40 (2016).
- MARTIN. a Supersymmetry Primer. *Perspectives On Supersymmetry. Series: Advanced Series on Directions in High Energy Physics, ISBN: <ISBN>978-981-02-3553-6</ISBN>. WORLD SCIENTIFIC, Edited by Gordon L Kane, vol. 18, pp. 1-98* 18, 1–98 (1998).
- MARTINEZ. A robust determination of Milky Way satellite properties using hierarchical mass modelling. *MNRAS* 451, 2524–2535 (2015).
- MARTINEZ, BULLOCK, KAPLINGHAT, STRIGARI, ET TROTTA. Indirect Dark Matter detection from Dwarf satellites: joint expectations from astrophysics and supersymmetry. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 6, 14 (2009).
- MARTINEZ, MINOR, BULLOCK, ET AL. A Complete Spectroscopic Survey of the Milky Way Satellite Segue 1: Dark Matter Content, Stellar Membership, and Binary Properties from a Bayesian Analysis. *ApJ* 738, 55 (2011).
- MASSEY, WILLIAMS, SMIT, ET AL. The behaviour of dark matter associated with four bright cluster galaxies in the 10 kpc core of Abell 3827. *MNRAS* 449, 3393–3406 (2015).
- MATEO, OLSZEWSKI, ET WALKER. The Velocity Dispersion Profile of the Remote Dwarf Spheroidal Galaxy Leo I: A Tidal Hit and Run? *ApJ* 675, 201–233 (2008).
- MATEO, BAILEY, CRANE, ET AL. M2FS: the Michigan/Magellan Fiber System. Vol. 8446 of *Proc. SPIE* p. 84464Y (2012).
- MAURIN ET TAILLET. Spatial origin of Galactic cosmic rays in diffusion models. II. Exotic primary cosmic rays. *A&A* 404, 949–958 (2003).
- MAURIN. Cosmic rays and dark matter indirect detection. *Accreditation to supervise research* Université de Grenoble (2013).
- MAYOROV, GALPER, ADRIANI, ET AL. Upper limit on the antihelium flux in primary cosmic rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 93, 628–631 (2011).
- MCCONNACHIE, BABUSIAUX, BALOGH, ET AL. The Detailed Science Case for the Maunakea Spectroscopic Explorer: the Composition and Dynamics of the Faint Universe. *ArXiv e-prints* (2016).

- McCONNACHIE. The Observed Properties of Dwarf Galaxies in and around the Local Group. *AJ* 144, 4 (2012).
- MELLIER. Gravitational lensing and dark matter p. 56. Cambridge University Press (2010).
- MERLE. keV Neutrino Model Building. *International Journal of Modern Physics D* 22, 1330020 (2013).
- MERRITT. Spherical stellar systems with spheroidal velocity distributions. *AJ* 90, 1027–1037 (1985).
- MERRITT, GRAHAM, MOORE, DIEMAND, ET TERZIĆ. Empirical Models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models. *AJ* 132, 2685–2700 (2006).
- METROPOLIS, ROSENBLUTH, TELLER, ET TELLER. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. *Journal of Chemical Physics* 21, 1087–1092 (1953).
- METZ ET KROUPA. Dwarf spheroidal satellites: are they of tidal origin? *MNRAS* 376, 387–392 (2007).
- MILGROM. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *ApJ* 270, 365–370 (1983).
- MOLLITOR, NEZRI, ET TEYSSIER. Baryonic and dark matter distribution in cosmological simulations of spiral galaxies. *MNRAS* 447, 1353–1369 (2015).
- MOORE, GHIGNA, GOVERNATO, ET AL. Dark Matter Substructure within Galactic Halos. *ApJ* 524, L19–L22 (1999).
- MUÑOZ, GEHA, ET WILLMAN. Turning the Tides on the Ultra-faint Dwarf Spheroidal Galaxies: Coma Berenices and Ursa Major II. *AJ* 140, 138–151 (2010).
- NAVARRO, LUDLOW, SPRINGEL, ET AL. The diversity and similarity of simulated cold dark matter haloes. *MNRAS* 402, 21–34 (2010).
- NAVARRO, FRENK & WHITE. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ* 490, 493 (1997).
- NEZRI, WHITE, COMBET, ET AL. γ -rays from annihilating dark matter in galaxy clusters: stacking versus single source analysis. *MNRAS* 425, 477–489 (2012).
- NORRBIN ET SJÖSTRAND. Production and hadronization of heavy quarks. *European Physical Journal C* 17, 137–161 (2000).
- OSIPKOV. Spherical systems of gravitating bodies with an ellipsoidal velocity distribution. *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal* 5, 77–80 (1979).
- OSTRIKER ET PEEBLES. A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies: or, can Cold Galaxies Survive? *ApJ* 186, 467–480 (1973).
- OTTEN ET WEINHEIMER. Neutrino mass limit from tritium β decay. *Reports on Progress in Physics* 71(8), 086201 (2008).
- PARSONS, GAJDUS, MURACH, ET FOR THE H. E. S. S. COLLABORATION. HESS II Data Analysis with ImPACT. *ArXiv e-prints* (2015).
- PATO ET IOCCO. Mapping dark matter in the Milky Way, a synopsis. *ArXiv e-prints* (2015).
- PECCEI ET QUINN. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters* 38, 1440–1443 (1977).
- PENZIAS ET WILSON. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ* 142, 419–421 (1965).
- PERRYMAN, DE BOER, GILMORE, ET AL. GAIA: Composition, formation and evolution of the Galaxy. *A&A* 369, 339–363 (2001).

- PERSIC, SALUCCI, ET STEL. The universal rotation curve of spiral galaxies - I. The dark matter connection. *MNRAS* 281, 27–47 (1996).
- PETER. Dark Matter: A Brief Review. *ArXiv e-prints* (2012).
- PHELPS, NUSSER, ET DESJACQUES. The Mass of the Milky Way and M31 Using the Method of Least Action. *ApJ* 775, 102 (2013).
- PICOZZA, GALPER, CASTELLINI, ET AL. PAMELA A payload for antimatter matter exploration and light-nuclei astrophysics. *Astropart. Phys.* 27, 296–315 (2007).
- PIZZOLOTTO. Precision measurement of e^+ , e^- , e^+e^- fluxes with AMS-02. TAUP conference (2015).
- PLANCK COLLABORATION, ADAM, ADE, ET AL. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. *ArXiv e-prints* (2015)a.
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints* (2015)b.
- PLUMMER. On the problem of distribution in globular star clusters. *MNRAS* 71, 460–470 (1911).
- PONTZEN ET GOVERNATO. How supernova feedback turns dark matter cusps into cores. *MNRAS* 421, 3464–3471 (2012).
- POPOWSKI, NELSON, BENNETT, ET AL. Recent Microlensing Results from the MACHO Project. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2003).
- PORTER, JOHNSON, ET GRAHAM. Dark Matter Searches with Astroparticle Data. *ARA&A* 49, 155–194 (2011).
- PRESS ET SCHECHTER. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ* 187, 425–438 (1974).
- PRIMACK ET BLUMENTHAL. What is the dark matter? - Implications for galaxy formation and particle physics. Vol. 117 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C* p. 163–183 (1984).
- PRIMACK ET GROSS. Hot dark matter in cosmology p. 287–308. (2001).
- PROKHOROV. Upper bounds on matter-antimatter admixture from gamma-ray observations of colliding clusters of galaxies with the Fermi Large Area Telescope. *Phys. Rev. D* 91(8), 083002 (2015).
- PRUGNIEL ET SIMIEN. The fundamental plane of early-type galaxies: non-homology of the spatial structure. *A&A* 321, 111–122 (1997).
- PUTZE. Phénoménologie et détection du rayonnement cosmique nucléaire. *Thèse de doctorat* Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2009).
- PUTZE ET DEROME. The Grenoble Analysis Toolkit (GreAT)-A statistical analysis framework. *Phys.Dark Univ.* (2014).
- PUTZE, DEROME, ET MAURIN. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. II. Results for the diffusion model combining B/C and radioactive nuclei. *A&A* 516, A66 (2010).
- RAFFELT ET WEISS. Red giant bound on the axion-electron coupling reexamined. *Phys. Rev. D* 51, 1495–1498 (1995).
- RANDALL, MARKEVITCH, CLOWE, GONZALEZ, ET BRADAČ. Constraints on the Self-Interaction Cross Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56. *ApJ* 679, 1173-1180 (2008).
- REGIS, COLAFRANCESCO, PROFUMO, ET AL. Local Group dSph radio survey with ATCA (III):

- constraints on particle dark matter. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 10, 016 (2014).
- REICHHART, LINDOTE, AKIMOV, ET AL. Measurement and simulation of the muon-induced neutron yield in lead. *Astroparticle Physics* 47, 67–76 (2013).
- RICHARD, KNEIB, LIMOUSIN, EDGE, ET JULLO. Abell 370 revisited: refurbished Hubble imaging of the first strong lensing cluster. *MNRAS* 402, L44–L48 (2010).
- RIFFARD. Non-baryonic dark matter directional detection with MIMAC. *Theses Université Grenoble Alpes* (2015).
- ROBIN, REYLÉ, DERRIÈRE, ET PICAUD. A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way. *A&A* 409, 523–540 (2003).
- ROCHA, PETER, ET BULLOCK. Infall times for Milky Way satellites from their present-day kinematics. *MNRAS* 425, 231–244 (2012).
- ROE, YANG, ZHU, ET AL. Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 543, 577–584 (2005).
- ROSENBERG. Dark-matter qcd-axion searches. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 112(40), 12278–12281 (2015).
- RUBIN, THONNARD, ET FORD, JR. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC. *ApJ* 225, L107–L111 (1978).
- RUBIN, FORD, JR., THONNARD, ET BURSTEIN. Rotational properties of 23 SB galaxies. *ApJ* 261, 439–456 (1982).
- RUCHAYSKIY, BOYARSKY, IAKUBOVSKIY, ET AL. Searching for decaying dark matter in deep XMM-Newton observation of the Draco dwarf spheroidal. *ArXiv e-prints* (2015).
- SAKHAROV. SPECIAL ISSUE: Violation of CP in variance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Soviet Physics Uspekhi* 34, 392–393 (1991).
- SÁNCHEZ-CONDE ET PRADA. The flattening of the concentration-mass relation towards low halo masses and its implications for the annihilation signal boost. *MNRAS* 442, 2271–2277 (2014).
- SÁNCHEZ-CONDE, PRADA, ŁOKAS, ET AL. Dark matter annihilation in Draco: New considerations of the expected γ flux. *Phys. Rev. D* 76(12), 123509 (2007).
- SANDERS. Neutrinos as cluster dark matter. *MNRAS* 380, 331–338 (2007).
- SAOUTER. Nuclei identification with the AMS-02 silicon tracker and measurement of cosmic ray nuclei fluxes. *Thèse de doctorat* Geneva University (2014).
- SATO ET YAZAKI. On the coalescence model for high energy nuclear reactions. *Physics Letters B* 98(3), 153 – 157 (1981).
- SCARPA, MARCONI, GILMOZZI, ET CARRARO. Using Globular Clusters to Test Gravity in the Weak Acceleration Regime. *The Messenger* 128 (2007).
- SCHNEIDER, FRENK, ET COLE. The shapes and alignments of dark matter halos. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 5, 030 (2012).
- SCHWARZSCHILD ET ZUPANČIČ. Production of tritons, deuterons, nucleons, and mesons by 30-gev protons on a1, be, and fe targets. *Phys. Rev.* 129, 854–862 (1963).
- SERSIC. Atlas de galaxias australes. Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico, 1968 (1968).
- SERVANT ET TAIT. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate? *Nuclear Physics B* 650, 391–419 (2003).
- SHAPLEY. A Stellar System of a New Type. *Harvard College Observatory Bulletin* 908, 1–11

- (1938)a.
- SHAPLEY. Two Stellar Systems of a New Kind. *Nature* 142, 715–716 (1938)b.
- SIMON ET GEHA. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem. *ApJ* 670, 313–331 (2007).
- SIMON, GEHA, MINOR, ET AL. A Complete Spectroscopic Survey of the Milky Way Satellite Segue 1: The Darkest Galaxy. *ApJ* 733, 46 (2011).
- SIMON, DRLICA-WAGNER, LI, ET AL. Stellar Kinematics and Metallicities in the Ultra-faint Dwarf Galaxy Reticulum II. *ApJ* 808, 95 (2015).
- SJÖSTRAND, MRENN, ET SKANDS. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Computer Physics Communications* 178, 852–867 (2008).
- SPEKKENS, URBANCIC, MASON, WILLMAN, ET AGUIRRE. The Dearth of Neutral Hydrogen in Galactic Dwarf Spheroidal Galaxies. *ApJ* 795, L5 (2014).
- SPRINGEL, WHITE, JENKINS, ET AL. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature* 435, 629–636 (2005).
- SPRINGEL, FRENK, ET WHITE. The large-scale structure of the Universe. *Nature* 440, 1137–1144 (2006).
- SPRINGEL, WANG, VOGELSBERGER, ET AL. The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes. *MNRAS* 391, 1685–1711 (2008).
- STARKMAN, GOULD, ESMILZADEH, ET DIMOPOULOS. Opening the window on strongly interacting dark matter. *Phys. Rev. D* 41, 3594–3603 (1990).
- STEIGMAN. Observational tests of antimatter cosmologies. *ARA&A* 14, 339–372 (1976).
- STRIGARI, KOUSHIAPPAS, BULLOCK, ET KAPLINGHAT. Precise constraints on the dark matter content of Milky Way dwarf galaxies for γ -ray experiments. *Phys. Rev. D* 75(8), 083526 (2007).
- STRIGARI, BULLOCK, KAPLINGHAT, ET AL. A common mass scale for satellite galaxies of the Milky Way. *Nature* 454, 1096–1097 (2008)a.
- STRIGARI, KOUSHIAPPAS, BULLOCK, ET AL. The Most Dark-Matter-dominated Galaxies: Predicted γ -ray Signals from the Faintest Milky Way Dwarfs. *ApJ* 678, 614–620 (2008)b.
- SUNYAEV ET ZELDOVICH. The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background - The possibility of its measurement. *MNRAS* 190, 413–420 (1980).
- SUNYAEV ET ZELDOVICH. Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation. *Ap&SS* 7, 3–19 (1970).
- SWITZER ET HIRATA. Primordial helium recombination. I. Feedback, line transfer, and continuum opacity. *Phys. Rev. D* 77(8), 083006 (2008).
- TAILLET. Matière noire et rayons cosmiques galactiques. *Document d'habilitation à diriger des recherches* Université de Savoie (2010).
- TAM, HUI, ET KONG. Gamma-ray emission from globular clusters. *ArXiv e-prints* (2012).
- TAYLOR. A review of supersymmetry and supergravity. *Progress in Particle and Nuclear Physics* 12, 1 – 101 (1984).
- THE DARK ENERGY SURVEY COLLABORATION. The Dark Energy Survey. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2005).
- TISSERAND, LE GUILLOU, AFONSO, ET AL. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. *A&A* 469, 387–404 (2007).
- TOLSTOY, HILL, ET TOSI. Star-Formation Histories, Abundances, and Kinematics of Dwarf Galaxies in the Local Group. *ARA&A* 47, 371–425 (2009).
- TOMASSETTI. Origin of the spectral upturn in the cosmic-ray C /Fe and O /Fe ratios. *Phys. Rev. D* 92(6), 063001 (2015).

- TONRY, STUBBS, LYKKE, ET AL. The Pan-STARRS1 Photometric System. *ApJ* 750, 99 (2012).
- VAN BIBBER ET CAROSI. Status of the ADMX and ADMX-HF experiments. *ArXiv e-prints* (2013).
- VERA-CIRO, HELMI, STARKENBURG, ET BREDELS. Not too big, not too small: the dark haloes of the dwarf spheroidals in the Milky Way. *MNRAS* 428, 1696–1703 (2013).
- VERA-CIRO, SALES, HELMI, ET NAVARRO. The shape of dark matter subhaloes in the Aquarius simulations. *MNRAS* 439, 2863–2872 (2014).
- VERTCHENKO ET QUIROGA. The effective velocity and radius of spiral galaxies. *A&A* 335, 894–898 (1998).
- VIEL, BECKER, BOLTON, ET HAEHNELT. Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: New constraints from high redshift Lyman- α forest data. *Phys. Rev. D* 88(4), 043502 (2013).
- VON BALLMOOS. Antimatter in the Universe: constraints from gamma-ray astronomy. *Hyperfine Interactions* (2014).
- WALKER. Dark Matter in the Galactic Dwarf Spheroidal Satellites p. 1039. Springer Science+Business Media Dordrecht, edited by Oswalt, T. D. and Gilmore, G. (2013). doi: 10.1007/978-94-007-5612-0_20.
- WALKER ET PEÑARRUBIA. A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies. *ApJ* 742, 20 (2011).
- WALKER, MATEO, OLSZEWSKI, ET AL. Internal Kinematics of the Fornax Dwarf Spheroidal Galaxy. *AJ* 131, 2114–2139 (2006).
- WALKER, MATEO, OLSZEWSKI, ET AL. Velocity Dispersion Profiles of Seven Dwarf Spheroidal Galaxies. *ApJ* 667, L53–L56 (2007).
- WALKER, BELOKUROV, EVANS, ET AL. Leo V: Spectroscopy of a Distant and Disturbed Satellite. *ApJ* 694, L144–L147 (2009)a.
- WALKER, MATEO, ET OLSZEWSKI. Stellar Velocities in the Carina, Fornax, Sculptor, and Sextans dSph Galaxies: Data From the Magellan/MMFS Survey. *AJ* 137, 3100–3108 (2009)b.
- WALKER, MATEO, OLSZEWSKI, SEN, ET WOODROOFE. Clean Kinematic Samples in Dwarf Spheroidals: An Algorithm for Evaluating Membership and Estimating Distribution Parameters When Contamination is Present. *AJ* 137, 3109–3138 (2009)c.
- WALKER, COMBET, HINTON, MAURIN, ET WILKINSON. Dark Matter in the Classical Dwarf Spheroidal Galaxies: A Robust Constraint on the Astrophysical Factor for γ -ray Flux Calculations. *ApJ* 733, L46 (2011).
- WALKER, MATEO, OLSZEWSKI, ET AL. Magellan/M2FS Spectroscopy of the Reticulum 2 Dwarf Spheroidal Galaxy. *ApJ* 808, 108 (2015)a.
- WALKER, OLSZEWSKI, ET MATEO. Bayesian analysis of resolved stellar spectra: application to MMT/Hectochelle observations of the Draco dwarf spheroidal. *MNRAS* 448, 2717–2732 (2015)b.
- WALKER, MATEO, OLSZEWSKI, ET AL. Magellan/M2FS Spectroscopy of Tucana 2 and Grus 1. *ApJ* 819, 53 (2016).
- WALSH, JERJEN, ET WILLMAN. Boötes II: A Retrospective. *Astrophysics and Space Science Proceedings* 5, 191 (2008).
- WEINBERG, BULLOCK, GOVERNATO, KUZIO DE NARAY, ET PETER. Cold dark matter: controversies on small scales. *ArXiv e-prints* (2013).
- WEISZ, DOLPHIN, SKILLMAN, ET AL. The Star Formation Histories of Local Group Dwarf Galax-

- ies. I. Hubble Space Telescope/Wide Field Planetary Camera 2 Observations. *ApJ* 789, 147 (2014).
- WENIGER. A tentative gamma-ray line from Dark Matter annihilation at the Fermi Large Area Telescope. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 8, 007 (2012).
- WESTMEIER, STAVELEY-SMITH, CALABRETTA, ET AL. On the neutral gas content of nine new Milky Way satellite galaxy candidates. *MNRAS* 453, 338–344 (2015).
- WHITE ET REES. Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *MNRAS* 183, 341–358 (1978).
- WILLMAN ET STRADER. "Galaxy," Defined. *AJ* 144, 76 (2012).
- WILLMAN, GEHA, STRADER, ET AL. Willman 1 - A Probable Dwarf Galaxy with an Irregular Kinematic Distribution. *AJ* 142, 128 (2011).
- WILSON. Sculptor-Type Systems in the Local Group of Galaxies. *PASP* 67, 27–29 (1955).
- WITZE. Software error doomed Japanese Hitomi spacecraft (2016). URL <http://www.nature.com/news/software-error-doomed-japanese-hitomi-spacecraft-1.19835>.
- WOLF, MARTINEZ, BULLOCK, ET AL. Accurate masses for dispersion-supported galaxies. *MNRAS* 406, 1220–1237 (2010).
- XU. Latest results from AMS: positron fraction and antiproton ratio. TAUP 2015 (2014).
- YORK, ADELMAN, ANDERSON, JR., ET AL. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. *AJ* 120, 1579–1587 (2000).
- ZHAO. Analytical models for galactic nuclei. *MNRAS* 278, 488–496 (1996).
- ZWICKY. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta* 6, 110–127 (1933).
- ZWICKY. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *ApJ* 86, 217 (1937).

Résumé

De nombreuses observations astrophysiques indiquent l'existence de grandes quantités de masse manquante dans l'Univers, et ce de l'échelle galactique à l'échelle cosmologique. Découvrir la nature de cette masse invisible constitue le problème de la matière noire, qui apparaît comme l'un des enjeux majeurs de la physique moderne. Cette thèse s'inscrit dans le contexte de la détection *indirecte* de matière noire. Cette dernière serait composée de nouvelles particules élémentaires, dont les produits d'annihilation pourraient être observés dans le rayonnement cosmique. Nous étudions dans ce travail deux des canaux de recherche les plus prometteurs : les photons gamma et les anti-noyaux.

Les objets astrophysiques permettant de placer les meilleures contraintes actuelles en rayons gamma sont les galaxies naines sphéroïdes (dSphs) de la Voie Lactée. La première partie de notre travail a été consacrée à contraindre les facteurs J d'annihilation de ces objets, qui quantifient l'amplitude des flux gamma attendus. Nous avons pour cela mis au point une configuration optimisée d'analyse de Jeans, pour reconstruire les profils de densité de matière noire et leurs incertitudes à l'aide des données cinématiques stellaires. Notre configuration a été obtenue à l'aide de tests systématiques sur de très nombreuses dSphs simulées, et nous l'avons appliquée à vingt-trois dSphs de la Voie Lactée. La seconde partie de notre travail a consisté à mener une recherche de noyaux d'anti-hélium dans les données collectées par l'expérience AMS-02 sur la Station Spatiale Internationale. Nous avons pour cela mis au point une classification par arbres de décision boostés, et notre analyse préliminaire a permis d'obtenir les meilleures contraintes actuelles sur le rapport anti-hélium sur hélium.

Abstract

Many astrophysical observations suggest the existence of large amounts of missing mass in the Universe, from the galactic to the cosmological scale. Discovering the nature of this invisible mass forms the dark matter problem, which appears as one of the major challenges of modern physics. This thesis is established in the context of *indirect* detection of dark matter. The latter could consist of new elementary particles, whose annihilation products may be observed in cosmic rays. We study in this work two of the most promising research channels: gamma-rays and anti-nuclei.

The best constraints on dark matter properties from gamma-ray observations come from the dwarf spheroidal galaxies (dSphs) of the Milky Way. The first part of our work was devoted to computing the annihilation J -factors of these objects, which quantify the magnitude of the expected gamma-ray flux. We have developed an optimized Jeans analysis setup in order to reconstruct the dark matter density profiles of these objects and their associated uncertainties, using stellar kinematic data. Our optimized setup was obtained using systematic tests on numerous simulated dSphs, and we applied it to twenty-three dSphs of the Milky Way. The second part of our work was dedicated to the search for anti-helium nuclei in the cosmic ray data collected by the AMS-02 experiment on the International Space Station. We have developed a classification method using boosted decision trees, and our preliminary analysis has led to the best constraints to date on the anti-helium to helium ratio.