



HAL
open science

Recherche indirecte de matière noire en direction des galaxies naines avec le télescope à neutrinos ANTARES

Alexis Dumas

► **To cite this version:**

Alexis Dumas. Recherche indirecte de matière noire en direction des galaxies naines avec le télescope à neutrinos ANTARES. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2014. Français. NNT : 2014CLF22500 . tel-01164232

HAL Id: tel-01164232

<https://theses.hal.science/tel-01164232>

Submitted on 16 Jun 2015

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.

Numéro d'ordre : DU 2500
EDSF : 800

PCCF T 1405

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES
FONDAMENTALES

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

Docteur en Physique

de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand

Spécialité : Physique des particules

Présentée par

Alexis DUMAS

**Recherche indirecte de matière noire
en direction des galaxies naines avec
le télescope à neutrinos ANTARES.**

Soutenue publiquement le 21 octobre 2014

devant la commission d'examen constituée de :

V. BERTIN	
A. FALVARD	Président du jury
P. GAY	Directeur de thèse
A. KOUCHNER	Rapporteur
E. NEZRI	
S. ROSIER-LEES	Rapporteur

*La créature a deux états possibles : être et vivre.
Être est l'état passif, vivre est l'état actif.
Vivre, c'est avoir la conscience d'être.
La conscience est le principe de l'action.
Qui n'a pas conscience peut remplir une fonction, mais non faire une action.
Faire est propre à vivre.
Vivre, c'est agir.
Agir, c'est vouloir.
La volonté commence à l'action, et se prouve par elle.
La pensée commence à la volonté, et s'affirme par elle.
Là où il n'y a qu'action et volonté, il n'y a encore qu'instinct.
L'instinct est le rudiment de la pensée.
L'instinct est toute la quantité de pensée possible à l'être sans la liberté.
La volonté trouve, la liberté choisit.
Trouver et choisir, c'est penser.*

Victor Hugo, *Océan*, Paris, Eds. Robert Laffont, collec. Bouquins, 1989, p. 25

Remerciements

De nombreuses personnes m'ont étrangement parlé d'un directeur de thèse comme d'un chef, un supérieur hiérarchique ou encore un encadrant. Le choix des mots n'est jamais innocent ; il reflète nos ressentis et nos impressions, à l'instar de ceux qui disent « thésards » au lieu de doctorants.

Je remercie Pascal, mon directeur de thèse, d'avoir dirigé mes travaux.

À chaque réunion de collaboration de l'expérience ANTARES j'ai pu apprécié l'esprit de sympathie de tous ses membres. Outre l'excellent esprit dont j'ai pu être le témoin, il y a plusieurs personnes que je souhaite remercier.

Goulven Guillard m'a régulièrement rappelé l'importance de la compréhension du détecteur dans ses moindres détails. Il a toujours été présent lorsque j'avais besoin d'aide, et ce jusqu'à ma soutenance.

Je remercie Vincent Bertin et Emmanuel Nezri. Leur complémentarité a été précieuse, leurs questions et suggestions ont grandement contribué à la qualité de ce manuscrit.

Je remercie Guillaume Lambard pour sa collaboration dans le secteur épineux du software et de l'analyse de données. Merci à Ziad Charif pour tous nos échanges sur la façon de vivre une thèse, même si nos chemins se sont croisés que quelques mois.

Un merci tout particulier à Antoine Kouchner et Sylvie Rosier-Lees pour avoir consacré de leur temps à l'examen de mes travaux avec une réactivité exemplaire.

J'ai bénéficié d'une grande liberté d'action, et de réflexion. Ma vie est pavée de formidables rencontres qui ont contribué à augmenter curiosité et volonté d'apprendre et de penser. Que ma famille et mes amis en soient ici remerciés.

Table des matières

I	Matière noire et galaxies naines	8
1	Matière noire	10
1.1	Un peu d'histoire	10
1.2	Le modèle Λ CDM	11
1.3	Auto-annihilation de matière noire	16
1.4	Au-delà du Modèle Standard de la physique des particules	19
1.5	Les expériences	21
1.5.1	LHC, le collisionneur	22
1.5.2	Détection directe	22
1.5.3	Détection indirecte	24
2	Les galaxies naines satellites de la Voie Lactée	30
2.1	Les galaxies naines du Groupe local	30
2.2	Question des satellites manquants	34
2.3	Le problème « cusp/core »	35
2.4	Les forces de marée	40
II	Flux de neutrinos provenant des galaxies naines	44
3	Auto-annihilation de matière noire et facteur J	46
3.1	Galaxies naines sélectionnées	46
3.2	Profil de densité de matière noire	49
3.3	Modélisation de la matière noire des galaxies naines	53
3.3.1	Déduction de σ_{los} à partir des données stellaires	53
3.3.2	Calcul de σ_{los} avec l'équation de Jeans et optimisation des profils de matière noire	58
3.3.3	Facteur J	63
4	Production de neutrinos par auto-annihilation de matière noire	67
III	ANTARES et la matière noire des galaxies naines	76
5	Les télescopes à neutrinos et ANTARES	78
5.1	Les télescopes à neutrinos	78

5.1.1	Principe de détection	78
5.1.2	Le bruit de fond	85
5.1.3	Les télescopes à neutrinos passés, actuels et futurs	87
5.2	L'expérience ANTARES	88
5.2.1	Collaboration et choix du site	89
5.2.2	La composition du détecteur	90
5.2.3	Acquisition et pré-traitement des données	94
5.3	Les algorithmes de reconstruction	98
5.3.1	AAFit	100
5.3.2	BBFit	102
5.3.3	GridFit	105
6	Recherche de matière noire dans les galaxies naines	108
6.1	Production des données simulées	108
6.2	Sensibilité au signal de neutrinos	114
6.2.1	AAFit	114
6.2.2	BBFit	121
6.2.3	GridFit	125
6.2.4	Analyse combinée	130
6.3	Sensibilité à la section efficace d'auto-annihilation de matière noire	131
6.4	Limite à la section efficace d'auto-annihilation de matière noire	137
6.4.1	Incertitudes et systématiques	137
6.4.2	Résultats de l'analyse	138

Introduction

Les particules du Modèle Standard de physique des particules sont aujourd'hui toutes découvertes expérimentalement. Si d'autres particules existent, ce modèle ne les décrit pas. De nombreux modèles extra-dimensionnels ou supersymétriques proposent d'étendre le Modèle Standard de physique des particules en intégrant de nouvelles particules. Parallèlement, les observations astrophysiques nous laissent penser que l'Univers n'est pas uniquement composé de matière visible. La vitesse de rotation des galaxies, la masse des amas de galaxies, la formation des grandes structures, tous ces sujets sont autant d'arguments postulant l'existence d'une matière invisible qui permettrait de mieux comprendre l'évolution de l'Univers et sa structure actuelle. Matière noire froide, tiède ou chaude, elle est intégrée dans l'ensemble des modèles cosmologiques étudiés aujourd'hui, dont celui le plus cité, Λ CDM. Les deux communautés de physiciens, celle de l'infiniment petit et celle de l'infiniment grand, pourraient être à la recherche d'un seul et même composant, la matière noire.

La possibilité de son existence est l'un des sujets les plus stimulants de la physique moderne. Impossible à observer avec nos instruments actuels, nous pouvons néanmoins supposer que la matière noire peut se désintégrer, s'annihiler ou tout simplement interagir avec la matière visible. C'est cet ensemble de possibilités qui s'exprime par la diversité des expériences qui la recherchent. La collaboration ANTARES et son télescope à neutrinos constituent l'une de ces expériences à travers la recherche indirecte de matière noire. S'il est possible d'en observer les effets avec un télescope à neutrinos, la question reste de savoir où chercher. Ce travail de thèse se focalisera plus particulièrement sur une des sources astrophysiques potentielles, les galaxies naines sphéroïdales satellites de la Voie Lactée.

Nous débuterons ce manuscrit en présentant l'objet de notre recherche, la matière noire. Après avoir rappelé les moments clés de la physique du vingtième siècle suggérant son existence, nous montrerons pourquoi la matière noire est un pilier indispensable aux modèles cosmologiques actuels. Nous aborderons plus précisément l'auto-annihilation de la matière noire qui sera le phénomène physique au cœur de notre analyse, avec sa section efficace $\langle\sigma_a v\rangle$. Après une rapide énumération des modèles de physique des particules proposant un candidat de matière noire, nous aborderons les différents types d'expérience recherchant des signes de son existence. Le second chapitre de cette première partie sera dédié à la source de notre étude, les galaxies naines. Leurs distances à la Terre étant voulues les plus petites possibles, nous listerons les satellites de la Voie Lactée que nous pouvons étudier. Nous commencerons pour cela par une présentation détaillée de la structure de notre groupe, le Groupe local. Les galaxies naines sont encore méconnues dû à leurs petites tailles

et à leurs faibles proportions de matière visible. La suite du chapitre portera donc plus particulièrement sur deux interrogations les concernant, leur nombre dans le Groupe local et la densité de matière noire en leurs centres. Nous discuterons enfin de l'impact des forces de marée de la Voie Lactée sur ces objets astrophysiques.

La seconde partie sera consacrée à nos travaux sur la simulation du flux de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines. Dans un premier temps nous expliquerons la méthode employée pour modéliser la distribution de matière noire de chacune des galaxies naines étudiées. Les paramètres des profils de densité de matière noire déterminés, nous en déduisons les valeurs des facteurs astrophysiques J pour chaque galaxie et pour différents profils de matière noire. Dans un second temps nous calculerons les spectres en énergie des neutrinos produits lors de l'auto-annihilation de matière noire. Nous considérerons l'oscillation des neutrinos durant leur voyage entre les galaxies et la Terre. La combinaison de ces résultats nous permettra de déterminer un flux de neutrinos en fonction de l'objet étudié, du canal d'auto-annihilation de la matière noire ainsi que de sa masse.

Dans la dernière partie de ce manuscrit, nous présenterons le domaine des télescopes à neutrinos et leurs fonctionnements. Nous nous pencherons plus particulièrement sur celui dont nous avons exploité les données, ANTARES. Avant de présenter notre analyse, nous détaillerons les différents algorithmes de reconstruction que nous avons utilisé. L'analyse consistera tout d'abord en la propagation du flux de neutrinos, établis dans la partie 2, du voisinage de la Terre jusqu'au détecteur. Une fois la simulation complétée, nous appliquerons les différents algorithmes de reconstruction pour déterminer les sensibilités du détecteur au signal de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines. Une analyse combinée nous permettra de déterminer une sensibilité optimale pour différentes hypothèses de masse du candidat de matière noire allant de $25 \text{ GeV}/c^2$ à $100 \text{ TeV}/c^2$. Par la suite, nous établirons la sensibilité du détecteur à la section efficace d'auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$. Nous terminerons en présentant nos résultats sur les données réelles prises par ANTARES.

Première partie

Matière noire et galaxies naines

Chapitre 1

Matière noire

Après une rapide chronologie des découvertes liées à la matière noire au cours du vingtième siècle, nous aborderons plus en détail le modèle cosmologique dominant dans lequel s'inscrit aujourd'hui cet hypothétique composant de l'Univers, au même titre que la matière ordinaire. Nous expliquerons également en quoi la connaissance de la valeur de la section efficace d'auto-annihilation de matière noire permettrait de mieux comprendre la formation de l'Univers. Nous poursuivrons ce chapitre en introduisant les modèles de physique des particules au-delà du modèle standard minimal qui proposent un cadre théorique aux particules de matière noire. Nous terminerons en présentant les différents types d'expériences recherchant actuellement des preuves d'existence de matière noire.

1.1 Un peu d'histoire

La masse d'une galaxie peut être calculée par deux méthodes : selon la vitesse des étoiles qui la composent et selon l'évaluation de sa luminosité absolue. Une différence entre ces deux valeurs est constatée pour la première fois en 1933 par Fritz Zwicky suite à l'observation des vitesses d'échappement des galaxies dans l'amas de Coma [119]. Il postule alors l'existence d'une matière indétectable par les instruments de l'époque, la matière noire.

Dans les années qui suivirent, trois autres physiciens firent des constats similaires. En 1936, Sainclair Smith parvient à la même conclusion pour l'amas de Virgo [100]. En 1939, Horace Babcock mesure et calcule différents paramètres de la galaxie d'Andromède et conclue à une vitesse de rotation plus élevée que la valeur attendue [19]. En 1940 enfin, Jan Oort publie une étude des galaxies NGC 3115 et 4494 où il conclut à une densité plus élevée au-delà du centre de la galaxie NGC 3115 [86]. La figure 1.1 schématise la différence entre la distribution observée des vitesses de rotation des étoiles et la distribution attendue dans le cas où seule la matière visible compose une galaxie.

Jeremiah Ostriker et James Peebles proposent en 1973 l'existence d'un halo supplémentaire pour expliquer la stabilité des galaxies [87]. Se basant entre autre sur les observations précédemment citées, ils démontrent que ce halo s'étend au-delà du disque de matière stellaire des galaxies et qu'il est plus massif que ce dernier. La validité de cette hypothèse se précise en 1975 lorsque Morton S. Roberts et Robert N. Whitehurst mesurent la vitesse de rotation de M31 jusqu'à 30 kpc du centre de cette galaxie et confirment que cette

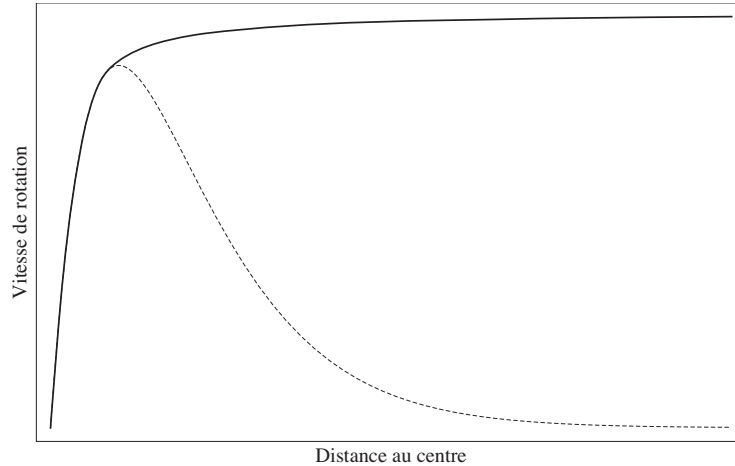


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de la distribution des vitesses des étoiles attendue (courbe en tirets) et observée (courbe en trait plein).

vitesse ne décroît pas comme ce qui est attendu dans les modèles sans matière noire. James Peebles montrera en 1982 que les particules de matière noire doivent être plus massives que les neutrinos. Il introduit la notion de WIMP (Weakly Interactive Massive Particles) [88].

Dans les années 90, le modèle cosmologique Λ CDM (Standard Cold Dark Matter), modèle le plus soutenu jusqu'alors, est de plus en plus contesté par les études des structures à grandes échelles d'une part ainsi que par les observations de COBE (Cosmic Background Explorer) d'autre part [66]. En effet, il est établi que la matière noire ne peut pas avoir une densité proche de la densité critique de l'Univers, comme le suggérait le modèle SCDM. Deux modèles sont proposés pour succéder à SCDM. Le modèle OCDM (Open Cold Dark Matter) considère que la densité totale de l'Univers est égale à la somme des densités de matière ordinaire et de matière noire. La différence avec le modèle SCDM et que dans le modèle OCDM, la densité totale de l'Univers est inférieure à la densité critique. En 1998, la découverte de l'expansion de l'Univers par les équipes SCP, Supernova Cosmology Project [90] et SST, Supernovae Search Team [95] suggère l'existence d'une nouvelle composante, la constante cosmologique, qui ne dépendrait ni de la matière ordinaire ni de la matière noire. Les mesures de la densité totale de l'Univers se rapprochant de la densité critique, le modèle OCDM est abandonné au profit du modèle Λ CDM.

1.2 Le modèle Λ CDM

Nous allons évoquer dans cette section les points majeurs faisant du modèle Λ CDM le modèle cosmologique dominant à l'heure actuelle.

La loi de Hubble, du nom de l'astronome éponyme Edwin Hubble, énonce que les galaxies s'éloignent de nous et que leur vitesse d'éloignement est proportionnelle à la distance entre la galaxie ciblée et la Voie Lactée [55]. Le domaine de validité de cette loi est la partie observable de l'Univers. Le principe cosmologique qui pose l'hypothèse que l'Univers est

homogène et isotrope nous permet d'étendre la loi de Hubble à l'ensemble de l'Univers. Deux corps s'attirent proportionnellement à leurs masses M et m et à l'inverse du carré de leur distance. Cette attraction est décrit par la loi de la gravitation

$$F = G \frac{Mm}{r^2} \quad (1.1)$$

où $G = 6.67384 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^2$ est la constante gravitationnelle et r la distance entre les deux corps. En intégrant cette équation nous obtenons l'énergie potentielle

$$E_p = -G \frac{Mm}{r}. \quad (1.2)$$

Notons qu'ici, la constante d'intégration est nulle car $E_p(r \rightarrow \infty) = 0$. Si nous considérons un objet sphérique de densité constante ρ , sa masse vaut $M = 4\pi\rho r^3/3$. Son énergie cinétique est égale à $T = m\dot{r}^2/2$ (nous notons la dérivée par rapport au temps avec un point : $dx/dt = \dot{x}$). La conservation de l'énergie nous donne alors

$$U = T + E_p = \frac{m\dot{r}^2}{2} - G \frac{4\pi\rho r^2 m}{3} \quad (1.3)$$

Plaçons nous dans un espace-temps à trois dimensions d'espace et une dimension de temps. Notons \vec{r} un vecteur évoluant dans le temps et qui prendra l'indice i lorsque nous serons à l'instant initial t_0 . En utilisant la notion de distance comobile, nous pouvons formaliser l'évolution du vecteur \vec{r} comme suit :

$$\vec{r} = a(t)\vec{r}_i, \quad (1.4)$$

où \vec{r} représente la distance réelle alors que \vec{r}_i représente cette même distance mais dans le référentiel temporel où le facteur d'échelle a vaut $a(t_0) = 1$. En injectant l'équation 1.4 dans l'équation 1.3, elle devient

$$U = \frac{m\dot{a}^2 r_i^2}{2} - \frac{4\pi}{3} G \rho a^2 r_i^2 m. \quad (1.5)$$

Notons que la dérivée de r_i par rapport au temps est nulle car sa valeur correspond par définition à un état figé de l'Univers. En réarrangeant les termes et en introduisant la courbure spatiale $k = -2U/mr_i^2$ ainsi que le paramètre de Hubble $H = \dot{a}/a$ nous obtenons l'équation de Friedmann

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{k}{a^2}. \quad (1.6)$$

Nous utilisons ici la convention $c = 1$ pour la célérité de la lumière. De ce fait, la constante k peut être exprimée en s^{-2} ou en m^{-2} . Trois cas sont possibles pour sa valeur : négative, positive ou nulle, chacun de ces cas correspondant à un type d'Univers ainsi qu'à une géométrie (voir tableau 1.1).

L'Univers est en expansion tant que le paramètre de Hubble est supérieur à 0, ce qui est le cas lorsque k est négatif ou nul. En considérant les cas limites où la densité de matière ou

Courbure	Univers	Géométrie
$k < 0$	ouvert	hyperbolique
$k > 0$	fermé	sphérique
$k = 0$	plat	plat

TABLE 1.1 – Scénarios en fonction de la valeur de courbure spatiale.

de rayonnement domine, nous pouvons montrer que $a(t) < t$. En effet lorsque l'Univers est dominé par la matière, $a(t) \propto t^{2/3}$. Si ce sont les rayonnements qui dominent, alors $a(t) \propto t^{1/2}$ (une démonstration est faite dans le chapitre 5 de [65]). En reprenant l'équation de Friedmann (équation 1.6) et en négligeant la densité ρ , ce qui est une bonne approximation à partir d'un âge avancé de l'Univers, nous obtenons

$$H^2 = -\frac{k}{a^2}. \quad (1.7)$$

En simplifiant cette équation par a^2 , nous voyons que $a(t) \propto t$. Dans ce scénario, l'expansion de l'Univers s'accélère.

La constante de Hubble H_0 est la valeur actuelle du paramètre de Hubble. L'analyse des données du satellite Planck publiée en mars 2013 [10] fait office aujourd'hui de référence quant à son estimation : $H_0 = 67.3 \pm 1.2 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. Cela signifie qu'une galaxie à une distance de 1 Mpc de nous (ce qui est l'ordre de grandeur des distances séparant les galaxies les unes des autres) s'éloigne à une vitesse de 67.3 km.s^{-1} .

La seconde constante importante en cosmologie est la densité critique, définie comme la densité de l'Univers dans le scénario où $k=0$:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.8)$$

Si nous prenons la valeur donnée par la collaboration Planck pour la constante de Hubble, nous obtenons $\rho_c = 1.27 \pm 0.03 \cdot 10^{11} \text{ M}_\odot.\text{Mpc}^3$, ce qui revient à dire qu'en moyenne nous trouvons une galaxie comme la Voie Lactée par Mpc^3 . Le paramètre de densité est alors défini par

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (1.9)$$

où ρ est la densité mesurée d'un composant de l'Univers. Comme pour le paramètre de Hubble, la constante de densité actuelle est notée Ω_0 . En réarrangeant les termes, nous pouvons mettre en évidence l'impact de la courbure spatiale k sur ce paramètre de densité

$$\Omega - 1 = \frac{k}{a^2 H^2}. \quad (1.10)$$

La constante cosmologique Λ est la dernière constante à introduire pour discuter du modèle ΛCDM . Albert Einstein a été le premier à proposer ce paramètre pour obtenir un Univers statique. En se plaçant dans ce type d'Univers (autrement dit en considérant un facteur

d'échelle constant), il émettait l'hypothèse d'une courbure spatiale positive qu'il compensait par la constante cosmologique pour obtenir un paramètre de Hubble nul. L'équation de Friedmann devient alors

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.11)$$

Une constante cosmologique positive agit comme une force répulsive permettant de contraindre l'expansion de l'Univers. Nous pouvons définir un paramètre de densité propre à ce nouveau composant de l'Univers :

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}, \quad (1.12)$$

$$\Omega + \Omega_\Lambda - 1 = \frac{k}{a^2H^2}. \quad (1.13)$$

Nous avons désormais l'ensemble des éléments permettant d'interpréter les contraintes sur le modèle Λ CDM. La figure 1.2 représente les résultats de trois catégories d'expériences. Sur cette figure, l'axe des abscisses correspond au paramètre de densité de matière et l'axe des ordonnées au paramètre de densité de la constante cosmologique. Les flux lumineux des explosions de supernovae (SNe) sont comparés avec leur luminosité intrinsèque. Nous pouvons alors en déduire la distance de luminosité qui est notamment fonction de Ω_Λ et Ω_m . Ce résultat est montré en bleu sur la figure 1.2. Le second type d'expériences analyse le fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) et obtient une dégénérescence matière/constante cosmologique, ici représentée en orange. Les oscillations acoustiques des baryons (BAO pour Baryonic Acoustic Oscillations) sont des conséquences de deux forces opposées générant des contractions et décontractions de nuages de gaz ionisé. Ces oscillations dépendent également des constantes cosmologiques et contraignent fortement le paramètre de densité de matière. Ce résultat est visible en vert sur la figure 1.2. Le point de convergence de toutes ces expériences fait office de référence aujourd'hui pour les estimations de Ω_Λ et Ω_m .

Dans cette zone, l'Univers est composé de 30% de matière et de 70% d'une composante décrite par la constante cosmologique. Cette composante est appelée l'énergie noire. La seconde information que nous apportent ces observations est que le paramètre de densité totale de l'Univers est proche de 1, ce qui suppose que nous serions dans un Univers plat ou quasi-plat. L'équation 1.13 nous permet en effet de distinguer trois régions sur ce graphique. Lorsque la somme des paramètres de densité est supérieure à 1, k est positif et l'Univers est fermé. Inversement si cette somme est inférieure à 1, k est négatif et nous obtenons un Univers ouvert. Enfin, lorsque $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ est strictement égal à 1, les termes de gauche de l'équation 1.13 s'annulent, k est alors nul et nous sommes en présence d'un Univers plat. Ces résultats sont résumés dans le tableau 1.2.

Le postulat de Zwicky, évoqué au début de ce chapitre, suggère qu'une partie de la matière qui compose l'Univers n'est pas de la même nature que celle que nous pouvons observer. Quelques éléments complémentaires peuvent aujourd'hui être apportés. Nous savons tout d'abord, grâce à l'étude de la nucléosynthèse stellaire, que l'Univers est composé à moins d'1% de matière lumineuse. La densité de matière qui forme la masse des étoiles et des galaxies peut également être évaluée en utilisant l'abondance des éléments tels

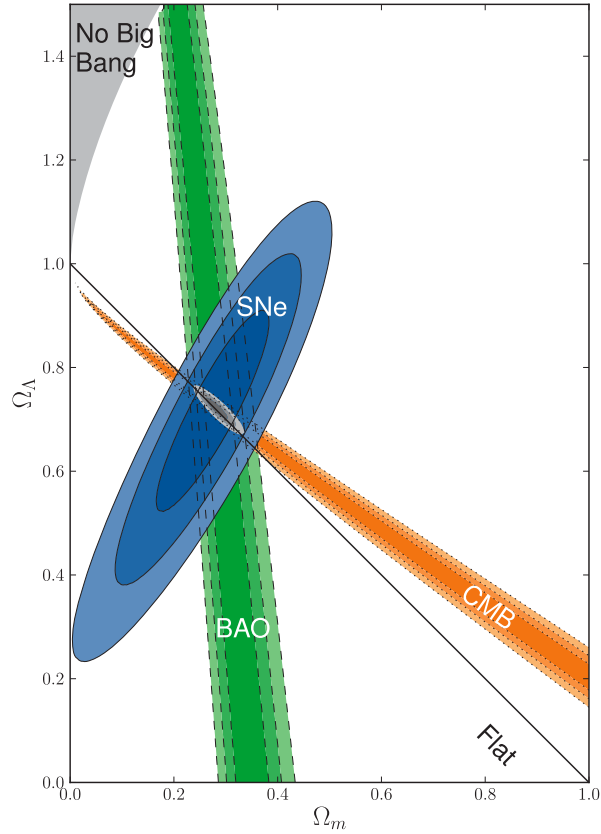


FIGURE 1.2 – Modèle Λ CDM : régions de confiance de 68.3%, 95.4% et 99.7% dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ pour les contraintes données par l’analyse de supernovae (en bleu), de l’oscillation acoustique des baryons (en vert) et du fond diffus cosmologique (en orange). (figure tirée de [105])

que l’Hélium [20] ou le Lithium [39]. Il en ressort que le paramètre de densité de matière baryonique Ω_b ne peut excéder 0.02. Si nous nous référons à la figure 1.2, nous constatons que les expériences comme SDSS [89], qui étudient les oscillations acoustiques des baryons, ont contraint le paramètre de densité de matière à plus de 0.23, ce qui est plus de dix fois supérieur au paramètre de densité de matière baryonique. Cette différence est souvent imputée à l’existence de matière noire, matière qui n’aurait jamais été détectée. L’autre possibilité est l’existence d’une matière ordinaire non baryonique.

Paramètres de densité	Univers
$\Omega_m + \Omega_\Lambda < 1$	ouvert
$\Omega_m + \Omega_\Lambda > 1$	fermé
$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$	plat

TABLE 1.2 – Scénarios en fonction de la valeur de courbure spatiale

1.3 Auto-annihilation de matière noire

Ce travail de thèse a pour but d’analyser les données du télescope à neutrinos ANTARES pour déterminer si des neutrinos provenant de l’auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines ont été détectés. Si aucun excès de neutrinos n’est relevé, nous donnerons une limite sur la section efficace d’auto-annihilation de matière noire moyennée par la distribution de sa vitesse, $\langle \sigma_a v \rangle$. Pour introduire ce paramètre, il est nécessaire de rappeler quelques notions sur la formation de l’Univers.

L’Univers était initialement chaud et dense, les interactions entre les particules étaient donc plus nombreuses qu’aujourd’hui. Une particule donnée à cette époque est considérée comme en équilibre tant que son taux d’interaction Γ est plus grand que le taux d’expansion de l’Univers H que nous avons présenté plus tôt dans ce chapitre. Les particules ayant une vitesse proche de celle de la lumière sont dites relativistes, ce qui peut s’écrire $m < T$, où m est la masse de la particule et T la température de l’Univers. Par opposition, les particules non-relativistes correspondent à $m > T$. Nous verrons que ce sont les particules relativistes qui dominent la densité numérique de particules de l’Univers.

La densité numérique d’une espèce de particules est donnée par

$$n = \frac{g}{2\pi^3} \int d^3p f(p) \quad (1.14)$$

où g représente la dégénérescence de la particule et $f(p)$ la fonction de distribution associée à la particule. Nous utiliserons la distribution de Fermi-Dirac (équation 1.15a) pour décrire les fermions et celle de Bose-Einstein pour décrire les bosons (équation 1.15b). Par convention, nous fixons la constante de Boltzmann k_B à 1.

$$f_{FD}(p) = \frac{1}{e^{(E(p)-\mu)/T} + 1} \quad (1.15a)$$

$$f_{BE}(p) = \frac{1}{e^{(E(p)-\mu)/T} - 1} \quad (1.15b)$$

Ici E est l’énergie de la particule, μ son potentiel chimique et T la température. Nous remplaçons l’énergie par son expression en négligeant les interactions entre particules tant que nous sommes à l’instant primordial :

$$E(p) = \sqrt{m^2 + p^2}. \quad (1.16)$$

Nous négligerons enfin le potentiel chimique, très faible à cette époque et ce quelque soit la particule. Dans la limite relativiste, lorsque $m < T$, le terme de l’exponentielle devient

négligeable. En remplaçant $f(p)$ dans 1.14 par l'une des deux équations 1.15, nous obtenons

$$n = \frac{\zeta}{\pi^2} g T^3, \quad (1.17)$$

où seule la constante ζ varie selon que nous utilisons l'une ou l'autre des distributions. En effet dans le cas de la distribution de Fermi-Dirac $\zeta \approx 0.9$ et dans le cas de la distribution de Bose-Einstein $\zeta \approx 1.2$. Lorsque nous nous plaçons dans le cas non relativiste ($m \gg T$), l'exponentielle domine et la densité numérique vaut

$$n = g \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-m/T}. \quad (1.18)$$

Si les particules qui composent l'Univers étaient toujours régies par cette équation, ce dernier serait aujourd'hui composé principalement de photons, qui n'ont pas de masse. Pour expliquer l'Univers actuel, il est nécessaire d'introduire la notion de découplage des éléments.

Le volume V de l'Univers évolue en a^3 , où a est le facteur d'échelle introduit précédemment dans ce chapitre. De ce fait, la densité numérique n d'une espèce de particules évolue en a^{-3} car $n = N/V$, N étant le nombre total de l'espèce de particules considérée. L'équation de Boltzmann nous donne l'évolution de cette densité numérique. Pour cela, nous introduisons un terme de collision C qui dépend des particules en jeu :

$$\frac{1}{a^3} \frac{d(na^3)}{dt} = C. \quad (1.19)$$

Nous nous limiterons au cas où deux particules s'annihilent en deux autres particules plus légères :

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4 \quad (1.20)$$

Dans ce cas, la constante C sera la somme d'un terme de destruction des particules 1 et 2 et d'un terme de création des particules 3 et 4. Le terme de destruction peut être construit en utilisant la section efficace de destruction $\langle \sigma v \rangle$ que nous multiplions par les densités numériques des espèces 1 et 2. Ainsi, le terme de destruction s'écrit $-\langle \sigma v \rangle n_1 n_2$. Nous prenons la valeur opposée car ces particules sont détruites à chaque interaction. À l'équilibre chimique, le terme de collision disparaît. Les termes de destruction et de création se compensent. Si nous considérons un terme B représentant une section efficace de création, nous obtenons alors

$$B = \langle \sigma v \rangle \left(\frac{n_1 n_2}{n_3 n_4} \right)_{\text{eq}} \quad (1.21)$$

où l'indice eq indique que nous sommes à l'équilibre chimique. En remplaçant C dans l'équation 1.19 par l'expression que nous venons d'établir, nous obtenons

$$\frac{1}{a^3} \frac{d(n_i a^3)}{dt} = -\langle \sigma v \rangle \left[n_1 n_2 - \left(\frac{n_1 n_2}{n_3 n_4} \right)_{\text{eq}} n_3 n_4 \right] \quad (1.22)$$

Ici n_i correspond à n_1 et/ou n_2 . Dans le cas où les différentes espèces de particules sont déjà à l'équilibre, le terme de droite s'annule et les densités numériques n_1 et n_2 n'évoluent qu'en fonction du volume de l'Univers. Si $n_i > n_i^{\text{eq}}$ pour l'une et/ou l'autre des deux espèces de particules initiales, le terme de droite est négatif, ce qui signifie que la densité numérique diminue plus rapidement que le volume de l'Univers ne grossit. Il y a donc un retour à l'équilibre progressif pour ces particules. Il en est de même dans le cas où $n_i < n_i^{\text{eq}}$, où le terme de droite sera positif et où la densité numérique de l'espèce de particules diminuera plus lentement que le volume de l'Univers ne grossit. Nous nous concentrerons ici uniquement sur le cas de l'auto-annihilation de matière noire mettant en jeu 2 particules de matière noire qui produisent 2 particules de masses plus légères. Dans la suite de ce document nous noterons la particule de matière noire χ :

$$\chi + \bar{\chi} \longrightarrow \ell + \bar{\ell}. \quad (1.23)$$

ℓ représente ici une particule de masse plus légère que χ . Si nous supposons que les densités numériques des particules produites sont à l'équilibre, $n_\ell = n_\ell^{\text{eq}}$, alors l'équation 1.22 devient

$$\frac{1}{a^3} \frac{d(n_\chi a^3)}{dt} = -\langle \sigma_a v \rangle [n_\chi^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2] \quad (1.24)$$

En introduisant le taux d'annihilation tel que $\Gamma_\chi = \langle \sigma_a v \rangle n_\chi$, nous pouvons réécrire l'équation ci-dessus et faire apparaître le paramètre de Hubble :

$$\frac{d \ln(n_\chi a^3)}{d \ln a} = -\frac{\Gamma_\chi}{H} \left[1 - \left(\frac{n_\chi^{\text{eq}}}{n_\chi} \right)^2 \right]. \quad (1.25)$$

Le rapport entre le taux d'annihilation de matière noire et le paramètre de Hubble, $\frac{\Gamma_\chi}{H}$, diminuant avec le temps, il arrive un moment où sa valeur devient inférieure à 1. Cet instant est appelé le découplage. L'évolution de la densité numérique des particules de matière noire est présentée figure 1.3. Avec le temps, l'Univers s'étend et les densités de ses différents composants diminuent ce qui entraîne une diminution de la température moyenne de l'Univers. L'axe des x de la figure 1.3 représente donc également l'âge de l'Univers. L'axe des y représente la densité numérique des particules de matière noire divisée par a^3 . Comme nous l'avons vu précédemment (équation 1.19), cette quantité doit être constante en l'absence de collisions. Nous pouvons observer que c'est effectivement le cas lorsque $m \ll T$, ce qui correspond au cas relativiste. D'après l'équation 1.17, qui donne la densité numérique d'une espèce de particules dans la limite relativiste, $n \propto T^3$. Comme $T \propto a^{-1}$, il est normal que na^{-3} tende vers une constante lorsque $m \ll T$. Lorsque la masse des particules de matière noire devient supérieure à la température de l'Univers, nous passons dans le cas non-relativiste, décrit par l'équation 1.18. Nous pouvons également constater que sans découplage de la matière noire, la densité numérique continuerait à décroître jusqu'à 0 (ce qui correspondrait sur la figure 1.3 au prolongement en pointillé de la courbe). L'introduction de la section efficace d'annihilation et donc du taux d'annihilation de matière noire permet de définir le moment où le découplage se produit. Cet instant dépend donc de la valeur de $\langle \sigma_a v \rangle$. L'objectif de notre analyse est d'en déterminer la valeur ou de la contraindre. En considérant les résultats présentés précédemment, nous pouvons donner une valeur approchée de cette section efficace [58] :

$$\Omega_\chi h^2 - m_\chi n_\chi / \rho_c \sim 3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} / \langle \sigma_a v \rangle \quad (1.26)$$

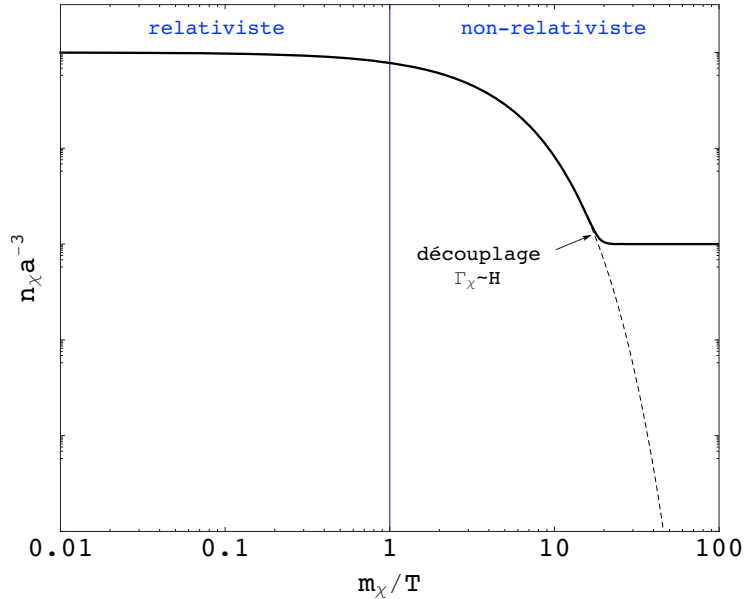


FIGURE 1.3 – Illustration schématique de l’évolution de la densité numérique des particules de matière noire en fonction du rapport entre la masse de la particule de matière noire et de la température de l’Univers. Le trait vertical bleu représente le passage progressif du cas relativiste au cas non-relativiste.

1.4 Au-delà du Modèle Standard de la physique des particules

La matière noire est de nature baryonique ou non. Dans le premier cas, cela signifierait que nous sous-estimons le paramètre de densité de la matière baryonique. Une explication serait que la matière manquante n’émet pas suffisamment de lumière pour que nos instruments actuels la détectent. Si au contraire la matière noire est non-baryonique, nous n’avons alors aucune information dessus. Dans les deux cas, de nombreux candidats ont été proposés. Une autre voie, proposée par Milgrom Mordehai, est de corriger les lois de la gravitation, en particulier la seconde loi de Newton à faible accélération. Cette théorie, appelée théorie MOND (Modified Newtonian dynamics) ne sera pas développée ici, nous renvoyons le lecteur à [80] pour un développement détaillé de cette alternative à la matière noire.

Le modèle standard de la physique des particules décrit les interactions (à l’exception de la gravitation) entre les particules élémentaires constituant la matière ordinaire. Cette théorie possède 19 paramètres libres : 3 constantes de couplages des groupes de jauge (respectivement associées aux interactions électromagnétique, faible et forte), 9 valeurs de masse des fermions (6 quarks et 3 leptons), 4 paramètres de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) décrivant le changement de saveur des quarks et 2 paramètres propres au boson de Higgs. Les particules du modèle standard sont listées dans le tableau 1.3. Le boson de Higgs a récemment été découvert par les expériences ATLAS et CMS qui ont évalué sa masse à $125.9 \pm 0.4 \text{ GeV}/c^2$ [26], confirmant l’existence de cette particule prédite par le

modèle standard. Ce modèle ne décrit pas pour autant toute la physique des particules. Il ne propose en effet aucune explication à la baryogénèse de grande unification et aucune de ses particules n'est, aujourd'hui, un candidat à la matière noire.

Les modèles supersymétriques étendent ce modèle en postulant l'existence de nouvelles particules. Ces nouvelles particules, appelées superpartenaires, permettent d'établir une relation entre les fermions de spin demi-entier et les bosons de spin entier en leur associant des superpartenaires respectivement de spin entier et demi-entier (l'ensemble de ces particules est référencé dans le tableau 1.3). Notons que dans certains modèles supersymétriques comme le MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model), il est nécessaire d'introduire un second doublet de Higgs. Sous cette hypothèse, il y a alors non pas 1 mais 4 bosons de Higgs différents parmi les particules ordinaires. Ce point est expliqué dans [58].

Les particules ordinaires et leur superpartenaire se différencient par leur R-parité définie

Particules du modèle standard		Partenaires supersymétriques	
Symbole	Nom	Symbole	Nom
u, c, t, d, s, b	quarks	$\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$	squarks
e, μ , τ	leptons	$\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$	sleptons
ν_e, ν_μ, ν_τ	neutrinos	$\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$	sneutrinos
g	gluons	\tilde{g}	sgluons (gluinos)
W^\pm	boson W	\tilde{W}^\pm	Wino
Z^0	boson Z	\tilde{Z}^0	Zino
γ	photon	$\tilde{\gamma}$	Photino
h	Higgs	\tilde{h}	Higgsino

TABLE 1.3 – Les particules du modèle standard et leur particule supersymétrique associée.

comme

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.27)$$

où B et L sont respectivement les nombres baryonique et leptonique et S le spin de la particule considérée. Les particules ordinaires ont donc une R-parité de 1 et les particules supersymétriques une R-parité de -1. La conservation de la R-parité a entre autres pour conséquences la production en paires de particules supersymétriques ainsi que la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère. Lors de la brisure de la supersymétrie, les superpartenaires des bosons de jauge se mélangent et ne sont donc pas états propres de masse. Pour les superpartenaires des bosons de jauge neutres et des higgs neutres, les états propres de masse correspondent à 4 neutralinos alors que pour les superpartenaires des bosons de jauge chargés et des higgs chargés, ces états propres correspondent à 2 charginos. Dans le cas du MSSM, la particule la plus légère est généralement le plus léger des neutralinos, $\tilde{\chi}_1^0$ (où l'indice 1 indique le neutrino le plus léger). La combinaison linéaire de cette particule dans

ce modèle s'écrit

$$\tilde{\chi}_1^0 = N_{11}^* \tilde{B} + N_{21}^* \tilde{W}^3 + N_{31}^* \tilde{H}_1^0 + N_{41}^* \tilde{H}_2^0, \quad (1.28)$$

où \tilde{H}_1^0 et \tilde{H}_2^0 sont les deux superpartenaires des bosons de Higgs neutres alors que \tilde{B} et \tilde{W}^3 sont les superpartenaires des champs de jauge B et W^3 qui se mélangent pour donner le photon et le boson Z . Les coefficients N sont les éléments de la matrice de masse diagonalisée du neutralino, l'indice de droite 1 faisant référence au neutralino le plus léger. Si les deux premiers coefficients N_{11}^* et N_{21}^* dominent, le neutralino est principalement un gaugino (photino ou zino). Si ce sont les deux autres coefficients N_{31}^* et N_{41}^* le neutralino est alors principalement un higgsino. La masse du neutralino est contrainte expérimentalement à $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 46 \text{ GeV}/c^2$ [26].

Les modèles extra-dimensionnels constituent une alternative à la supersymétrie pour donner un candidat à la matière noire dans le cadre de la physique des particules. Comme son nom l'indique, un modèle extra-dimensionnel s'appuie sur un espace-temps composé de plus de 4 dimensions. Le modèle de Kaluza-Klein est le modèle extra-dimensionnel le plus cité lorsqu'il s'agit d'ajouter une particule de matière noire au modèle standard.

Le nom Kaluza-Klein vient d'une part de Theodor Kaluza, qui proposa une cinquième dimension à la théorie de la relativité générale pour y inclure l'interaction électromagnétique, et d'autre part d'Oskar Klein, qui émit l'idée que la 5ème dimension pouvait être compacte. Ce dernier point est en effet nécessaire pour introduire l'action en 5 dimensions. Plusieurs hypothèses s'opposent quant à la propagation des champs du Modèle Standard au sein de ces dimensions. Ainsi dans le modèle UED (Universal Extra Dimension), ces champs peuvent se propager dans les dimensions supplémentaires là où d'autres modèles n'y autorisent que la gravitation ou les bosons de jauge. Tout comme dans les modèles supersymétriques, une symétrie est associée aux modèles de type Kaluza-Klein, la KK-parité

$$K = (-1)^n \quad (1.29)$$

où n correspond au mode de Kaluza-Klein, $n = 0$ correspondant aux particules du modèle standard. Le candidat de matière noire, appelé ici LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle), est alors stable et est produit exclusivement par paire, tout comme en supersymétrie. Pour assurer le caractère non-baryonique de ce candidat et sa neutralité électrique, les LKP supposées pourraient être des modes de Kaluza-Klein des bosons de jauge neutres ou des neutrinos. La masse du LKP compatible avec la matière noire est attendue autour de $300 \text{ GeV}/c^2$ [28].

1.5 Les expériences

Aujourd'hui, plusieurs types d'expériences dédiées à la recherche de matière noire existent. D'une part les détecteurs directs de matière noire, qui étudient de potentielles collisions entre ces particules et des noyaux atomiques sur Terre, d'autre part les détecteurs indirects, qui permettent la reconstruction de la trajectoire de particules médiatrices issues de l'annihilation de matière noire dans des sources astrophysiques données. Les collisionneurs de particules constituent un troisième et dernier type d'expériences susceptibles de découvrir des particules de matière noire en en produisant, par exemple lors de la collision entre deux protons, comme c'est le cas au LHC. C'est par cette dernière option que nous commencerons cette section.

1.5.1 LHC, le collisionneur

Deux expériences du LHC, Atlas et CMS, recherchent actuellement des particules de matière noire. Si seulement deux particules de matière noire sont présentes dans l'état final d'une collision, cette dernière ne peut être détectée. Dans certains cas, la radiation d'un des partons composant l'un des deux protons produira une particule supplémentaire qui sera détectable dans l'état final. Les analyses de matière noire portent donc sur ce type d'événements. Cette particule supplémentaire empêche les particules de matière noire d'être produites « dos à dos ». L'énergie transverse manquante ne sera par conséquent pas négligeable.

Lors d'une collision, des quarks et des gluons sont produits, appelés *jet* dans les analyses les exploitant. L'étude des monojets [1] (événements n'ayant qu'un seul jet dans l'état final) peut mettre en évidence de la matière noire si un excès d'événements est observé. Le bruit de fond principal de cette analyse est la production de boson Z en association avec des jets, où le boson Z se désintègre en deux neutrinos, ces derniers ne pouvant pas non plus être détectés au LHC. La désintégration du boson W en un lepton chargé et un neutrino peut également contaminer les données si le lepton chargé échappe à la reconstruction. La sélection des événements consiste en la suppression de ceux comportant des leptons ou des jets supplémentaires. L'énergie manquante doit également être de l'ordre de la centaine de GeV. Les données (environ 5 fb^{-1}) sont en adéquation avec les prédictions du Modèle Standard mais permettent de contraindre la section efficace d'annihilation de matière noire sous certaines hypothèses.

Deux paramètres sont utilisés dans cette analyse : la masse du candidat de matière noire m_χ et le facteur de suppression M_\star . Différents opérateurs d'interaction sont alors considérés quant à la production de WIMPS par paire. Dans la figure 1.4, le scénario D5 utilise un opérateur de type vecteur tandis que le scénario D8 utilise un opérateur de type vecteur axial. Le second scénario est compétitif avec la limite de l'expérience Fermi (sur laquelle nous reviendrons plus tard dans cette section) jusqu'à $100 \text{ GeV}/c^2$. Notons que d'autres analyses ont été conduites sur les événements ne comportant qu'une seule particule dans l'état final, d'une part les événements avec un photon dans l'état final et d'autre part les événements avec un boson W ou un boson Z dans l'état final [81]. Bien qu'aucune de ces analyses n'ait observé de la matière noire jusqu'à maintenant, le LHC pourrait permettre d'en observer dans les années qui viennent avec le redémarrage du collisionneur et une augmentation de l'énergie des faisceaux de protons.

1.5.2 Détection directe

Contrairement à ces collisions, les sources des expériences à détection directe ou indirecte proviennent de l'espace ou du centre de la Terre. Les expériences à détection directe de matière noire étudient la possibilité que ces particules viennent percuter des noyaux atomiques et cèdent de l'énergie à ces derniers sous forme d'énergie de recul. Nous distinguons deux types d'expériences qui utilisent cette technique. D'une part les détecteurs cryogéniques (EDELWEISS, CDMS, CRESST...) qui utilisent des cristaux (germanium pour les deux premières et tungstate de calcium pour CRESST) refroidis par un cryostat à quelques mK. Lorsque des photons ou des électrons interagissent avec ces cristaux, ces derniers produisent

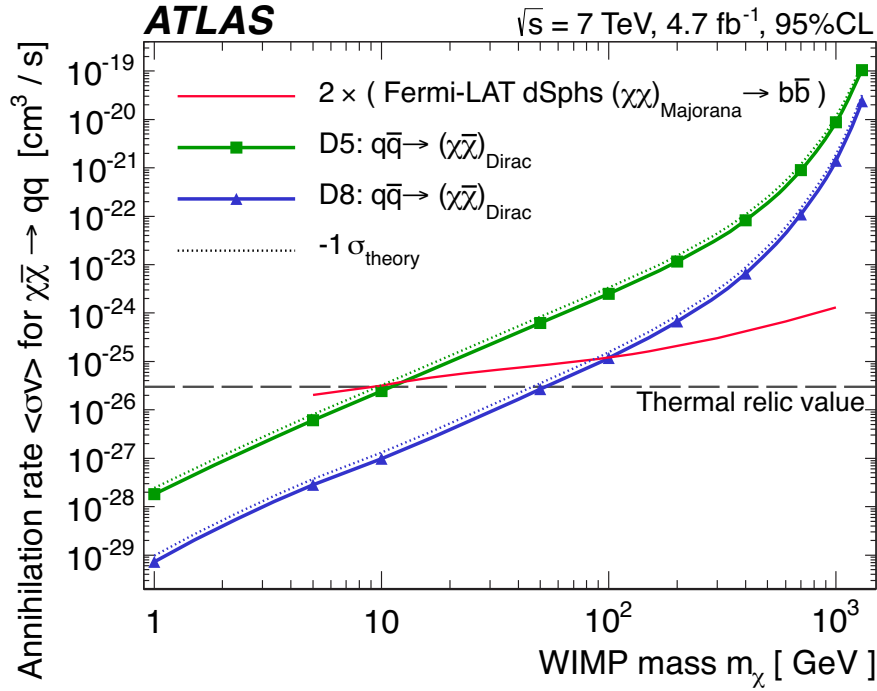


FIGURE 1.4 – Limites d’ATLAS à 95% de niveau de confiance sur le taux d’annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$ en fonction de la masse m_χ . (figure tirée de [1])

de la lumière ou libèrent à leur tour des électrons. La très faible température environnante permet également de détecter d’infimes variations de température (de l’ordre du millionième de Kelvin) et donc de mesurer la chaleur émise par l’interaction. Si les particules qui interagissent avec les cristaux sont des neutrons ou des particules de matière noire, aucune lumière ou charge n’est émise par le noyau cible mais une variation de température est tout de même mesurée. C’est cette différence qui permet de distinguer le bruit de fond des particules de matière noire. Le deuxième type d’expérience (ZEPLIN, XENON, DarkSide, LUX...) utilise des gaz nobles (essentiellement du xénon ou de l’argon) sous leur forme gazeuse mais aussi liquide. Ces expériences utilisent également l’absence de production de lumière et d’électron pour caractériser une particule de matière noire incidente. L’utilisation des deux phases d’un même élément chimique permet de détecter à la fois un signal lumineux lors de l’interaction des particules incidentes dans la phase liquide puis un second signal lumineux dans la phase gazeuse, la trajectoire de ces particules étant orientées par un champ électrique.

Indépendamment de la technologie utilisée, les détecteurs doivent être enfouis profondément sous Terre pour supprimer le bruit de fond dû aux collisions de neutrons et de particules issues des rayons cosmiques impossible à distinguer des collisions de particules de matière noire. Seule la collaboration DAMA conserve du bruit de fond pour augmenter leur signal. La première génération de détecteur, DAMA/NaI, a permis d’annoncer dès 1998 une variation cyclique annuelle du nombre d’événements. Cette découverte est compatible avec le cas où des particules de matière noire provenant du halo galactique de notre galaxie traversent la Terre et interagissent avec le détecteur. La Terre étant en mouvement autour

du Soleil, lui-même en mouvement autour du centre galactique, le nombre de particules de matière noire détectées varierait en conséquence. L'expérience a depuis confirmé son signal, qui est aujourd'hui à 9.3σ avec la seconde génération du détecteur, DAMA/LIBRA (voir figure 1.5). Plus récemment, d'autres expériences ont déclaré voir un signal. Les collabo-

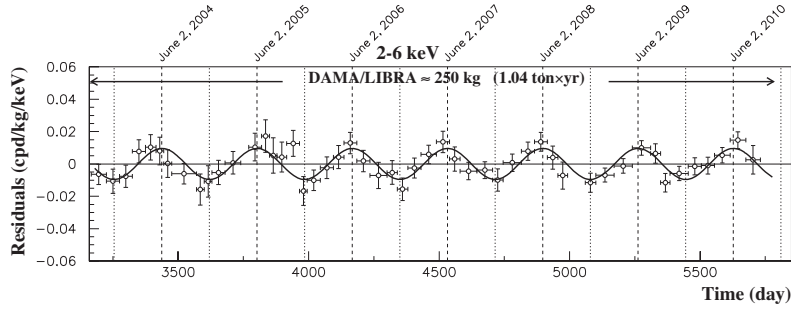


FIGURE 1.5 – Modulation du signal observée par l'expérience DAMA/LIBRA sur 6 ans de prise de données, à un intervalle d'énergie de 2-6 keV. (figure tirée de [27])

rations CRESST-II puis CDMS-II ont annoncé avoir respectivement 67 et 3 événements compatibles avec l'hypothèse WIMP [17, 2]. En début d'année, la collaboration CoGeNT a publié ses résultats sur 3 ans de prise de données, constatant elle aussi une oscillation annuelle compatible avec les résultats de DAMA/LIBRA [2]. Les expériences à xenon liquide comme XENON-10, XENON-100 et plus récemment LUX n'ont, quant à elles, rien détecté. Notons que la technologie utilisée n'est pas la même entre les expériences ayant un signal modulable ou des événements compatibles avec ce signal et celles n'ayant rien détecté. Une explication pourrait être de reconsidérer la nature des noyaux atomiques interagissant avec les particules de matière noire. Dans un récent papier [108], Jaroslav Va'vra suggère que ces interactions n'ont pas lieu avec les noyaux atomiques cibles mais avec des noyaux d'hydrogène provenant d'impuretés. Les expériences utilisant des liquides nobles ne comportent pas ce type d'impuretés, ce qui expliquerait qu'aucun WIMP n'y ait été détecté jusqu'à présent. Les noyaux d'hydrogène sont plus légers ce qui suggère qu'à une énergie de recul donnée nous pouvons associer un WIMP de masse plus faible, inférieure au keV/c^2 .

1.5.3 Détection indirecte

Lors de l'annihilation ou de la désintégration de particules de matière noire dans des objets astrophysiques comme le Soleil ou les galaxies, des particules du modèle standard sont produites. Certaines de ces particules s'échappent et vont parcourir de longues distances avant d'interagir. Les expériences à détection indirecte de matière noire étudient les flux de trois de ces particules médiatrices : les positrons, les photons et les neutrinos.

Dans les années 2000, l'expérience PAMELA observe un excès de positrons par rapport au nombre total de positrons et d'électrons lorsque leurs énergies dépassent les 10 GeV. Depuis, l'expérience FERMI-LAT a confirmé ce résultat qui se retrouve également dans l'observation du flux d'électrons et de positrons. Ce flux est supposé décroître après 10 GeV

alors que les données de ces deux expériences indiquent une stabilisation de ce flux. Deux candidats peuvent être à l'origine de ce phénomène : les pulsars et la matière noire. Alors que dans le premier cas l'excès de positrons devrait être anisotropique, les pulsars étant des sources ponctuelles, aucune direction n'est privilégiée si ces excès proviennent de l'annihilation ou de la désintégration de matière noire.

AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) est un spectromètre magnétique installé sur l'ISS (International Space Station). Son objectif est d'étudier différents flux de particules pour améliorer notre connaissance des rayons cosmiques, de la proportion d'antimatière, des noyaux actifs de galaxie ou des sursauts gammas.

Après un prototype, AMS-01 installé en 1998, le détecteur AMS-02 a débuté sa prise de données en mai 2011. En 2013, la collaboration publie son premier résultat concernant la fraction de positrons (voir figure 1.6). Le même excès est observé que dans les expériences précédentes, avec une précision accrue. La publication se limite en revanche à 250 GeV du fait d'une accumulation de données trop faibles à plus haute énergie. Cet excès n'est,

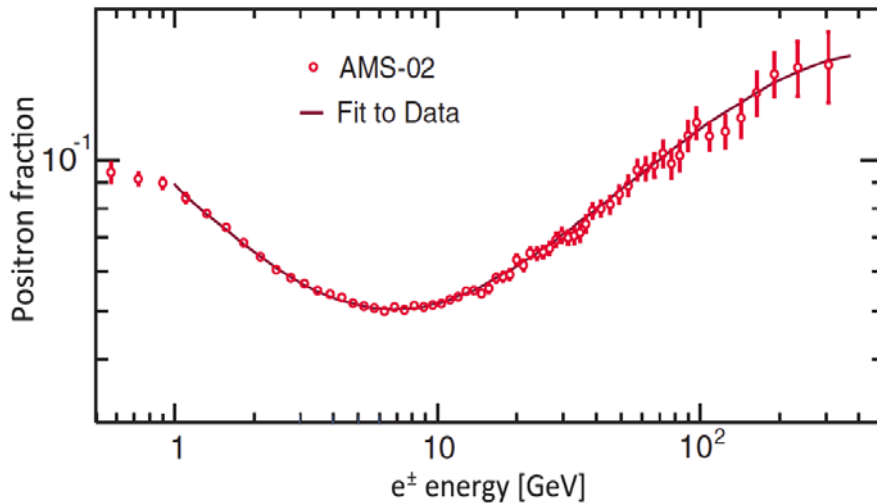


FIGURE 1.6 – Fraction mesurée par AMS du nombre de positrons par rapport au nombre total d'électrons/positrons en fonction de l'énergie de ces particules. Les données sont lissées par un modèle minimal incluant une source commune d'électrons et positrons. (figure tirée de [15])

de plus, pas dépendant de la direction d'observation ou de la période de prise de données. Si nous considérons une répartition isotrope de matière noire autour du détecteur, son existence pourrait être démontrée par ces résultats. Il faut désormais attendre qu'AMS-02 collecte plus de données pour améliorer la précision à plus haute énergie afin d'indiquer si l'augmentation de la fraction de positron en fonction de l'énergie se poursuit ou se stabilise comme semble l'indiquer la figure 1.6. Des résultats plus récents¹, annoncés le 18 septembre 2014, montrent la fraction de positrons jusqu'à 500 GeV. La fraction de positrons la plus élevée est atteinte à 275 ± 32 GeV puis décroît jusqu'à 500 GeV.

1. http://press.web.cern.ch/sites/press.web.cern.ch/files/ams_new_results_-_18.09.2014.pdf

Il existe plusieurs expériences en activité qui utilisent les photons comme particule messagère de l'annihilation de matière noire. Ces expériences recherchent des signaux d'auto-annihilation de matière noire en $\gamma\gamma$ ou γZ ou une désintégration $\chi \rightarrow \gamma X$.

Sur Terre se trouve HESS (High Energy Stereoscopic System), un réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov étudiant les rayons gamma ayant une énergie de plus de 100 GeV. La collaboration a publié début 2013 le résultat de leur analyse recherchant de la matière noire dans le centre de notre galaxie ainsi que dans les galaxies naines satellites de la Voie Lactée. Parmi ces galaxies, deux ont été observées en 2006, Sagittarius et Canis Major, puis deux autres en 2009, Sculptor et Carina [109]. Les deux premières se trouvent à moins de 30 kpc du Soleil tandis que les deux autres sont respectivement à 79 kpc et 101 kpc. L'étude a porté sur un intervalle d'énergie allant de 500 GeV à 25 TeV et n'a montré aucun excès de photons pouvant être associé à l'annihilation de matière noire. Ces résultats ont été confirmés par une nouvelle analyse [8] portant sur la galaxie naine Sagittarius.

Le Fermi Gamma-ray Space Telescope est un télescope spatial, en orbite basse autour de la Terre depuis 2008. L'étude des rayons gamma s'effectue à des énergies plus basses que celle de HESS, allant de 20 MeV à 300 GeV. Au début de cette année a été publiée une analyse s'appuyant sur un excès de photons entre 1 et 3 GeV au sein du centre galactique de la Voie Lactée, appuyant l'existence de particules de matière noire à cet endroit [41] (voir figure 1.7). Ces particules auraient une masse de 31 à 40 GeV/ c^2 avec une section efficace

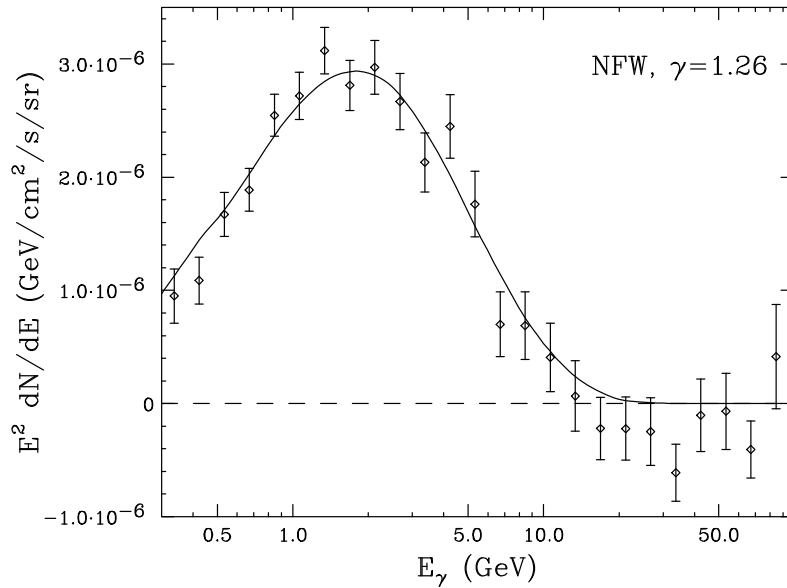


FIGURE 1.7 – Flux mesuré par Fermi en fonction de l'énergie des photons détectés. Les données de Fermi sont lissées par un modèle incluant une masse de matière noire de 35.25 GeV/ c^2 . (figure tirée de [41])

d'annihilation de $(1.4 - 2.0) 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$, ce qui est compatible avec la densité relique thermique [26]. Cette dernière valeur étant déduite des paramètres cosmologiques discutés à la section 1.2, les résultats de Fermi pourraient valider les prédictions quant à la quantité de matière noire prédite par le modèle cosmologique ΛCDM .

Le dernier médiateur utilisé dans les expériences à recherche indirecte de matière noire est le neutrino. Nous reviendrons brièvement sur l’histoire et le principe des télescopes à neutrinos dans le chapitre 5 et ne présenterons dans cette section que les résultats d’IceCube dans la recherche de matière noire.

Tout comme le photon, le neutrino est électriquement neutre. Il n’interagit cependant pas par interaction électromagnétique et peut parcourir de longues distances sans être absorbé ou dévié. À la différence du photon, il ne sera pas perturbé par les sources optiquement épaisses comme l’atmosphère. L’ensemble de ces caractéristiques permet d’en étudier le flux directement sur Terre tout en conservant une précision sur la direction d’émission de l’ordre du degré ou inférieur dans l’intervalle d’énergie qui nous intéresse ici (du GeV au TeV).

IceCube a publié en 2011 une première analyse concernant la recherche de matière noire en provenance du halo galactique de notre galaxie [7] puis fin 2013 une analyse étudiant à la fois les données en provenance de certains amas de galaxies comme Virgo mais aussi de galaxies naines satellites de la Voie Lactée [4] (ces résultats sont inclus dans la figure 1.9). Les galaxies naines étudiées sont au nombre de 4 : Coma Berenices, Draco, Segue 1 et Ursa Major II. Les limites sur $\langle\sigma_a v\rangle$ obtenues pour chacune de ces galaxies sont montrées figure 1.8. La limite la plus importante est obtenue en combinant les données provenant des directions de deux galaxies, Segue 1 et Ursa Major II. Notons que ces résultats utilisent des données collectées lorsque le détecteur n’avait que 59 lignes d’immérgées.

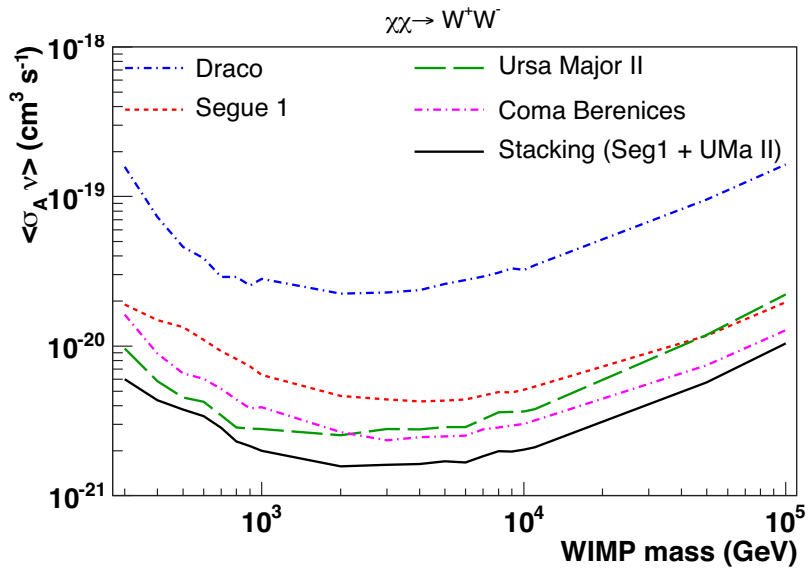


FIGURE 1.8 – Limite obtenue par IceCube (59 lignes) sur la section efficace d’auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$ en fonction de l’hypothèse de masse de la particule de matière noire, dans le canal d’auto-annihilation de matière noire W^+W^- . Le résultat est donné pour plusieurs galaxies ainsi que pour l’addition des données dans la direction de la galaxie Segue 1 et Ursa Major II donne la meilleure limite (courbe noire). (figure tirée de [4])

Nous présentons figure 1.9 les résultats des expériences H.E.S.S, VERITAS, Fermi, Pamela

et IceCube (pour 3 sources différentes) dans deux canaux d'annihilation différents, $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$. Les résultats diffèrent d'un canal à l'autre pour les expériences utilisant les photons comme particules médiatrices car le nombre de photons produits lors de l'auto-annihilation de matière noire est plus important dans le canal $\tau^+\tau^-$. Dans le cas d'IceCube, les deux canaux produisent en moyenne le même nombre de neutrinos, la différence étant suffisamment faible pour ne pas être visible sur la figure 1.9. Ces résultats montrent également la complémentarité des expériences utilisant les photons avec celles utilisant les neutrinos. En effet les premières sont particulièrement compétitives à basses masses de matière noire, là où les télescopes à neutrinos sont limités par leur procédé de détection (sous-section 5.1.1). Inversement, ce sont les télescopes à neutrinos qui dominent à très haute masse (à plus d'un TeV/c^2).

Ce chapitre nous a permis d'expliquer en quoi la section efficace d'annihilation de matière noire est une donnée importante pour mieux comprendre la formation de l'Univers et pour déterminer le comportement de la matière noire. L'annihilation de matière noire ne peut être observée qu'en analysant les flux de particules provenant de sources identifiées comme abritant cette matière. Nous estimons aujourd'hui que 7 de ces sources sont exploitables pour de telles recherches : la Terre, le Soleil, le halo galactique, le centre galactique, la galaxie d'Andromède, les amas de galaxies et les galaxies naines. Les sources choisies pour notre analyse étant les galaxies naines satellites de la Voie Lactée, nous consacrerons le chapitre suivant à une présentation complète de ces objets astrophysiques.

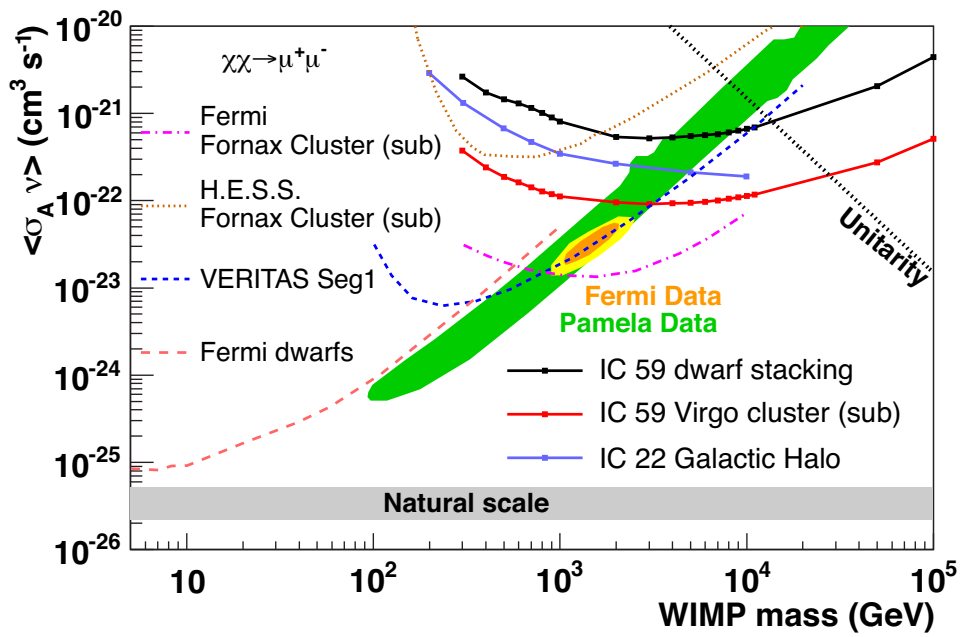
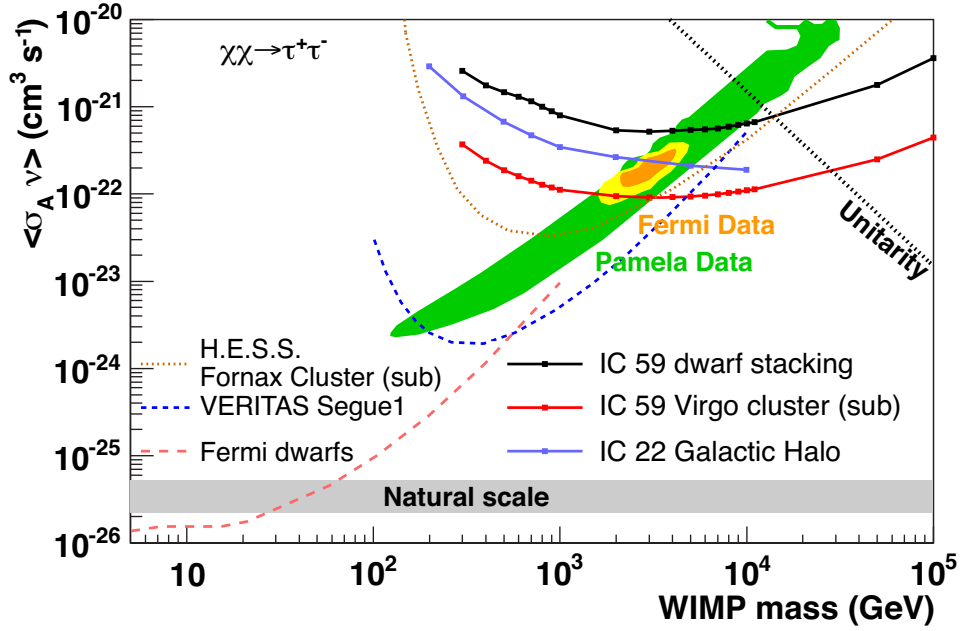


FIGURE 1.9 – Limite sur $\langle \sigma_a v \rangle$ en fonction de l'hypothèse de masse de la particule de matière noire. Le résultat est donné pour les expériences PAMELA, FERMI, VERITAS, HESS et IceCube dans les canaux d'auto-annihilation de matière noire $\tau^+\tau^-$ (en haut) et $\mu^+\mu^-$ (en bas). (figure tirée de [4])

Chapitre 2

Les galaxies naines satellites de la Voie Lactée

Nous introduirons ce chapitre par quelques rappels sur la formation des galaxies et du Groupe local, montrant ainsi l'intérêt des galaxies naines satellites de la Voie Lactée comme sujet d'étude pour la recherche de matière noire. Nous présenterons ensuite le problème des satellites manquants et d'autre part la difficulté à prédire la répartition de matière noire en leur centre. Des forces de marée s'exercent entre ces galaxies et la Voie Lactée. Cette dernière étant plus massive que ses satellites d'au moins trois ordres de grandeur, les forces de marée qu'elle exerce sur elles ont un impact sur leurs formes. Nous traiterons ce point dans la dernière section du chapitre.

2.1 Les galaxies naines du Groupe local

Le fond diffus cosmologique est un rayonnement thermique mesuré actuellement à 2.7255 K. Il correspond aux photons émis lorsque l'Univers fût suffisamment froid pour que le libre parcours moyen de ces particules leur permette d'être aujourd'hui détectées par nos instruments. Les données de l'expérience COBE ont révélé des variations de température de l'ordre de 10^{-5} K, démontrant que le CMB n'était pas parfaitement homogène. Ces variations peuvent être à l'origine de la formation des grandes structures, produisant des surdensités de matière qui sont à l'origine des structures que nous observons aujourd'hui. Après que le gaz et la matière noire aient été attirés par gravitation là où la densité était localement la plus élevée, les gaz les plus légers ont commencé à se condenser. L'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz intervient lorsque sa pression interne s'est suffisamment contractée. Ce phénomène produit alors une protoétoile qui va progressivement se transformer en étoile de la séquence principale. Comme tout amas ou groupe de galaxies, le Groupe local est composé de dizaines de galaxies elle-mêmes composées de 10^9 à 10^{12} milliards d'étoiles.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le modèle Λ CDM considère que le découplage de matière noire s'est fait lorsque les particules de matière noire étaient non-relativistes. C'est pour cette raison que la matière noire est dite « froide », en opposition à la matière noire chaude relativiste. L'hypothèse clé de la matière noire froide est que les petites structures s'effondrent puis se mélangent pour former des structures plus importantes

du bulbe central jusqu'aux bras de la galaxie. Nous les notons respectivement S et SB. La dernière lettre (a, b, c et d si nous considérons la classification étendue) indique la luminosité du bulbe ainsi que l'état de développement des bras de la galaxie. Les galaxies Sa/SBa ont un bulbe très lumineux et des bras difficilement distinguables. Au centre de la classification se trouve les galaxies lenticulaires, notées S0/SB0, qui n'ont pas de bras mais qui conservent le bulbe et le disque aplati. Cette catégorie de galaxies n'a été incorporée dans la séquence de Hubble que plus tard, suite à de nouvelles observations. Elles partagent toutefois de nombreuses caractéristiques avec les galaxies elliptiques, comme l'âge de leurs étoiles, de plusieurs milliards d'années. Ces galaxies elliptiques (à gauche sur la figure) sont géométriquement les plus simples de toutes. Elles ont la forme d'une ellipse et sont hiérarchisées en fonction de leur facteur d'ellipticité $e = 1 - a/b$, où a et b correspondent respectivement au petit et grand axe de l'ellipse. Ces galaxies sont notées avec la lettre E suivi du nombre n où $n = 10e$. Ces galaxies sont pauvres en gaz et en étoiles et sont parmi les plus anciennes galaxies composant notre Univers.

Les galaxies naines peuvent être classées de façon similaire, la différence majeure étant

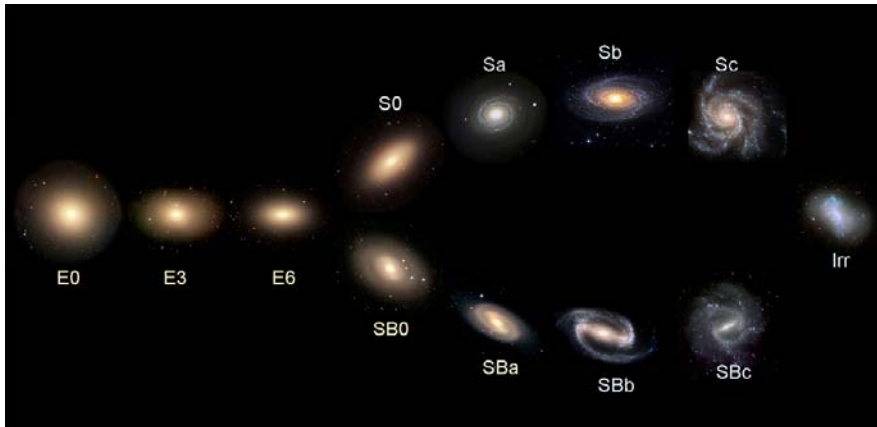


FIGURE 2.2 – Classification de Hubble.

le nombre d'étoiles qui les composent, quelques milliards, soit 10 à 100 fois moins que les galaxies comme la Voie Lactée. Notons également que peu de galaxies naines spirales ont été observées. En effet les galaxies naines sont soumises à d'importantes forces de marée du fait de leur faible taille (section 2.4). Il n'a donc pas été possible jusqu'à aujourd'hui d'observer les bras de galaxies naines spirales, probablement détruits par ces forces avant nos premières observations. Par conséquent, elles sont plutôt présentes dans le champ d'un groupe ou d'un amas sans pour autant être satellites d'une autre galaxie. Quelques galaxies de l'amas de la Vierge sont toutefois considérées comme étant des galaxies naines spirales dont les bras ont été détruits [67].

Les galaxies naines sphéroïdales (notées dSphs), sont une sous-catégorie des galaxies naines elliptiques (voir figure ?? pour la galaxie naine Fornax). Il s'agit de galaxies ayant un facteur d'ellipticité supposé très faible (bien que cela soit remis en cause [25]). Un facteur d'ellipticité nul correspondant à une sphère, ces galaxies sont dites sphéroïdales et ne sont recensées jusqu'à présent que dans le Groupe local. Parmi tous les types de galaxies naines présentes dans ce dernier, les galaxies naines sphéroïdales sont les plus anciennes, avec



FIGURE 2.3 – Photographie de Fornax.

un temps caractéristique de formation moyen estimé aux 5 premiers milliards d’années de l’Univers [115]. Bien que quelques caractéristiques varient avec les galaxies elliptiques de taille normale, les galaxies naines sphéroïdales sont elles aussi pauvres en gaz et en étoiles (étoiles de population II).

Il est possible de simuler un important volume de l’Univers (de plusieurs dizaines à plusieurs milliers de Mpc) et plus particulièrement la répartition de matière noire en son sein. La matière noire représentant près de 80% de la matière de l’Univers, c’est elle qui gouverne la dynamique des grandes structures. Ces simulations assimilent la matière ordinaire, notamment le gaz, à de la matière noire.

Ces simulations sont générées à partir d’un champ aléatoire gaussien qui produit, à partir des variations connues de température du fond diffus cosmologique, un champ de densité initial de matière noire. Pour réduire le temps de calcul, les particules considérées sont en réalité des macroparticules regroupant une grande quantité de particules de matière noire. La taille des macroparticules définit la précision de la simulation. Après la génération des conditions initiales de la simulation, un pas de temps est défini. Ce paramètre peut changer à chaque itération de la simulation. La position et la vitesse de chaque macroparticule peut alors être calculé à l’instant $t_0 + (\Delta t)_0$, où t_0 est l’instant initial de la simulation et $(\Delta t)_0$ le pas de temps calculé pour la première itération. Ces valeurs sont obtenues en résolvant les équations de Vlasov et Poisson qui modélisent respectivement la dynamique de la matière noire et les collisions entre les macroparticules. Ces étapes sont répétées jusqu’à ce que le temps de la simulation correspondent à l’âge de l’Univers de nos jours, soit 13.8 milliards d’années.

Pour étudier des structures de plus petite taille comme le Groupe local, les simulations utilisées sont dites de type « zoom ». Dans ces simulations, les forces extérieures agissant sur la partie de l’Univers étudiée sont atténuées. C’est le cas pour le Groupe local des forces de marée provenant des amas voisins. Nous présentons figure 2.4 le résultat de la simulation CLUES (Constrained Local Universe Simulations), qui est une simulation de matière noire

compatible avec le modèle Λ CDM et les valeurs de paramètres données dans le chapitre 1. La taille de cette simulation est de 64 Mpc/h et elle contient 256^3 macroparticules. La zone du Groupe local a été simulée avec une meilleure résolution.

Cette simulation prédit la présence de nombreux halos de matière noire autour de la Voie

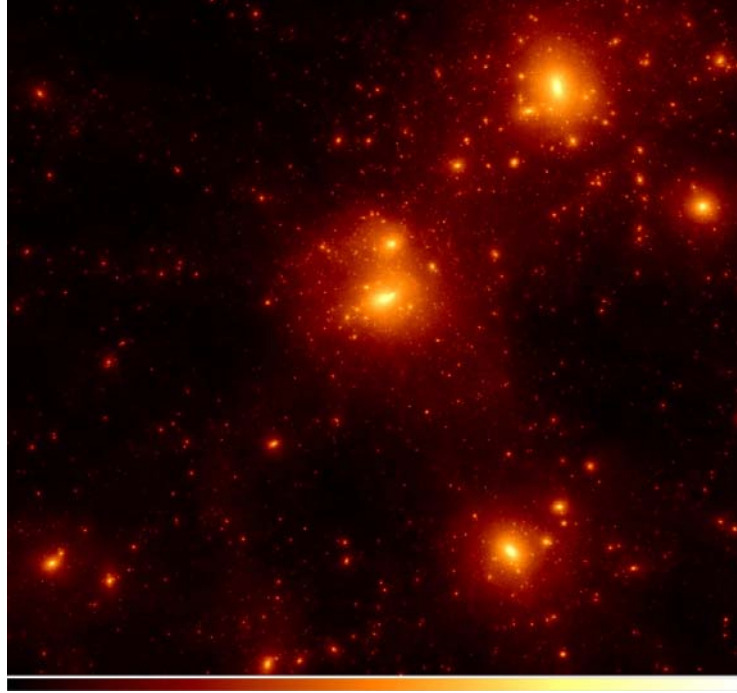


FIGURE 2.4 – Distribution de matière noire dans le Groupe local obtenue avec la simulation LG64-3 CLUES. Les trois surdensités de matière noire les plus importantes correspondent à la Voie Lactée (en haut à droite), Andromède (au centre) et la Galaxie du Triangle. La région simulée a une taille de 2 Mpc.h^{-1} .

Lactée. Elle confirme que les galaxies naines sphéroïdales sont des candidats privilégiés pour la recherche indirecte de matière noire en montrant un très grand nombre de ces galaxies présentes autour de la Voie Lactée. Elle semble toutefois indiquer également que le nombre de halos est nettement supérieur au nombre de galaxies naines découvertes jusqu'à présent. C'est ce point dont nous allons discuter dans la section suivante.

2.2 Question des satellites manquants

La simulation présentée figure 2.4 montre un important nombre de surdensités de matière noire autour de la Voie Lactée et de la galaxie d'Andromède. Ces halos de matière noire pourraient correspondre aux galaxies naines découvertes jusqu'à présent mais sont 10 à 100 fois plus nombreux que ces dernières. Cette potentielle incompatibilité entre simulation et observation est appelé le problème des satellites manquants, ou MSP (Missing Satellites Problem).

Les simulations à N-corps permettent d'observer l'évolution des structures au cours

du temps. Dans le cas présent, ces simulations sont utilisées pour évaluer le nombre de halos de matière noire présent dans la Voie Lactée. La figure 2.5 montre l'évolution du nombre de sous-halos de matière noire dans une structure de masse comparable à la Voie Lactée. Ces résultats ont été produit à l'aide de la simulation Via Lactea qui simule l'évolution de la Voie Lactée. Cette simulation comporte $2 \cdot 10^8$ macroparticules de chacune $2.1 M_{\odot}$, et couvre une région de 40 Mpc de côté afin de prendre en considération l'impact des forces de marée extérieures. Les différents graphiques correspondent à une masse fixée de la structure, M/M_{200} où M_{200} est la masse de la Voie Lactée lorsque sa densité moyenne est 200 fois supérieure à la densité moyenne de l'Univers. La courbe en trait plein correspond aux sous-halos ayant une masse $M_{sub} > 4.0 \times 10^6 M_{\odot}$. En effet, il est supposé que des sous-halos peuvent avoir une masse de seulement $10^{-6} M_{\odot}$ voire $10^{-9} M_{\odot}$ [74]. Ces sous-halos étant trop légers pour correspondre à des galaxies, ils ne sont pas pris en compte dans le nombre attendu de galaxies satellites de la Voie Lactée. La courbe en pointillé correspond aux sous-halos ayant une vitesse circulaire maximale $V_{max} > 5$ km/s. Ce paramètre est plus simple à comparer avec les galaxies observées jusqu'à présent, dont la masse peut être difficile à évaluer. La ligne verticale en pointillé indique l'époque où la structure a atteint son expansion maximale et la ligne verticale en trait plein l'époque où la structure s'est stabilisée. Cette sélection permet de considérer les galaxies naines satellites étudiées jusqu'à présent dont les halos de matière noire ont une vitesse circulaire maximale d'un peu plus de 10 km/s [73]. Ces estimations indiquent donc l'existence de 200 à 1000 sous-halos de matière noire ayant des caractéristiques permettant de les associer à des galaxies.

Parallèlement, les galaxies naines satellites de la Voie Lactée découvertes ne sont qu'au nombre de 20 [116, 23, 113]. Il faut cependant prendre en considération la fraction du ciel observée ainsi que la capacité des différents détecteurs à observer des galaxies lointaines et peu lumineuses. Différents scénarios ont été proposés dans [107] pour évaluer le nombre total de galaxies naines satellites de la Voie Lactée à partir de celles observées. Pour cela, les auteurs ont considéré que seul 20% du ciel a été couvert (ce qui correspond à la couverture du programme SDSS) et le rayon maximum pris en compte a été fixé à 417 kpc, soit la distance de la galaxie naine satellite de la Voie Lactée la plus lointaine, Leo T. Les résultats sont présentés figure 2.6.

Il est attendu que les expériences futures comme LSST augmentent considérablement le nombre de galaxies détectées autour de la Voie Lactée et règlent le problème des satellites manquants. Les expériences de recherche indirecte de matière noire pourraient permettre de détecter les halos de matière noire de ces galaxies très peu lumineuses et ainsi ajouter à la liste des galaxies naines satellites de la Voie Lactée des galaxies qui ne pourraient pas être détectées autrement.

2.3 Le problème « cusp/core »

Le second problème concerne toutes les galaxies. Les simulations à N-corps de matière noire dans le modèle Λ CDM ne semblent pas compatibles avec les observations lorsqu'il s'agit de modéliser le centre des halos de matière noire.

Le théorème du viriel relie la masse M_{vir} d'une galaxie avec son rayon de viriel R_{vir}

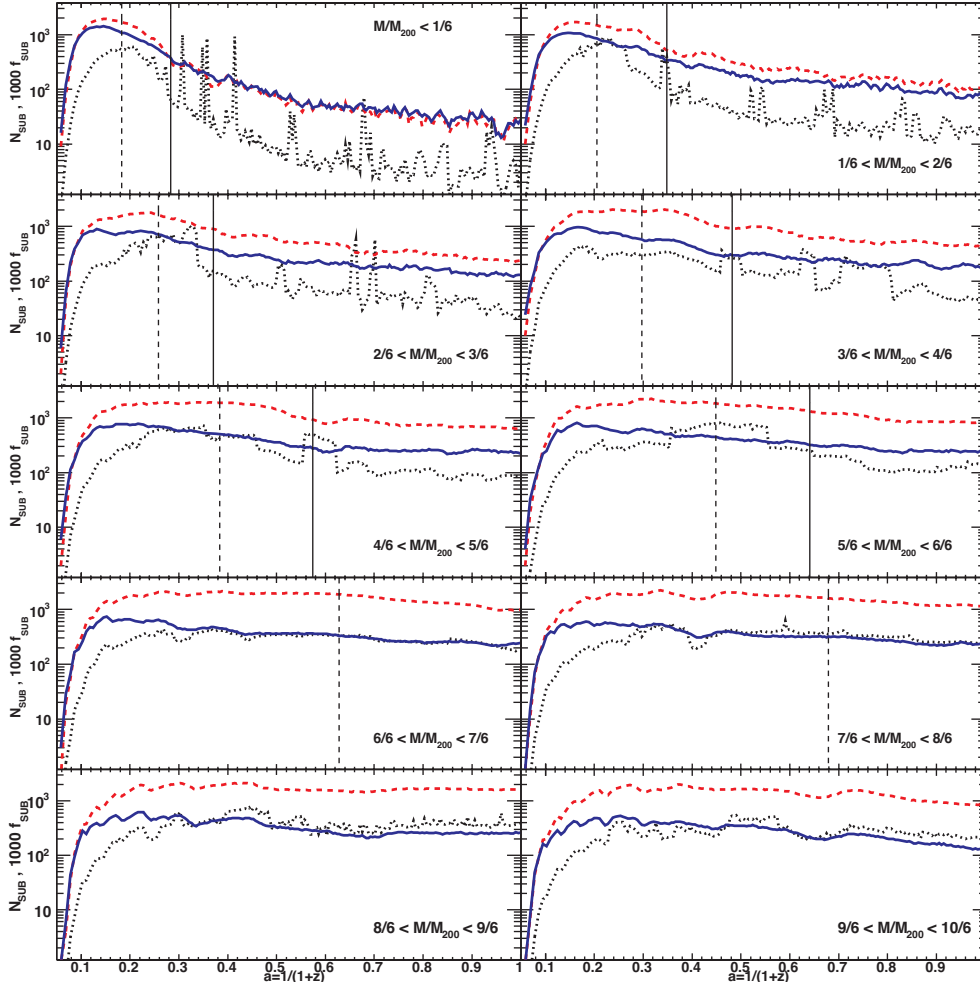


FIGURE 2.5 – Abondance de sous-halos de matière noire en fonction du temps, obtenue avec la simulation Via Lactea. La masse considérée pour la simulation va de la plus petite (en haut à gauche) jusqu’à la plus grande (en bas à droite). La figure est détaillée dans le texte. (figure tirée de [43])

et sa vitesse circulaire V_{vir} :

$$M_{vir} = \frac{R_{vir} V_{vir}^2}{G} \quad (2.1)$$

Si nous appelons Δ_{vir} le rapport entre la densité moyenne de matière de la sphère de rayon R_{vir} et ρ_0 la densité moyenne de l’Univers, nous pouvons écrire la masse du viriel comme suit :

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} \Delta_{vir} \rho_0 R_{vir}^3. \quad (2.2)$$

Chaque profil de matière noire possède un rayon d’échelle noté r_s définissant la taille du halo de matière noire de la galaxie étudiée. Le paramètre de concentration est alors défini comme

$$c = \frac{r}{r_s} \quad (2.3)$$

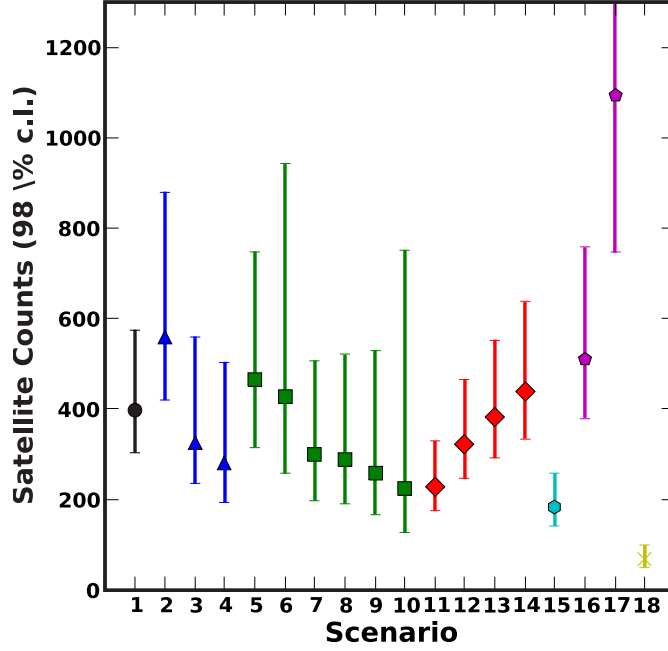


FIGURE 2.6 – Nombre de satellites de la Voie Lactée sous différents scénarios d’extrapolation des observations : scénario de référence (rond noir), en rejetant ou en ajoutant des galaxies (triangle bleu), en modifiant la simulation Via Lactea (carré vert), avec différentes valeurs de rayon maximum (losange rouge), sans correction sur l’efficacité de détection (hexagone cyan), avec des hypothèses différentes sur la magnitude (pentagone magenta) et sans correction de la luminosité (croix jaune). (figure tirée de [107])

et $c_{vir} = R_{vir}/r_s$. Ce dernier paramètre relie le rayon du viriel R_{vir} , considéré comme le rayon maximum de la structure, et r_s le rayon d’échelle du halo de matière noire. La vitesse circulaire maximum V_{max} de la galaxie est également reliée à la vitesse du viriel V_{vir} par

$$\frac{V_{max}^2}{V_{vir}^2} = \frac{A(c_{max})}{c_{max}} \frac{c_{vir}}{A(c_{vir})} \quad (2.4)$$

où $A(c)$ est un facteur dépendant du profil de matière noire. Dans le cas du profil NFW (section 3.2), $A(c) = \ln(1 + c) - c/(1 + c)$. Le rayon d’échelle r_s de ce profil est relié au rayon r_{max} , rayon auquel la vitesse circulaire de la galaxie est maximale, par la relation $r_{max} = 2.16 r_s$. Il vient alors $A(c_{max})/c_{max} = 0.216$. Le paramètre de concentration c_{vir} , contraint par les paramètres cosmologiques, est compris entre 5 et 30. Nous pouvons ainsi conclure que la vitesse circulaire maximale est proche de la vitesse du viriel.

Les galaxies à faible brillance de surface, ou LSB (Low Surface Brightness), sont légèrement plus brillantes que les galaxies naines qui nous intéresseront dans ces travaux de thèse [42]. Elles ont toutefois été un objet d’étude particulièrement intéressant au début des années 2000 lorsque le problème cusp/core a émergé et que les données sur les galaxies naines étaient trop peu nombreuses pour modéliser la distribution de matière noire en leur sein.

Les données sur la galaxie UGC 5750 ont été comparées avec deux courbes utilisant le profil NFW (voir figure 2.7). Notons qu'ici les valeurs du paramètre de concentration et de la vitesse de rotation utilisées ne sont pas celles du viriel mais celles utilisant le rayon R_{200} englobant une matière de densité moyenne égale à 200 fois la densité moyenne de l'Univers. Ces valeurs sont en effet très proches les unes des autres. La première courbe, en trait plein sur la figure, est obtenue indépendamment des données observationnelles en utilisant les valeurs standard des paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM évoqués au chapitre 1. Le paramètre de concentration est de 10 et la vitesse de rotation V_{200} de 67 km/s. La seconde courbe, en tirets, est le meilleur lissage des données obtenu avec le profil NFW. Le paramètre de concentration est de 2.6 et la vitesse de rotation V_{200} de 123 km/s. Dans le second cas,

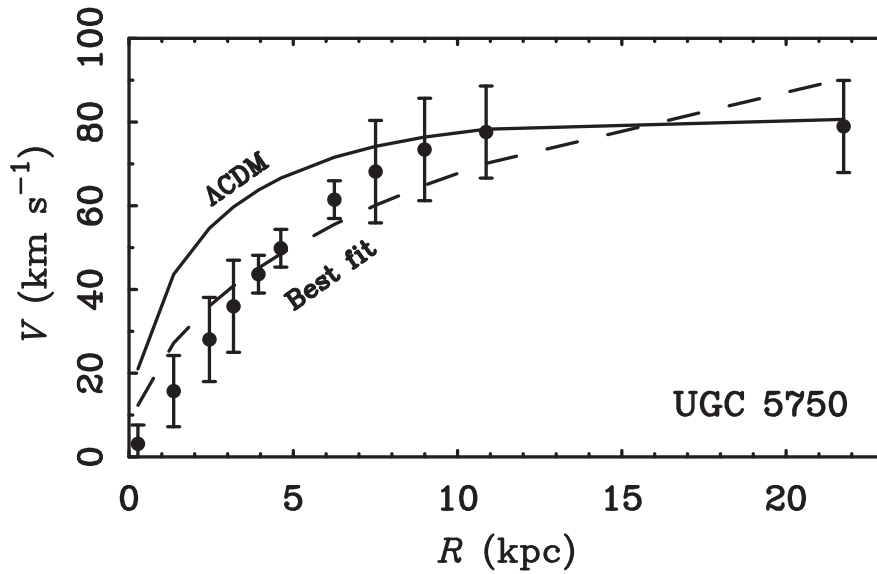


FIGURE 2.7 – La courbe de rotation de la galaxie UGC 5750. Les courbes en trait plein et en tirets sont tirées de deux paramétrisations du profil NFW détaillés dans le texte. (figure tirée de [78])

le paramètre de concentration est trop faible pour correspondre à un quelconque scénario cosmologique s'inscrivant dans le modèle Λ CDM. Il y a donc une différence entre les profils de matière noire provenant des simulations de ceux modélisant les données observationnelles.

Les données observationnelles provenant de télescopes, des décalages entre la position estimée du centre de la galaxie et sa position réelle pourraient subsister, le spectrographe de ces expériences pouvant alors manquer la singularité centrale de densité de matière noire. Nous pouvons également remettre en cause l'hypothèse que le gaz et les étoiles sont en mouvement circulaire. En effet, bien que leurs orbites sont généralement elliptiques, l'approximation d'orbites circulaires est jugée acceptable. Le dernier point pouvant modifier ces orbites sont les forces de marées, mais cet argument n'est pas valable pour toutes les galaxies. Ce dernier point étant toutefois important pour les galaxies naines, qui sont à la fois très proches de la Voie Lactée tout en ayant une masse d'un facteur 10 à 1000 fois plus faible, nous reviendrons dessus dans la section suivante.

Nous pourrions également remettre en cause les simulations mais elles sont nombreuses et concluent pour la plupart à des profils « cuspy » si nous nous plaçons dans le modèle Λ CDM (voir notamment [42]). Notons que certaines de ces simulations proposent des solutions en accord avec les observations en prenant en compte l'interaction des baryons. Il peut également être intéressant de modifier le modèle cosmologique ou d'en changer. L'une des solutions les plus étudiées est le modèle SIDM (Self-Interacting Dark Matter). Ce modèle cosmologique ne remet pas en cause la matière noire froide. En effet les modèles de matière noire tiède (Warm Dark Matter) ne permettent pas d'avoir suffisamment de sous-halos dans la Voie Lactée pour expliquer le nombre de galaxies naines observées jusqu'à présent [92]. Le modèle SIDM considère que la matière noire est froide et que son taux d'annihilation et de dissipation est faible, tout comme dans les autres modèles CDM. La différence réside dans la diffusion de la matière noire, qui serait plus élevée que dans les autres modèles [101] :

$$\sigma_{XX} = 8.1 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \frac{m_\chi}{\text{GeV}} \left(\frac{\lambda}{\text{Mpc}} \right)^{-1} \quad (2.5)$$

où m_χ est la masse de la particule de matière noire et λ est son libre parcours moyen. L'une des conséquences serait alors que la masse de la particule n'excéderait probablement pas $10 \text{ GeV}/c^2$. La diffusion élastique des particules de matière noire au centre du halo permet de redistribuer l'énergie et le moment angulaire entre les particules, ce qui produit un cœur constant de matière noire. Les deux exemples de halo sont donnés figure 2.8. Sur cette figure

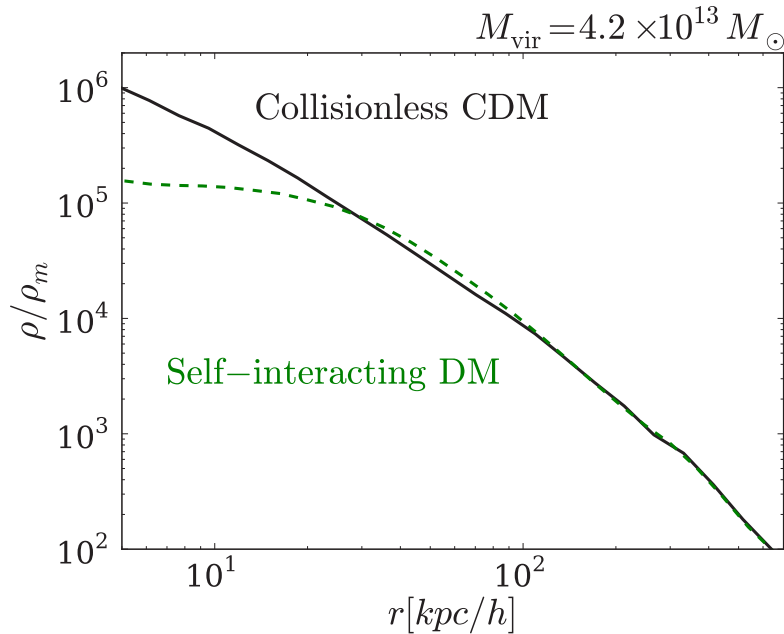


FIGURE 2.8 – Profils de densité de matière noire, normalisés par la densité caractéristique ρ_m , en fonction de la distance au centre de la galaxie. Les profils montrés sont ceux obtenus respectivement à partir des modèles cosmologiques Λ CDM (trait plein) et SIDM (tirets). La figure montre le cœur de densité constante produit par diffusion élastique dans le modèle SIDM. (figure tirée de [114])

la masse du viriel du halo considéré est proche de celle de la Voie Lactée avec $4.2 \cdot 10^{13} M_{\odot}$. Le même résultat est obtenu avec des halos de plus petites tailles comme ceux des galaxies naines.

Le problème "cusp/core" n'étant pas encore résolu malgré les solutions évoquées précédemment, nous considérerons plusieurs profils dans le chapitre 3 dont des profils "cuspy".

2.4 Les forces de marée

Le dernier point qu'il nous reste à aborder sont les forces de marée qu'exerce la Voie Lactée sur ses galaxies naines satellites. Les conséquences de ces forces peuvent être multiples : déformation des galaxies initialement elliptiques, diminution de la densité de matière noire ou encore perturbation de la mesure des vitesses des étoiles membres de ces galaxies. Une bonne compréhension de la portée d'interaction de ces forces nous permettra également de vérifier la compatibilité de nos modélisations de halo de matière noire avec le rayon de marée r_t que nous calculerons.

Différents scénarios concernant l'orbite des galaxies naines satellites de la Voie Lactée ont été testés dans [69]. Cette étude est exclusivement basée sur les simulations à N-corps et étudie l'action de la Voie Lactée sur ses galaxies naines au travers des forces de marée. Le premier des trois paramètres est le temps que met la galaxie naine à parcourir une orbite complète autour de la Voie Lactée. Ce temps étant de l'ordre du milliard d'années, il est difficile d'observer expérimentalement l'excentricité du mouvement des galaxies naines autour de la Voie Lactée. Les auteurs ont testé sept scénarios différents d'orbites elliptiques en faisant varier le périapse et l'apoapse dans chacun d'eux. Ces paramètres ainsi que la durée d'une orbite autour de la Voie Lactée sont donnés, pour chaque scénario, dans le tableau 2.1. La durée de chaque simulation a été fixée à 10 milliards d'années. Ces trois

Scénario	r_{apo} kpc	r_{peri} kpc	T_{orbite} Ga
1	125	25	2.09
2	87	17	1.28
3	250	50	5.40
4	125	12.5	1.81
5	125	50	2.50
6	80	50	1.70
7	250	12.5	4.55

TABLE 2.1 – Valeur de l'apoapse r_{apo} et du périapse r_{peri} de l'orbite simulée de la galaxie autour de la Voie Lactée pour chaque scénario. La dernière colonne indique la durée T_{orbite} de l'orbite.

paramètres montrent que dans les scénarios 2 et 4 la galaxie étudiée subit des forces de marée plus importantes que dans le scénario 3 où l'orbite de la galaxie autour de la Voie Lactée est la plus grande.

L'importance des paramètres de l'orbite de la galaxie sur la sensibilité de cette dernière aux forces de marée de la Voie Lactée est montrée figure 2.9. Cette figure présente l'évolution de 4 paramètres intrinsèques à la galaxie en fonction de l'ITF (Integrated Tidal Force). Cette dernière variable est l'intégrale des forces de marée subies par la galaxie au cours des 10 milliards d'années de la simulation. Les scénarios 2 et 4 sont donc naturellement les scénarios où l'ITF atteint la plus grande valeur.

L'évolution des quatre paramètres est montrée pour les sept scénarios, chacun de ces

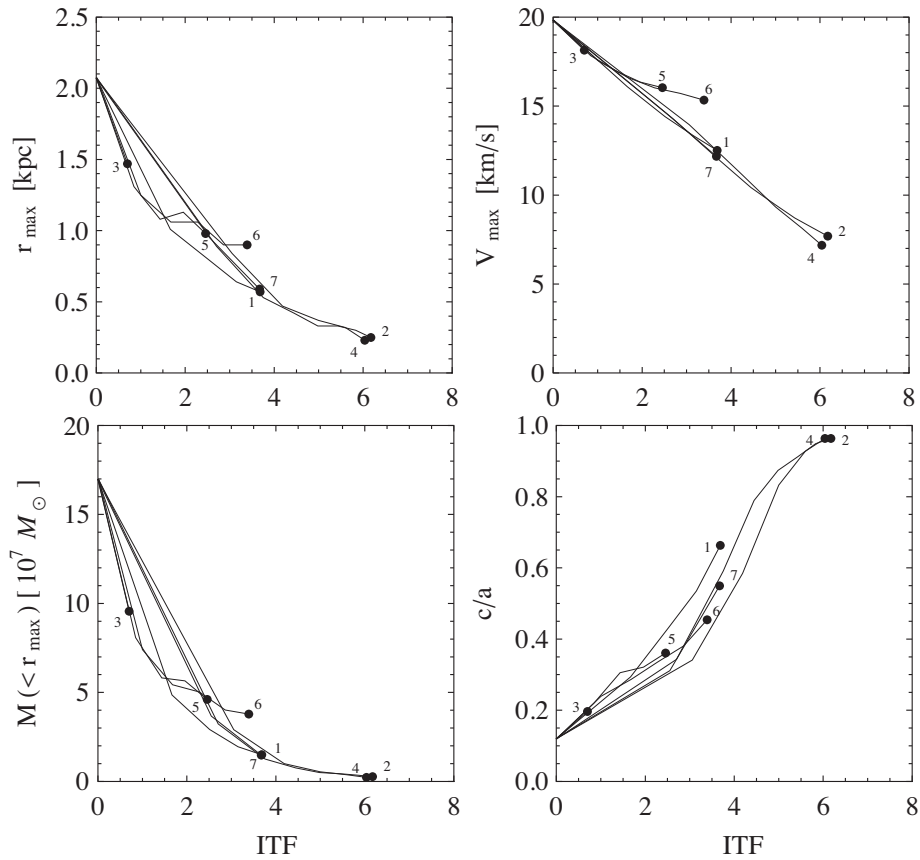


FIGURE 2.9 – Évolution des paramètres de la galaxie en orbite autour de la Voie Lactée en fonction de l'intégrale des forces de marée intégrées (ITF) subies par cette galaxie. Les paramètres présentés sont définis dans le texte. Leur évolution est montrée pour les 7 scénarios à chaque fois. (figure tirée de [69])

scénarios étant identifiés par leur numéro. Les deux premiers paramètres présentés figure 2.9 sont le rayon auquel la vitesse circulaire est maximale, r_{max} (en haut à gauche), et la vitesse circulaire maximale V_{max} (en haut à droite). Dans la section précédente, nous avons vu que ces paramètres étaient proches des paramètres déterminés par le théorème du viriel.

Le rayon r_{max} donne donc une bonne approximation de la taille totale de la galaxie. Nous constatons que dans l'ensemble des scénarios, plus l'ITF est grand plus r_{max} est petit. Ceci est dû à la matière extérieure de la galaxie qui est arrachée à cette dernière sous l'action des forces de marée de la Voie Lactée. Les deux derniers paramètres présentés figure 2.9 sont respectivement la masse contenue dans la sphère de rayon r_{max} , $M(< r_{max})$ (au bas à gauche) et le rapport entre le petit et grand axe de la galaxie c/a (en bas à droite). Ce dernier paramètre est particulièrement intéressant puisqu'il montre un autre effet des forces de marée. La galaxie simulée est au départ de la simulation une galaxie lenticulaire. Son ellipticité est donc importante. Cette galaxie tournant sur elle-même et étant en orbite autour de la Voie Lactée, les forces de marée de cette dernière vont progressivement diminuer l'écart entre le petit et le grand axe de la galaxie. Cette évolution est bien confirmée par les observations des différents types de galaxies mentionnées à la section 2.1. C'est que nous observons dans la figure 2.9. Relevons enfin que les quatre paramètres présentés ici évoluent de façon quasi similaire d'un scénario à l'autre. À la fin de la simulation, ces paramètres n'ont par contre pas tous évolué à la même vitesse. En effet dans les scénarios 2 et 4 les forces de marée subies sont plus importantes. La galaxie simulée a donc perdu plus de matière que dans les autres scénarios.

Si nous considérons une galaxie naine de masse m et que nous notons $M_{MW}(< R)$ la masse de la Voie Lactée jusqu'au rayon R , le rayon de marée r_{tidal} de la galaxie naine, qui définit le rayon à partir duquel la matière est arrachée à la galaxie par la galaxie parente, sera défini comme

$$r_{tidal} \approx R \left[\frac{m}{3M_{MW}(< R)} \right]^{1/3}. \quad (2.6)$$

Ici R est la distance entre le centre de la Voie Lactée et le centre de la galaxie naine étudiée. Une comparaison entre les rayons estimés des sous-halos et leur rayon de marée a été faite dans [102]. Le résultat est montré figure 2.10. Les données de cette figure ont été produit par la simulation Aquarius (Aq-A-1), qui simule la région de la Voie Lactée et de ses sous-halos. Cette simulation comporte $2 \cdot 10^8$ macroparticules. Il apparaît que le rayon de marée est très proche du rayon maximal du sous-halo. Il sera donc judicieux de vérifier que le rayon d'échelle est largement inférieur au rayon de marée pour que nos modélisations soient compatibles avec les observations. En effet, lorsqu'une galaxie naine est à la limite d'être absorbée par la Voie Lactée, son rayon maximum est égal au rayon de marée r_{tidal} . Ce dernier sera donc une limite supérieure au rayon maximal de la galaxie naine.

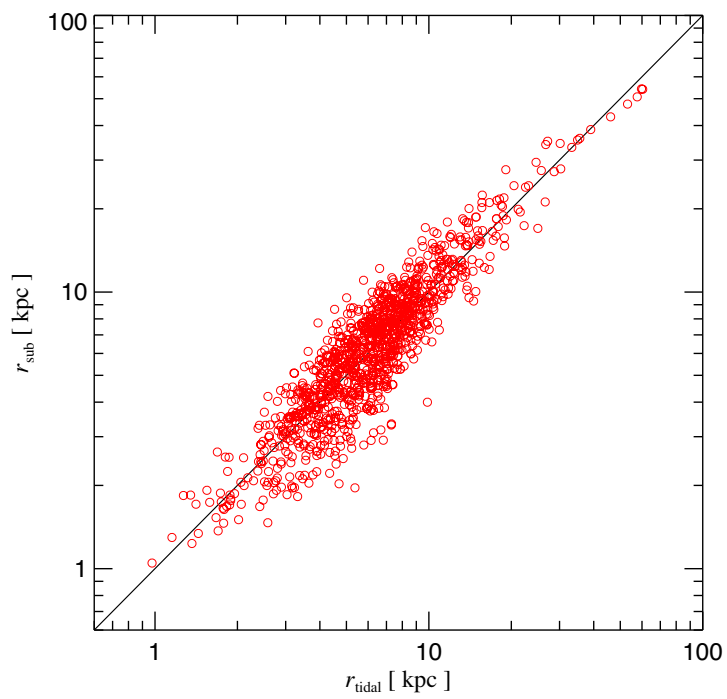


FIGURE 2.10 – Comparaison entre le rayon estimé des sous-halos r_{sub} et leur rayon de marée r_{tidal} avec la simulation Aq-A-1. (figure tirée de [102])

Deuxième partie

Flux de neutrinos provenant des galaxies naines

Chapitre 3

Auto-annihilation de matière noire et facteur J

Le flux de neutrinos produit lors de l'auto-annihilation de matière noire dans une galaxie naine se calcule en multipliant le terme quantifiant les auto-annihilations de matière noire avec le terme caractérisant la production de neutrinos dans ces auto-annihilation pour une hypothèse de masse de matière noire et un canal donnés.

Le premier terme, le facteur astrophysique J , sera l'objet principal de ce chapitre. Après avoir expliqué la sélection des galaxies naines que nous étudierons, nous présenterons les trois profils de densité de matière noire que nous avons utilisé pour modéliser la distribution de matière noire au sein de ces galaxies. Nous détaillerons la méthode utilisée, basée sur l'équation de Jeans, pour établir les valeurs optimales des paramètres caractéristiques de ces profils. Nous donnerons enfin une estimation du facteur J pour chaque profil et chaque galaxie naine.

3.1 Galaxies naines sélectionnées

Nous nous intéresserons aux galaxies naines les plus proches de notre position. D'une part nous devons évaluer la distribution de matière noire dans chaque objet céleste que nous voulons étudier. Nous nous appuyerons pour cela sur différentes observations de la matière stellaire de chacune de ces galaxies. D'autre part, le facteur astrophysique évolue comme l'inverse de la distance au carré entre la Terre et la galaxie étudiée. Les galaxies naines satellites d'Andromède, seconde galaxie la plus massive de notre groupe local, sont en moyenne à 1000 kpc de la Terre. Cette distance est réduite d'un facteur 10 pour les satellites de la Voie Lactée. Pour ces raisons l'analyse ne portera que sur les galaxies entourant cette dernière.

Les galaxies naines les plus pauvres en matière ordinaire sont les galaxies naines sphéroïdales (section 2.1). Ce sont également les galaxies naines les plus sphériques qui aient été recensées à proximité de la Voie Lactée. Cette dernière caractéristique permet de les modéliser en négligeant la variation de leur densité par rotation, rendant plus court le temps de calcul nécessaire à leur modélisation. Bien que considérées comme des galaxies E0 dans la classification de Hubble (figure 2.3), la valeur exacte de leur ellipticité est toujours débattue [25]. Jusqu'à présent, vingt-deux galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée ont été

découvertes. Le tableau 3.1 donne la liste de ces objets astrophysiques ainsi que trois de leurs caractéristiques. La première d’entre elle est la distance entre la galaxie naine considérée et la Terre. Nous constatons qu’elles sont toutes incluses dans le rayon $R_{MW} = 300$ kpc de la Voie Lactée (section 2.1) à l’exception de Leo T. La seconde caractéristique donne le pourcentage de temps durant les six années de prise de données du télescope à neutrinos ANTARES (de 2007 à 2012) pendant lequel les galaxies naines étaient observables. Un objet astrophysique est observable par le détecteur lorsque sa position dans l’espace se trouve sous l’horizon terrestre (sous-section 5.1.1). Cinq de ces galaxies ont une visibilité égale à 0 et seront donc exclues de notre analyse. La dernière valeur donnée dans le tableau 3.1 est le rapport *mass-to-light*. Il s’agit du rapport entre la masse totale d’un objet et sa luminosité absolue, chaque valeur étant exprimée en unité solaire. Le soleil a donc un rapport mass-to-light de 1. Plus cette valeur est élevée, plus la proportion de matière noire dans cet objet est importante, relativement au Soleil.

Ces galaxies peuvent être classées en deux catégories. Les plus lumineuses, appelées galaxies naines classiques, ont été découvertes tout au long du vingtième siècle. Elles sont composées à plus de 90% de matière noire. Depuis 2005, le programme SDSS [118, 22], a découvert plus d’une dizaine de nouvelles galaxies naines satellites de la Voie Lactée. Étant très peu lumineuses, elles sont appelées *ultra-faint*. La plupart de ces galaxies sont localisées dans l’hémisphère nord (figure 3.1) qui correspond à la partie du ciel couverte par le programme SDSS. Cette différence de luminosité explique également la valeur du rapport mass-to-light, beaucoup plus élevé pour les galaxies récemment découvertes (voir tableau 3.1). Sagittarius étant très proche du centre galactique de la Voie Lactée, elle est soumise à d’importantes forces de marée [85]. Son cas ne sera pas abordé dans ce travail de thèse. Bien que la galaxie d’Andromède ait un volume du même ordre de grandeur que la Voie Lactée, son noyau peut faire l’objet d’une étude comparable aux galaxies naines, tout comme certains amas de galaxies. Nous avons choisi de nous limiter exclusivement aux galaxies naines satellites de la Voie Lactée et renvoyons le lecteur à d’autres analyses concernant ces objets ([46] pour Andromède, [4] pour les amas de galaxies).

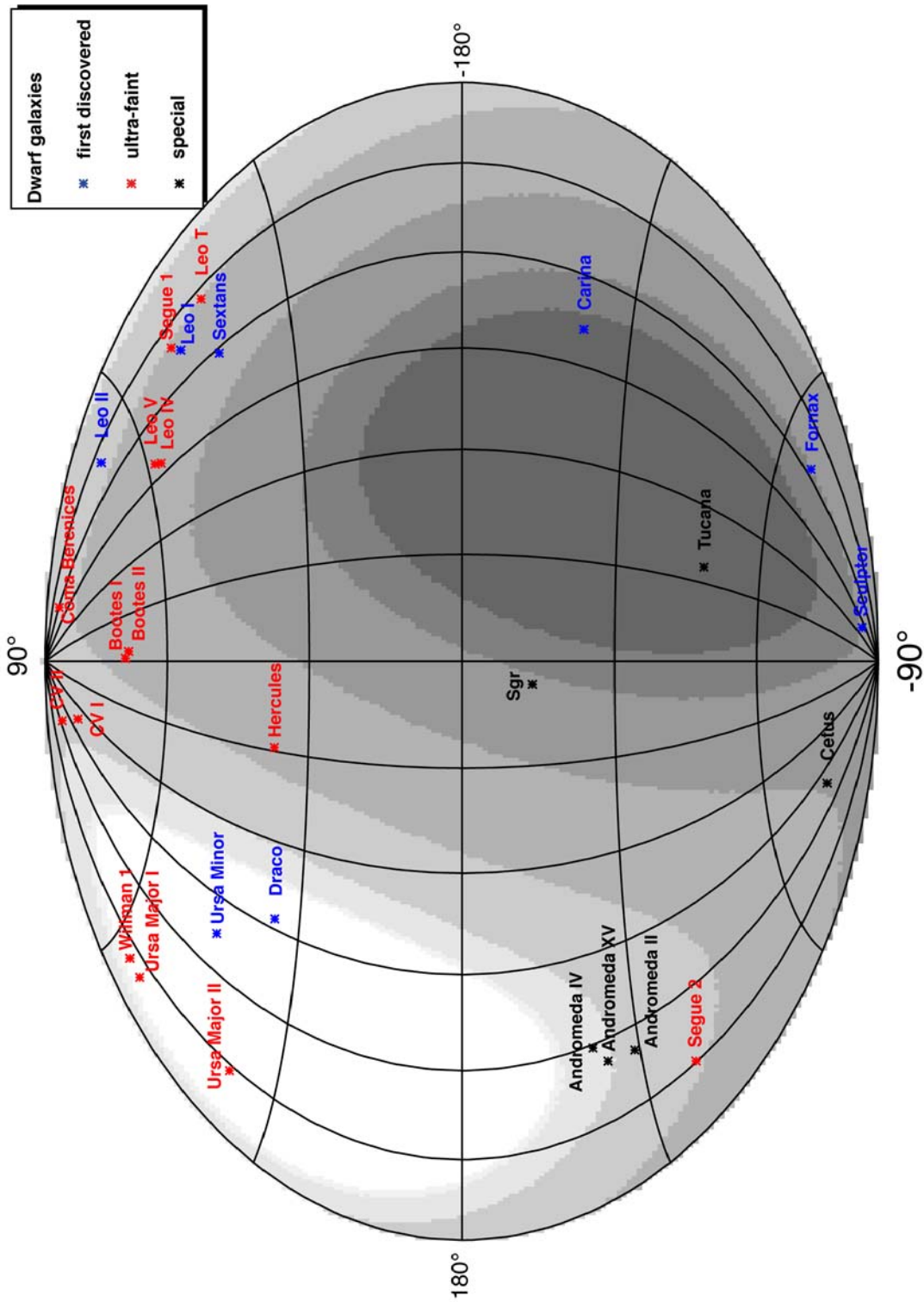


FIGURE 3.1 – Carte des galaxies naines satellites de la Voie Lactée découvertes avant 2000 (en bleu) et à partir de 2005 (en rouge) ainsi que Sagittarius et quelques galaxies satellites de M83 (en noir). La visibilité d'ANTARES est représentée par le dégradé de gris (100% de visibilité) à blanc (0% de visibilité)

Nom	D (kpc)	visibilité (%)	ML (M_{\odot}/L_{\odot})	Nom	D (kpc)	visibilité (%)	ML (M_{\odot}/L_{\odot})
Segue 1	23	41.4	3500	UMa I	100	0	1800
UMa II	30	0	4000	Carina	101	100	44
Segue 2	35	38.9	650	Fornax	138	71	8.7
Willman 1	38	0	770	Hercules	140	43.3	1400
Coma	44	36.4	1100	CV II	151	28.5	360
Bootes II	46	43.3	18000	Leo IV	160	49.6	260
Bootes I	62	42.2	1700	Leo V	180	49	75
UMi	66	0	290	Leo II	205	37.5	19
Sculptor	79	69.9	18	CV I	211	29	240
Draco	82	0	200	Leo I	250	43.6	8.8
Sextans	86	50.4	120	Leo T	420	40.8	110

TABLE 3.1 – Différentes caractéristiques des galaxies naines sélectionnées : D la distance entre la galaxie et la Terre [75, 97], la visibilité du détecteur ANTARES et ML le ratio mass-to-light de la galaxie [75, 97].

3.2 Profil de densité de matière noire

Le groupe local est constitué de deux galaxies massives, M31 (Andromède) et la Voie Lactée, elles-même entourées par des galaxies naines satellites (section 2.1). Dans la section précédente, nous avons réduit la liste des objets que nous allons étudier à 17. Nous n’aborderons ici que des profils sphériques de densité de matière noire. Ces profils ont en commun deux paramètres caractéristiques, la densité ρ_s et le rayon d’échelle r_s . Ils s’écrivent sous la forme

$$\rho(r) = \rho_s f\left(\frac{r}{r_s}\right) \quad (3.1)$$

Le rayon d’échelle définit la transition de la partie interne à la partie externe du profil. Comme nous pouvons le voir figure 3.2, les « clumps »¹ de matière noire ne sont pas considérés séparément mais moyennés. Ils sont représentés par la partie externe du profil de densité de matière noire. Si un objet astrophysique comporte un nombre non négligeable de « clumps » et que nous désirons renforcer leur contribution à la masse totale de matière noire, nous devons multiplier le facteur J calculé à partir du profil de matière noire par un facteur appelé « boosts ». Les dernières études portant sur la valeur des boosts[96] proposent un facteur allant de 2 à 5 pour les halos de matière noire de la taille des galaxies naines. Ces travaux se placent dans un cas où les halos ne subissent pas de force extérieure, ce qui n’est pas le cas des galaxies naines qui sont perturbées par les forces de marée de la Voie Lactée. Les sous-structures peuvent alors être arrachées de la partie externe de la galaxie. Dans cette configuration, le facteur de boost n’excède pas 1.1. Nous choisirons de ne pas considérer ce facteur dans la suite de cette partie.

Les premières propositions de profils étaient basées exclusivement sur les simulations à N

1. « clumps » peut être traduit par « grumeaux ».

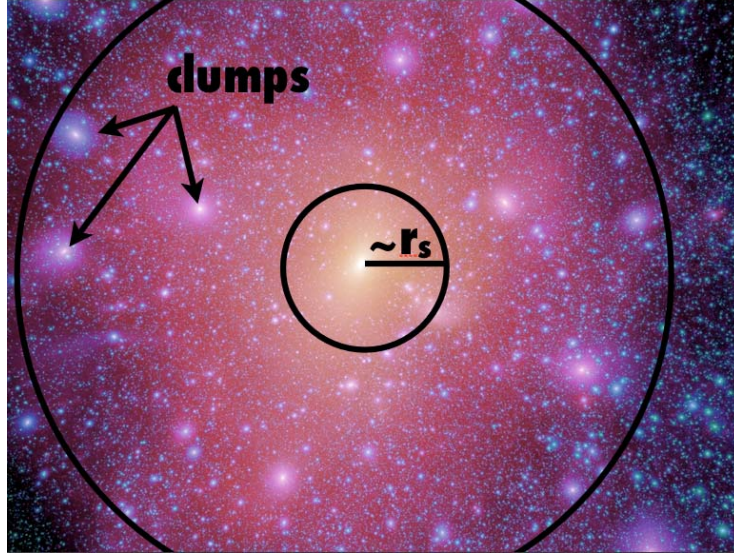


FIGURE 3.2 – Simulation de matière noire dans une galaxie naine et modélisation par un profil de matière noire. Le passage de la partie interne à la partie externe du profil de matière noire est délimité par le cercle noir de rayon r_s tandis que le second cercle noir délimite la galaxie naine. Trois exemples de clumps sont indiqués par les flèches noires.

corps ne prenant pas en compte les baryons et favorisaient une forte densité de matière noire au centre des galaxies (chapitre 2). Ces profils, appelés « cuspy », étaient modélisés par un profil de type Hernquist [54]

$$\rho_H(r) = \rho_s \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s} \right)^\alpha \right]^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}}. \quad (3.2)$$

où le paramètre α est le terme de transition entre la partie interne du profil, contrôlée par le paramètre γ , et la partie externe, contrôlée par le paramètre β . Ces propriétés sont visibles avec les cas limites suivants :

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{d \log \rho_H(r)}{d \log r} = -\gamma \quad (3.3a)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{d \log \rho_H(r)}{d \log r} = -\beta \quad (3.3b)$$

En 1995, Navarro, Frenk et White publient une étude des structures de halos de matière noire [84]. Ils utilisent pour cela un profil de Hernquist avec les paramètres $\alpha = 1$, $\beta = 3$ et $\gamma = 1$ qui est en accord avec les simulations à N-corps de l'époque. Comme tous les profils d'Hernquist, le profil NFW a une valeur de γ supérieure à 0, condition nécessaire à la génération d'une singularité de densité de matière noire au centre de la galaxie.

La matière noire n'étant jusqu'à maintenant pas détectable directement, nous utiliserons les données sur la matière stellaire des galaxies ciblées pour en modéliser sa distribution. Les halos de matière noire qui composent les galaxies ont un rayon supérieur à celui de la matière lumineuse (chapitre 2). Il est par conséquent difficile de contraindre la partie externe du

modèle de matière noire.

La figure 3.3 montre les variations du profil de matière noire NFW lorsque nous modifions un des trois paramètres de courbure : α , β et γ . Nous supposons ici une galaxie naine ayant une masse de $10^7 M_\odot$ à 0.3 kpc, ce qui correspond à la masse moyenne des galaxies naines à ce rayon [104] avec un rayon d'échelle de matière noire de 0.5 kpc. Plus de la moitié de la matière lumineuse d'une galaxie naine se trouve dans ce rayon. Une variation sur les paramètres α et β impactent peu la densité de matière noire à faible rayon. Ces deux paramètres seront fixés à leurs valeurs canoniques définies par le profil NFW, soit respectivement 1 et 3. Le paramètre γ peut varier de 0 à 1.5. Lorsqu'il est égal à 0, la singularité est supprimée et nous obtenons un profil modélisant un cœur de matière noire au centre. Au-dessus de 1.5, le facteur J diverge [34].

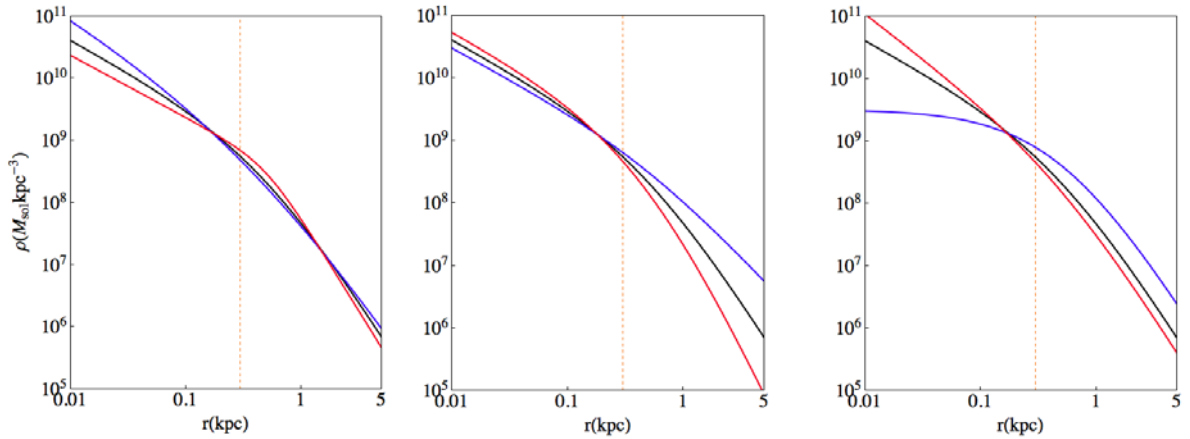


FIGURE 3.3 – Profil NFW (en noir) et ses variantes en fonction de la distance au centre de la galaxie. À gauche $\alpha = 0.5$ (en bleu), 1 (en noir), 1.5 (en rouge). Au centre $\beta = 2$ (en bleu), 3 (en noir), 4 (en rouge). À droite $\gamma = 0$ (en bleu), 1 (en noir), 1.4 (en rouge). La ligne verticale correspond à 0.3 kpc, le point de normalisation de la masse (voir détails dans le texte).

Parmi les autres profils de type Hernquist qui utilisent une valeur non nulle de γ nous retrouvons également le profil de Moore [82] et le profil de Kravtsov [64]. L'augmentation des temps d'observation des galaxies naines et l'amélioration de l'instrumentation permettent d'observer les galaxies à des luminosités de plus en plus basses (voir figure 3.6 plus loin dans ce chapitre). L'augmentation des données sur la matière stellaire (temps d'observation plus long et à des luminosités plus basses) remet en cause les conclusions des simulations à N-corps [106]. Nous ne conserverons qu'un seul profil de type « cuspy » dans notre étude, le profil NFW, profil de référence dans les calculs de distribution de matière noire dans les objets astrophysiques.

L'alternative aux profils « cuspy » sont les profils comportant un cœur de densité constante ou quasi-constante au centre de la galaxie. Les premiers profils de cette catégorie sont les profils de type Einasto [51] :

$$\rho_E(r) = \rho_s e^{-\frac{2}{\alpha_n} \left[\left(\frac{r}{r_s} \right)^{\alpha_n} - 1 \right]} \quad (3.4)$$

Le paramètre α_n définit le cœur de matière noire au centre de la galaxie, augmenter sa valeur agrandit la taille du cœur de matière noire et diminue sa densité (figure 3.4). Ce paramètre

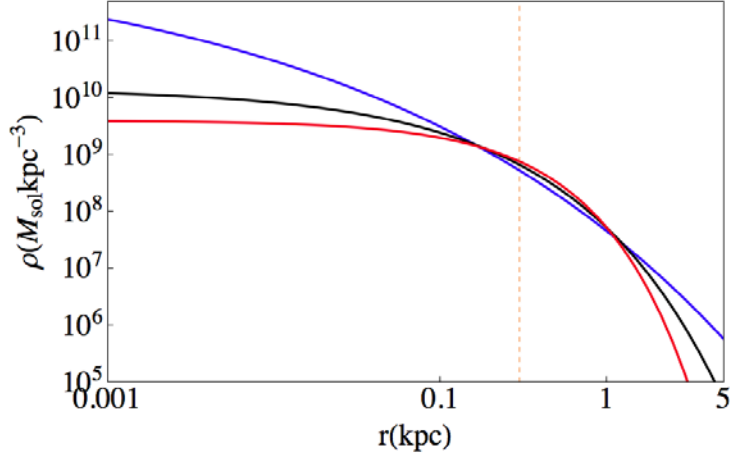


FIGURE 3.4 – Différent profils de Einasto en fonction de la distance au centre : $\alpha_n=0.2$ (en bleu), $\alpha_n=0.5$ (en noir), $\alpha_n=0.8$ (en rouge). La ligne verticale correspond à 0.3 kpc, le point de normalisation de la masse.

est compris entre 0.1 et 2 dans la littérature [45] afin de contenir le cœur de matière noire dans le centre de la galaxie, là où les sous-structures ne dominent pas.

Le dernier profil qui sera étudié est le profil de Burkert [33] :

$$\rho_B(r) = \frac{\rho_s}{(1 + r/r_s)(1 + (r/r_s)^2)}. \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

Ce profil est un profil intermédiaire entre un profil d'Hernquist (0,1,1) et un profil d'Hernquist (0,2,2). Il n'a pas de paramètre supplémentaire et il est étudié comme profil universel de densité de matière noire [68].

Notons que le profil NFW peut aussi être adapté en fixant le paramètre γ à 0 afin de supprimer la singularité au centre. Plusieurs profils portent le nom de « cored NFW » :

$$\rho_{NC1}(r) = \frac{\rho_s}{(1 + r/r_s)^3}, \quad (3.7a)$$

$$\rho_{NC2}(r) = \frac{\rho_s}{r_c/r_s + r/r_s (1 + r/r_s)^2}, \quad (3.7b)$$

$$\rho_{NC3}(r) = \frac{\rho_s}{\sqrt{(r_c/r_s)^2 + (r/r_s)^2} (1 + r/r_s)^2}. \quad (3.7c)$$

Le paramètre r_c est le rayon du cœur de matière noire. Ces profils adoptent un comportement similaire au profil de Burkert. En effet, à faible rayon $r \ll r_s$, le profil de Burkert va tendre vers une valeur limite, ρ_s . Les trois profils donnés par les équations 3.7 tendront respectivement vers ρ_s et vers $\rho_s r_s / r_c$ pour les deux derniers. À grand rayon ($r \gg r_s$), le profil de Burkert tendra vers $\rho_s r_s^3 / r^3$, ce qui est également le cas des profils des équations 3.7. Nous choisissons donc de n'étudier que le profil de Burkert, qui est de plus un profil largement repris dans la littérature.

3.3 Modélisation de la matière noire des galaxies naines

Nous avons déterminé trois profils que nous utiliserons pour modéliser la matière noire contenue dans les galaxies naines. Les deux paramètres communs à tous ces profils, ρ_s et r_s , doivent maintenant être déterminés pour chaque profil de matière noire et pour chacune des galaxies naines que nous voulons modéliser.

En faisant l'hypothèse de la nature gaussienne de la distribution des vitesses projetées des étoiles d'une galaxie naine sur la ligne de visée, nous pouvons déterminer la variance intrinsèque des vitesses de ces étoiles. Cette variance, notée σ_{los} dans la suite de ce chapitre, peut également être déterminée à partir de l'équation de Jeans. Analogie de l'équation d'Euler pour les fluides, l'équation de Jeans utilise notamment la valeur de la masse de la galaxie. C'est cette dernière qui utilisera les profils de matière noire et permettra de déterminer les couples (ρ_s, r_s) optimaux pour chaque profil de matière noire.

3.3.1 Dédution de σ_{los} à partir des données stellaires

La distribution des vitesses des étoiles projetées sur la ligne de visée à un rayon projeté R_i s'écrit

$$\begin{aligned} f(v_i, R_i) &= \int \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left[-\frac{(v_i - v)^2}{2\sigma_i^2}\right] \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{los}^2}} \exp\left[-\frac{(v - \bar{v})^2}{2\sigma_{los}^2}\right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)}} \exp\left[-\frac{(v_i - \bar{v})^2}{2(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)}\right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

Dans cette équation, σ_{los}^2 correspond à la variance intrinsèque de la vitesse tandis que v_i et σ_i représentent respectivement les vitesses mesurées des étoiles et leurs incertitudes de mesure et \bar{v} est la moyenne des vitesses des étoiles membres de la galaxie étudiée.

La fonction de maximum de vraisemblance permettant de déduire la valeur optimale de σ_{los}^2 pour chaque lot d'étoiles membres d'une galaxie est alors

$$L(v_1, \dots, v_n) = \prod_{i=1}^N f(v_i, R) \quad (3.9)$$

Pour chaque galaxie, nous utilisons différentes analyses spectroscopiques sur les vitesses mesurées des géantes rouges dans la direction des galaxies étudiées [111, 97, 76, 61, 98, 24, 110, 63, 62]. Le centre et la vitesse de chacune de ces galaxies sont calculés en moyennant les positions et les vitesses des étoiles considérées comme membres. Couplés à la luminosité, ils permettent d'établir une probabilité d'appartenance pour chacune des étoiles mesurées. Des données photométriques peuvent parfois compléter l'analyse comme pour Segue 1 [98]. La figure 3.5 montre le résultat de la sélection pour la galaxie Carina. En plus de l'analyse spectroscopique des étoiles, une sélection itérative sur la vitesse des étoiles a été utilisée. Nous pouvons constater que la valeur de la vitesse mesurée est un facteur hautement discriminant. Les autres étoiles sont dans la même direction mais appartiennent en grande partie à la Voie Lactée. Pour 8 galaxies (Leo I, Leo II, Segue 1, Coma, CV II, Hercules, Leo T et Leo IV)

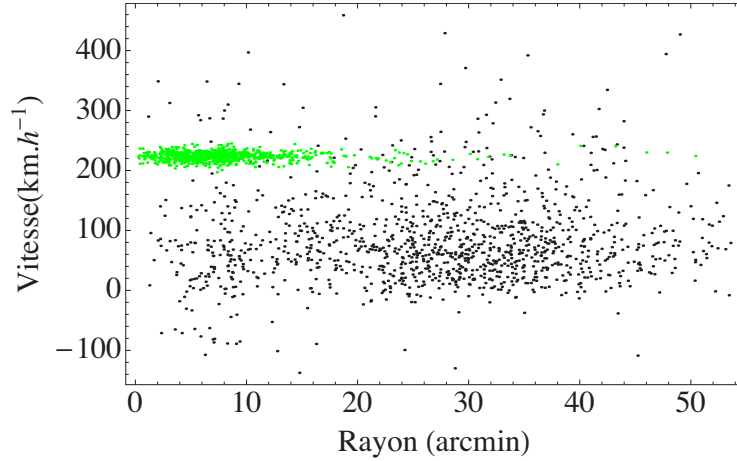


FIGURE 3.5 – Vitesse mesurée des étoiles dans la direction de Carina en fonction de leur distance au centre (rayon) de cette galaxie. Nous pouvons distinguer sur la figure les étoiles considérées comme membres (en vert) et les étoiles composant le bruit de fond (en noir).

nous avons choisi d'appliquer une sélection supplémentaire sur la précision des mesures. Les étoiles ayant une incertitude trop grande sur la vitesse de mesure, $\sigma_i > 10(\bar{v} - v_i)$, ont été ignorées.

Les premières galaxies étudiées ayant fait l'objet de nombreuses observations, nous possédons plusieurs centaines voire plusieurs milliers de mesures de vitesses de leurs étoiles. À l'opposé, les galaxies *ultra-faint* n'ont jusqu'à présent été observées que par SDSS (voir figure 3.6). Les galaxies les moins lumineuses sont logiquement celles pour lesquelles le nombre d'étoiles

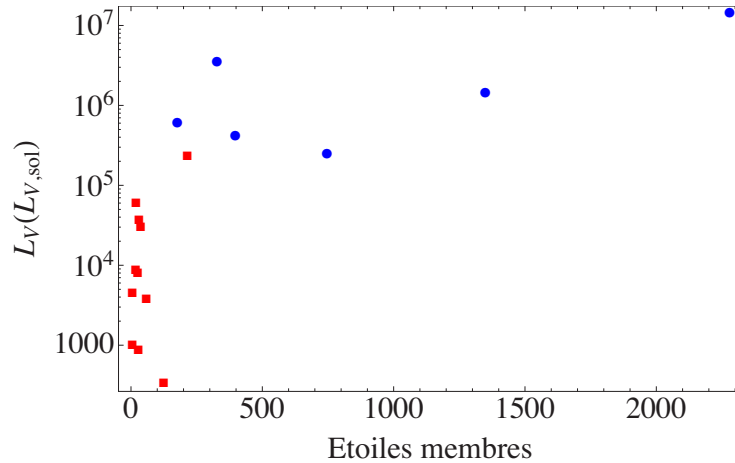


FIGURE 3.6 – Luminosité L_V des galaxies naines en fonction du nombre d'étoiles membre détectés : galaxies classiques (cercles bleu) et *ultra-faint* (carrés rouge).

détectées est le plus faible. Le tableau 3.2 référence la liste des étoiles avant et après sélection pour chaque galaxie. Nous ne possédons que 5 mesures pour les galaxies Bootes 2 et Leo V. Ce nombre ne permet pas d'utiliser l'approximation gaussienne sur la distribution des vitesses que nous avons postulé au début de cette section, ce qui rend impossible le calcul du

Galaxies	Nombres d'étoiles		Galaxies	Nombres d'étoiles	
	déteçtées	membres		déteçtées	membres
Fornax	2632	2279	CV II	58	25
Carina	1981	746	Coma	102	59
Sculptor	1540	1349	Hercules	86	30
Sextans	947	397	Leo T	61	19
Leo I	387	328	Leo IV	51	18
Leo II	200	177	Leo V	169	5
Segue 1	522	124	Bootes 1	112	37
Segue 2	422	28	Bootes 2	17	5
CV I	269	214			

TABLE 3.2 – Nombre d'étoiles déteçtées dans la direction des quinze galaxies naines étudiées et nombre d'étoiles considérées comme membre après sélection, pour chacune de ces galaxies.

facteur J pour les galaxies concernées. Notons par ailleurs qu'aucune valeur de facteur J n'a été trouvé dans la littérature pour ces deux galaxies. Nous les écarçterons donc dans la suite de notre travail.

Avec l'équation 3.9, nous estimons la dispersion des vitesses projetées à différentes distances du centre de la galaxie. Par défaut, nous constituons des lots d'étoiles comportant \sqrt{N} étoiles, N étant le nombre total d'étoiles membres déteçtées. La vitesse moyenne de chacun des lots d'étoiles est la vitesse moyenne de l'ensemble du lot d'étoiles.

La figure 3.7 montre le résultat du logarithme de la fonction de vraisemblance en fonction de σ_{los} pour les 5 premiers bins de Carina. À faible valeur de σ_{los} , la fonction diminue expo-

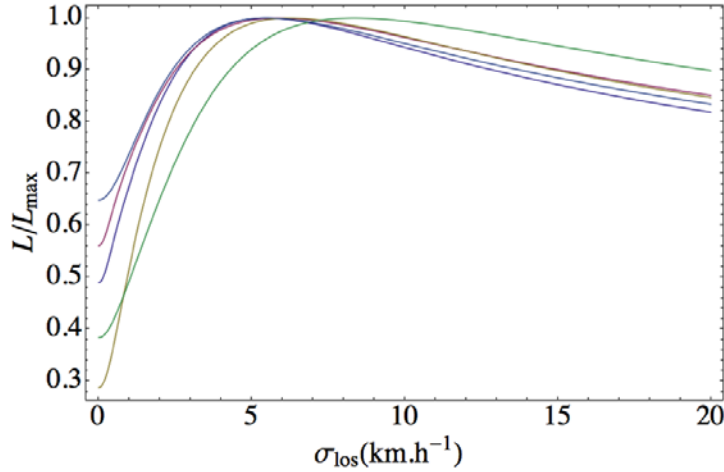


FIGURE 3.7 – Fonction de vraisemblance pour les 5 premiers bins de la galaxie naine Carina

mentiellement. À l'inverse, lorsque σ_{los} augmente, l'exponentielle tend vers 1 et la fonction de vraisemblance tend vers son maximum puis diminue en $1/\sigma_{los}^2$. Nous considérerons un comportement gaussien autour du maximum de vraisemblance et nous calculerons l'incertitude à partir de l'espérance de la dérivée seconde du maximum de vraisemblance par rapport à

σ_{los} (borne de Cramér-Rao) :

$$\mathcal{I}(\sigma_{los})^{-1} = -\mathbb{E} \left[\frac{\partial^2}{\partial \sigma_{los}^2} \ln L(X; \sigma_{los}) \right]^{-1} \quad (3.10)$$

$$= \left[\sum_{i=1}^N \frac{(v_i - \bar{v})^2}{(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)^2} \left(\frac{4\sigma_{los}^2}{\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2} - 1 \right) + \frac{1}{\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2} - \frac{2\sigma_{los}^2}{(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)^2} \right]^{-1}. \quad (3.11)$$

Afin que l'approximation gaussienne soit valide, nous avons réduit le nombre de bins pour lesquels la fonction de vraisemblance ne convergeait pas et produisait des résultats non physiques. C'est le cas de Segue 1 dont le nombre de lots d'étoiles a été réduit de 11 à 5. En effet, considérer 11 bins ne permet pas l'approximation gaussienne et conduit à des résultats non physiques.

Le résultat de la maximisation de l'équation 3.9 est visible figure 3.8 pour la galaxie Carina. La dispersion des vitesses projetées σ_{los} est donnée pour chaque lot d'étoiles en fonction de

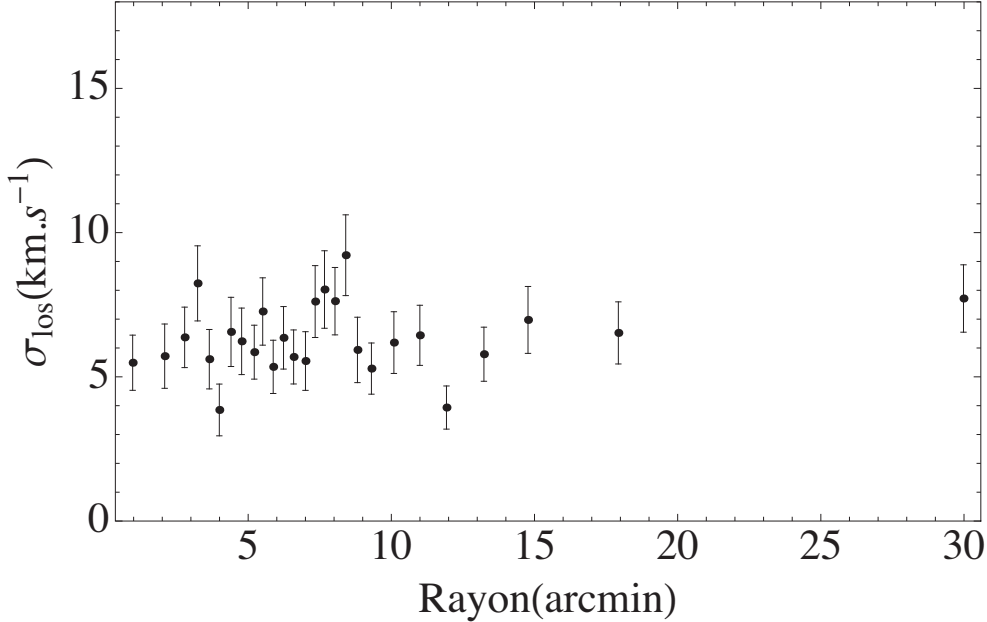


FIGURE 3.8 – Dispersion des vitesses projetées σ_{los} en fonction de la distance au centre (rayon) de la galaxie Carina.

la distance moyenne (de chaque lot d'étoiles) par rapport au centre de la galaxie. Le nombre important d'étoiles par lot, 27 ou 28, explique les faibles incertitudes sur σ_{los} comparé à des galaxies comme Leo IV qui ne comportent que 4 à 5 étoiles par lot.

Le résultat pour les 15 galaxies est présenté figure 3.9. Nous constatons que ces résultats sont en moyenne plus élevés pour les galaxies classiques, qui sont plus lumineuses et plus massives que les galaxies découvertes ces dix dernières années.

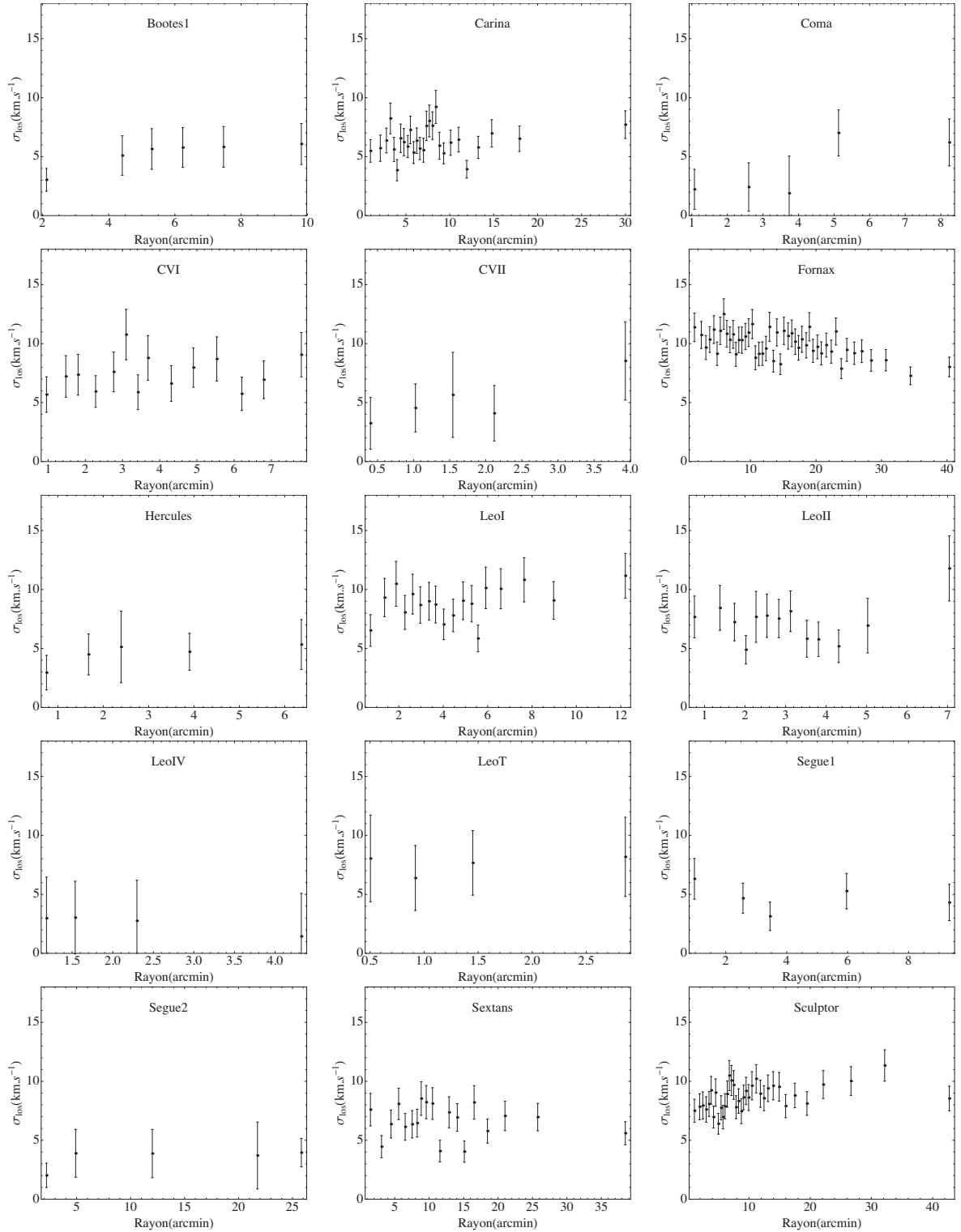


FIGURE 3.9 – Dispersion des vitesses projetées σ_{los} en fonction de la distance au centre (rayon) de la galaxie pour les 15 galaxies sélectionnées.

3.3.2 Calcul de σ_{los} avec l'équation de Jeans et optimisation des profils de matière noire

L'équation de Jeans est le moment d'ordre 1 par rapport aux vitesses de l'équation de Boltzmann sans collision :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \Delta) \vec{v} = -\Delta \Phi - \frac{1}{\nu} \Delta \cdot (\nu \vec{\sigma}^2) \quad (3.12)$$

où \vec{v} est le vecteur des vitesses moyennes du système, ν le profil de matière stellaire, $\vec{\sigma}$ le tenseur d'anisotropie des vitesses et Φ le potentiel gravitationnel. Elle a été établie par Maxwell mais Jeans fut le premier à l'appliquer en astrophysique [56].

Le profil de matière stellaire que nous utiliserons sera le profil de Plummer [91] :

$$I(R) = \frac{L}{\pi r_{half}^2} \frac{1}{(1 + R^2/r_{half}^2)^2}, \quad (3.13)$$

$$\nu(r) = \frac{3L}{4\pi r_{half}^3} \frac{1}{(1 + r^2/r_{half}^2)^{5/2}} \quad (3.14)$$

où $I(R)$ est le profil en deux dimensions et $\nu(r)$ le profil en trois dimensions. r_{half} est le rayon de demi-lumière, ce qui signifie que dans la sphère $S(r_{half})$ se situe la moitié de la matière lumineuse de la galaxie.

Il existe d'autres profils utilisés pour modéliser le profil de matière stellaire des galaxies naines classiques comme le profil de King [59]

$$I_{king}(R) = k \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (R/r_c)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + (r_K/r_c)^2}} \right)^2 \quad (3.15)$$

ou le profil exponentiel

$$I_{exp}(R) = \frac{L}{2.8\pi r_e^2} \exp(-R/r_e) \quad (3.16)$$

avec r_e le rayon de cœur du profil exponentiel ($r_h \approx 1.68 r_e$) et r_c et r_K respectivement le rayon de cœur du profil de King et le rayon limite de ce même profil ($r_h \approx 0.82 r_c$) [3]. La distribution de matière stellaire des galaxies naines classiques est mieux modélisée par le profil de King, le profil de Plummer étant préféré pour les galaxies *ultra-faint* [104]. Il a été montré dans [34] que le facteur J est peu sensible au choix du profil de matière stellaire. Nous utiliserons donc le profil de Plummer pour toutes les galaxies. En effet, ce profil ne dépend que de deux paramètres, le rayon de demi-lumière r_{half} et la luminosité L , dont les valeurs pour l'ensemble des galaxies étudiées sont données dans [112]. Notons que la luminosité L ne sera pas utilisée dans notre optimisation puisque ce terme s'annulera lorsque nous diviserons par le profil de matière stellaire en deux dimensions.

Les galaxies naines étudiées étant principalement composées de matière noire, on approximera leur masse totale par la masse de matière noire qu'elles contiennent :

$$M(r) = \int_0^r 4\pi s^2 \rho_{dm}(s) ds \quad (3.17)$$

où ρ_{dm} correspond au profil de matière noire dont nous voulons déterminer les paramètres. Bien que ces galaxies soient soumises aux forces de marée de la Voie Lactée, leur impact n'est visible que sur une grande période. Nous pouvons donc négliger la variation de la structure de ces galaxies avec le temps. Nous avons de plus choisi d'étudier des galaxies sphéroïdes. Ces deux hypothèses nous permettent d'utiliser l'équation de Jeans sphérique et stationnaire

$$\frac{1}{\nu} \frac{d(\nu \sigma_r^2)}{dr} + 2\beta_a \frac{\sigma_r^2}{r} = -\frac{d\Phi}{dr} \quad (3.18)$$

avec $\beta_a = 1 - \sigma_\theta^2/\sigma_r^2$ le terme d'anisotropie des vitesses. Ce terme vaudra donc 0 pour un système isotrope. Dans les autres cas, il tendra vers $-\infty$ si l'anisotropie est tangentielle ou 1 si elle est radiale.

Dans [79] et [71], il est montré que le terme d'anisotropie est égal à 0 au centre (système isotrope) puis tend vers des valeurs positives à grand rayon (anisotropie radiale). Lorsque nous considérons un système isotrope et que nous supposons une dispersion constante ($\sigma_r = \sigma_{los}$), l'équation de Jeans se simplifie et permet d'approximer la masse de la galaxie au rayon de demi-lumière r_{half} par [112]

$$M(r_{half}) = 580.04 r_{half} \sigma_{los}^2 \quad (3.19)$$

Nous constatons (table 3.3) que nos valeurs de σ_{los} et $M(r_{half})$ ne varient que de 10% en moyenne par rapport aux résultats de [112]. Les variations entre les deux tableaux sont principalement dues à l'utilisation de données stellaires différentes sur les galaxies récemment découvertes. Nous constatons également que nos incertitudes sont plus faibles, ce qui s'explique par un plus grand nombre de données sur les vitesses des étoiles. Dans la suite de ce

Galaxie	σ_{los} km.s ⁻¹	r_{half} pc	$M(r_{half})$ M _⊙
Bootes1	5.4 ± 0.7	242 ± 21	4.1 ± 1.4 10 ⁶
CV I	7.7 ± 0.5	564 ± 36	1.9 ± 0.4 10 ⁷
CV II	5.1 ± 1.1	74 ± 12	1.1 ± 0.7 10 ⁶
Carina	6.5 ± 0.3	241 ± 23	5.9 ± 1.0 10 ⁶
Coma	4.7 ± 0.9	77 ± 10	1.0 ± 0.5 10 ⁶
Fornax	10.1 ± 0.2	668 ± 34	3.9 ± 0.3 10 ⁷
Hercules	5.2 ± 0.9	330 ± 63	5.1 ± 3.3 10 ⁶
LeoI	9.1 ± 0.4	246 ± 19	1.2 ± 0.2 10 ⁷
LeoII	7.4 ± 0.5	151 ± 17	4.8 ± 1.3 10 ⁶
LeoIV	3.5 ± 1.6	116 ± 30	8.0 ± 6.0 10 ⁵
LeoT	7.6 ± 1.6	178 ± 39	5.9 ± 4.6 10 ⁶
Sculptor	8.9 ± 0.2	260 ± 39	1.2 ± 0.2 10 ⁷
Segue1	4.9 ± 0.7	29 ± 7	3.9 ± 2.4 10 ⁵
Segue2	4.1 ± 0.9	34 ± 5	3.2 ± 2.3 10 ⁵
Sextans	6.9 ± 0.3	682 ± 117	1.9 ± 0.5 10 ⁷

TABLE 3.3 – Dispersion des vitesses projetées σ_{los} , rayon de demi-lumière [112] et masse de la galaxie au rayon r_{half} , $M(r_{half})$, pour les quinze galaxies étudiées.

chapitre, nous considérerons le paramètre d'anisotropie β_a constant pour une galaxie donnée et laisserons sa valeur libre durant l'optimisation.

L'équation de Jeans peut se réécrire, dans le cas général, de la façon suivante :

$$\nu\sigma_r^2 = Gr^{-2\beta_a} \int_r^\infty s^{2\beta_a-2}\nu(s)M(s)ds \quad (3.20)$$

Nous projetons ensuite cette équation le long de la ligne de visée [30]

$$\sigma_p^2(R) = \frac{2}{I(R)} \int_R^\infty \left(1 - \beta_a \frac{R^2}{r^2}\right) \frac{\nu\sigma_r^2 r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr \quad (3.21)$$

où σ_p est la dispersion des vitesses projetées calculée à partir de l'équation de Jeans. Il a été constaté dans plusieurs travaux [34] que les paramètres ρ_s et r_s étaient fortement corrélés, notamment pour le profil NFW. Nous avons donc choisi de remplacer ρ_s par la masse $M(r_{half})$ de la galaxie au rayon de demi-lumière calculée au tableau 3.3. Cette valeur permet également de poser une contrainte physique supplémentaire au profil de matière noire. L'utilisation d'une seconde fonction de vraisemblance permet de déterminer le rayon d'échelle r_s optimal et d'en déduire, à partir de $M(r_{half})$, la densité caractéristique ρ_s pour un profil de matière noire et une galaxie donnés :

$$L(R_1, \dots, R_n) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi Var[\sigma_{los}(R_i)]}} \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(\sigma_{los}^2(R_i) - \sigma_p^2(R_i, r_s, M(r_{half}), \beta_a))^2}{Var[\sigma_{los}(R_i)]} \right] \quad (3.22)$$

où $\sigma_{los}(R_i)$ est la dispersion déduite des vitesses projetées mesurées, $Var[\sigma_{los}^2(R_i)]$ sa variance et $\sigma_p(R_i)$ la valeur calculée tirée de l'équation (3.21). Les incertitudes sont déterminées, comme dans la section précédente, par la méthode de Cramèr-Rao, après avoir propagé les incertitudes sur la masse $M(r_{half})$ données dans le tableau 3.3. Nous avons montré les résultats pour les trois profils de matière noire pour la galaxie Carina à la figure 3.10. Comme nous pouvons le voir, les résultats sont similaires à faible rayon. Les données ne permettent pas de contraindre le type de profil utilisé, NFW étant un profil "cuspy" tandis que les autres sont des profils utilisant un cœur de matière noire de densité constante. Pour cette raison nous conserverons les trois profils pour le calcul des facteurs J correspondant. Les résultats pour les quinze galaxies sont donnés figure 3.11 et tableau 3.4.

Le calcul du rayon de marée (équation 2.6) donne des rayons allant de 2 kpc pour Segue 1 à 20 kpc pour CV II. Ce rayon varie de moins de 5% en fonction du profil de matière noire utilisé dans l'équation. L'ouverture angulaire correspondante atteint 5° pour Segue 1. Pour considérer ces sources comme des sources ponctuelles dans notre analyse, l'ouverture angulaire doit être limité à 1°. Nous allons maintenant calculer le facteur J pour un angle d'ouverture de 1° (soit un angle d'intégration de $\alpha_{int} = 0.5^\circ$) et comparer ces valeurs au facteur J total de la galaxie. Cette comparaison nous permettra de conclure si ces objets astrophysiques peuvent être considérés comme des sources ponctuelles.

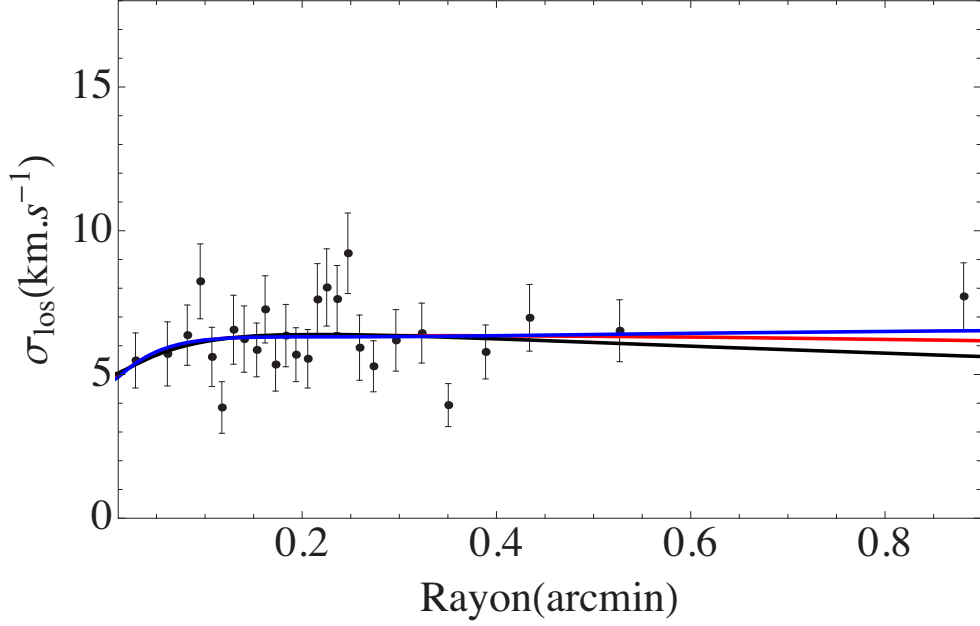


FIGURE 3.10 – Lissage de la dispersion des vitesses projetées σ_{los} en fonction de la distance au centre (rayon) de la galaxie Carina avec trois profils de matière noire différents : NFW (en rouge), Burkert (en noir) et Einasto (en bleu).

Galaxie	NFW		Burkert		Einasto	
	$\log_{10} \rho_s$ $M_{\odot} \cdot \text{kpc}^{-3}$	$\log_{10} r_s$ kpc	$\log_{10} \rho_s$ $M_{\odot} \cdot \text{kpc}^{-3}$	$\log_{10} r_s$ kpc	$\log_{10} \rho_s$ $M_{\odot} \cdot \text{kpc}^{-3}$	$\log_{10} r_s$ kpc
Bootes1	8.75 ± 0.19	$-1. \pm 0.11$	9.39 ± 0.19	-1.31 ± 0.11	8.45 ± 0.19	-1.07 ± 0.11
CV I	7.28 ± 0.11	-0.08 ± 0.07	7.82 ± 0.11	-0.3 ± 0.07	6.65 ± 0.11	-0.01 ± 0.07
CV II	7.85 ± 0.44	-0.59 ± 0.26	8.88 ± 0.44	-0.98 ± 0.26	7.5 ± 0.44	-0.45 ± 0.26
Carina	7.87 ± 0.09	-0.42 ± 0.05	8.56 ± 0.09	-0.76 ± 0.05	6.57 ± 0.09	-0.06 ± 0.05
Coma	8.02 ± 0.31	-0.66 ± 0.18	8.81 ± 0.31	-0.77 ± 0.18	8.3 ± 0.31	-0.89 ± 0.18
Fornax	8.87 ± 0.04	-0.71 ± 0.03	8.8 ± 0.04	-0.68 ± 0.03	7.49 ± 0.04	-0.23 ± 0.03
Hercules	6.92 ± 0.46	-0.38 ± 0.27	7.71 ± 0.46	-0.79 ± 0.27	6.85 ± 0.46	-0.34 ± 0.27
Leo I	8.09 ± 0.08	-0.37 ± 0.05	8.8 ± 0.08	-0.74 ± 0.05	7.63 ± 0.08	-0.1 ± 0.05
Leo II	7.87 ± 0.14	-0.37 ± 0.09	8.70 ± 0.14	-0.73 ± 0.09	7.27 ± 0.14	-0.26 ± 0.09
Leo IV	9.08 ± 0.29	-1.42 ± 0.21	9.20 ± 0.24	-1.49 ± 0.18	8.17 ± 0.24	-1.2 ± 0.18
Leo T	7.67 ± 0.66	-0.47 ± 0.39	8.75 ± 0.66	-1.06 ± 0.39	7.13 ± 0.66	-0.51 ± 0.39
Sculptor	8.04 ± 0.08	-0.34 ± 0.05	8.73 ± 0.08	-0.68 ± 0.05	6.78 ± 0.08	-0.02 ± 0.05
Segue1	8.33 ± 0.42	-0.74 ± 0.25	9.75 ± 0.42	-1.59 ± 0.25	7.38 ± 0.42	-0.09 ± 0.15
Segue2	8.86 ± 0.43	-1.38 ± 0.26	9.56 ± 0.43	-1.7 ± 0.26	8.37 ± 0.43	-1.41 ± 0.26
Sextans	7.98 ± 0.14	-0.49 ± 0.08	8.23 ± 0.14	-0.61 ± 0.08	7.24 ± 0.14	-0.35 ± 0.08

TABLE 3.4 – Valeurs du rayon d'échelle r_s et de la densité caractéristique ρ_s pour chaque profil de matière noire et chaque galaxie naine.

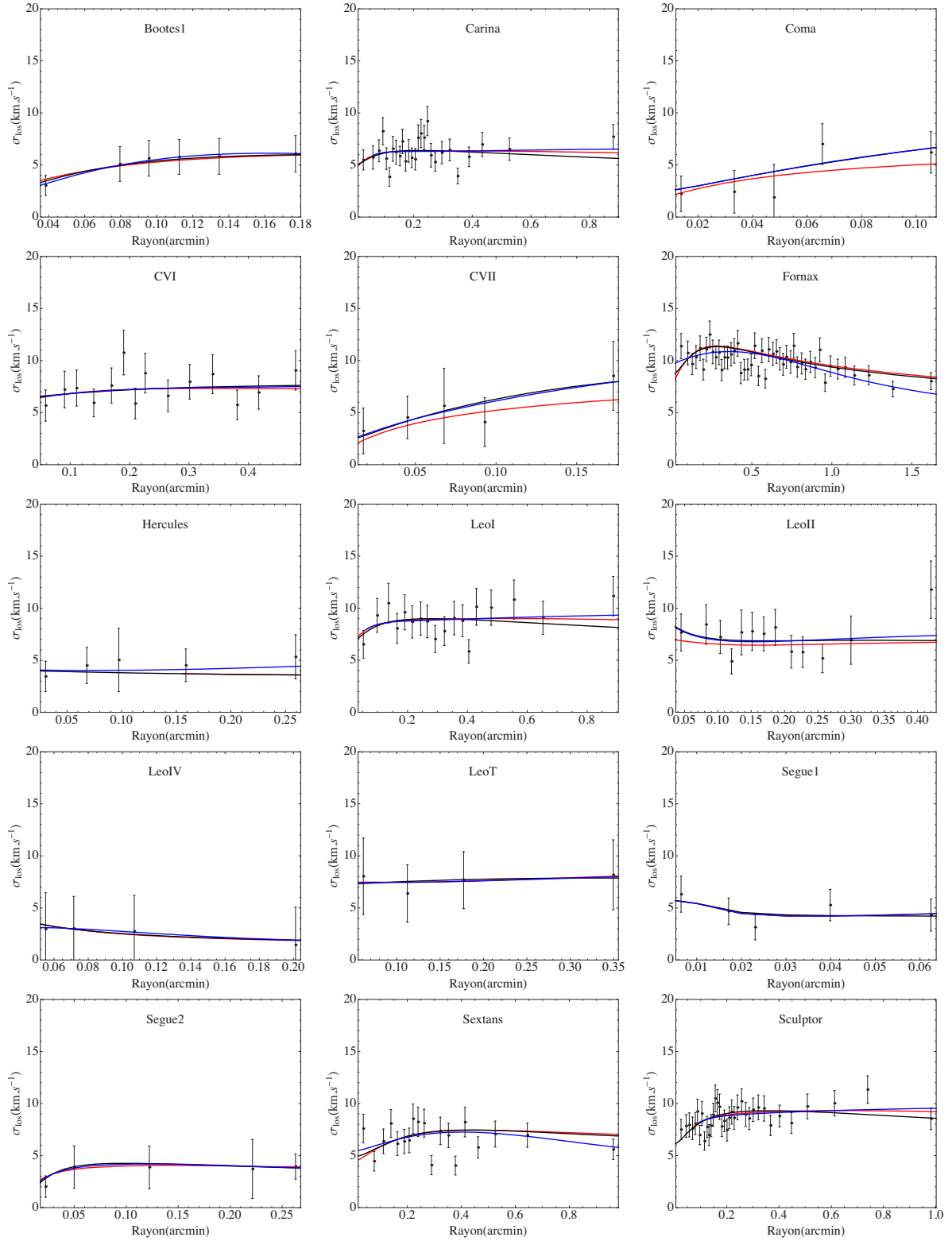


FIGURE 3.11 – Lissage de la dispersion des vitesses projetées σ_{los} en fonction de la distance au centre (rayon) de la galaxie pour les quinze galaxies avec trois profils de matière noire différents : NFW (en rouge), Burkert (en noir) et Einasto (en bleu).

3.3.3 Facteur J

Le facteur astrophysique J a pour expression

$$J = \int_{\Delta\Omega} \int_{los} \rho_{DM}^2(\ell, \Omega) d\ell d\Omega \quad (3.23)$$

avec $\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha_{int})$ et ℓ la distance entre un point de la galaxie et la Terre. Les profils de matière noire étant maintenant connus, nous pouvons calculer la valeur du facteur J pour chaque galaxie naine et pour les trois profils de matière noire.

Nous avons calculé le facteur J des quinze galaxies naines avec le logiciel CLUMPY [35]. Ce dernier a également été utilisé pour calculer le facteur J de la Voie Lactée en fonction de la distance angulaire par rapport au centre galactique. Le résultat est visible figure 3.12 pour le profil NFW. Sur cette figure, la matière noire de la Voie Lactée est modélisée par un profil NFW avec $r_s = 21.7$ kpc. La masse totale de notre galaxie est fixée à $10^{12} M_\odot$ avec une masse minimale des sous-structures de $10^{-6} M_\odot$.

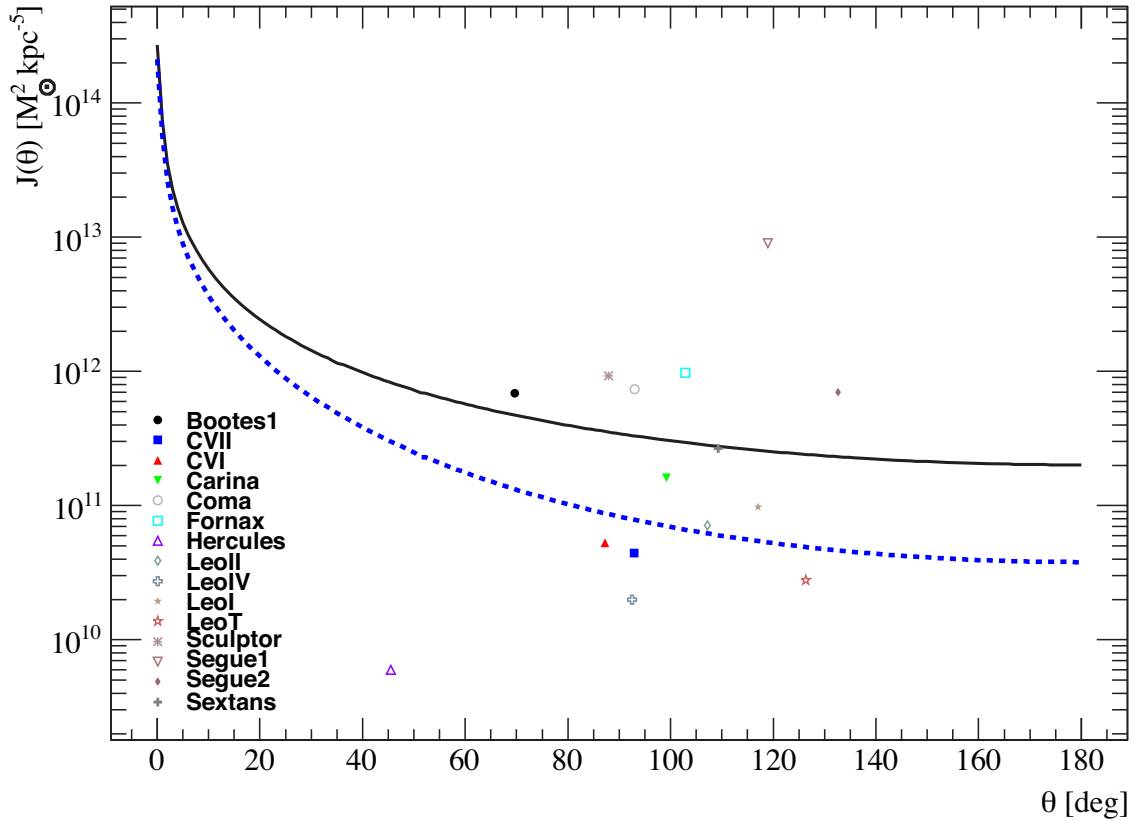


FIGURE 3.12 – Valeur du facteur J des galaxies naines étudiées (représentés par des points) et de la Voie Lactée en considérant les sous-structures (courbe noire) ou en les excluant (courbe bleue en pointillés) en fonction de la distance angulaire θ avec le centre galactique dans le référentiel terrestre. Le profil de matière noire utilisé est le profil NFW et l'angle d'intégration α_{int} est fixé à 0.5° .

Le facteur J de la Voie Lactée, à la distance angulaire de 45° par rapport à son centre, est 141 fois supérieur à celui de la galaxie naine Hercules. Deux raisons justifient cette différence. Premièrement, le facteur J d’Hercules est le plus faible de tous les facteurs J des galaxies naines étudiées. Deuxièmement, Hercules est la galaxie naine la plus proche du centre de la Voie Lactée dans le référentiel terrestre, la contribution de la Voie Lactée est donc plus importante dans cette direction que dans les directions des autres galaxies naines. La contribution de la Voie Lactée au facteur J de Segue 1, qui est la galaxie ayant le facteur J le plus important, n’est que de 2%. Si nous comparons le facteur J additionné des quinze galaxies naines à la contribution totale de la Voie Lactée dans les mêmes directions, nous constatons que le facteur J additionné des galaxies naines est plus élevé d’un facteur 2.5. L’angle d’intégration α_{int} que nous avons choisi, 0.5° , correspond à la taille angulaire maximale d’une analyse de sources ponctuelles avec le télescope à neutrinos ANTARES. Le facteur J des galaxies naines n’atteint sa valeur maximale que pour un angle d’intégration allant de 1 à 3° en fonction de la galaxie naine. Cette augmentation étant en moyenne de 3% (8% au maximum), nous pouvons considérer les galaxies naines comme des sources ponctuelles dans notre analyse. Pour cette même raison, les résultats de notre analyse seront donnés en utilisant la valeur du facteur J calculé à $\alpha_{int} = 0.5^\circ$.

Les incertitudes des facteurs J des galaxies naines ont été déduites en propageant les incertitudes sur les valeurs des couples (r_s, ρ_s) pour chaque profil de matière noire. L’ensemble des résultats est donné tableau 3.5.

Bien qu’aucun signal de matière noire en provenance du halo galactique de la Voie Lactée

Galaxie	Facteur J des galaxies naines $\log_{10} \text{GeV}^2 \cdot \text{cm}^{-5}$			Facteur J de la Voie Lactée $\log_{10} \text{GeV}^2 \cdot \text{cm}^{-5}$
	NFW	Burkert	Einasto	NFW
Bootes1	18.49 ± 0.22	18.33 ± 0.15	18.29 ± 0.21	18.32
CVI	17.38 ± 0.16	17.29 ± 0.12	17.31 ± 0.17	18.20
CVII	17.3 ± 0.16	17.71 ± 0.11	17.93 ± 0.15	18.17
Carina	17.86 ± 0.39	17.71 ± 0.34	18.04 ± 0.32	18.14
Coma	18.52 ± 0.21	19.23 ± 0.18	18.97 ± 0.25	18.17
Fornax	18.64 ± 0.17	18.09 ± 0.1	17.86 ± 0.15	18.12
Hercules	16.43 ± 0.29	16.31 ± 0.24	16.97 ± 0.32	18.57
LeoI	17.64 ± 0.23	17.5 ± 0.16	17.81 ± 0.26	18.06
LeoII	17.51 ± 0.18	17.59 ± 0.13	17.65 ± 0.21	18.10
LeoIV	16.95 ± 0.35	16.53 ± 0.36	16.34 ± 0.36	18.17
LeoT	17.1 ± 0.24	16.98 ± 0.22	17.05 ± 0.28	18.03
Sculptor	18.62 ± 0.14	18.5 ± 0.08	18.8 ± 0.14	18.20
Segue1	19.61 ± 0.26	19.48 ± 0.23	19.64 ± 0.28	18.06
Segue2	18.5 ± 0.22	18.42 ± 0.14	18.44 ± 0.22	18.00
Sextans	18.08 ± 0.24	17.72 ± 0.18	17.58 ± 0.23	18.09

TABLE 3.5 – Valeurs du facteur J avec un angle d’intégration $\alpha_{int} = 0.5^\circ$ pour chaque profil de matière noire et chaque galaxie naine. La valeur du facteur J est également indiqué pour la Voie Lactée pour le profil NFW (détails dans le texte).

n’ait été détecté, il est intéressant de comparer le facteur J des galaxies naines avec celui de la Voie Lactée pour différents angles d’intégration. La figure 3.13 donne le rapport entre

le facteur J d'une ou plusieurs galaxies naines et celui de la Voie Lactée (dans la direction de ces galaxies naines). Les courbes noires correspondent à l'ensemble des treize² galaxies

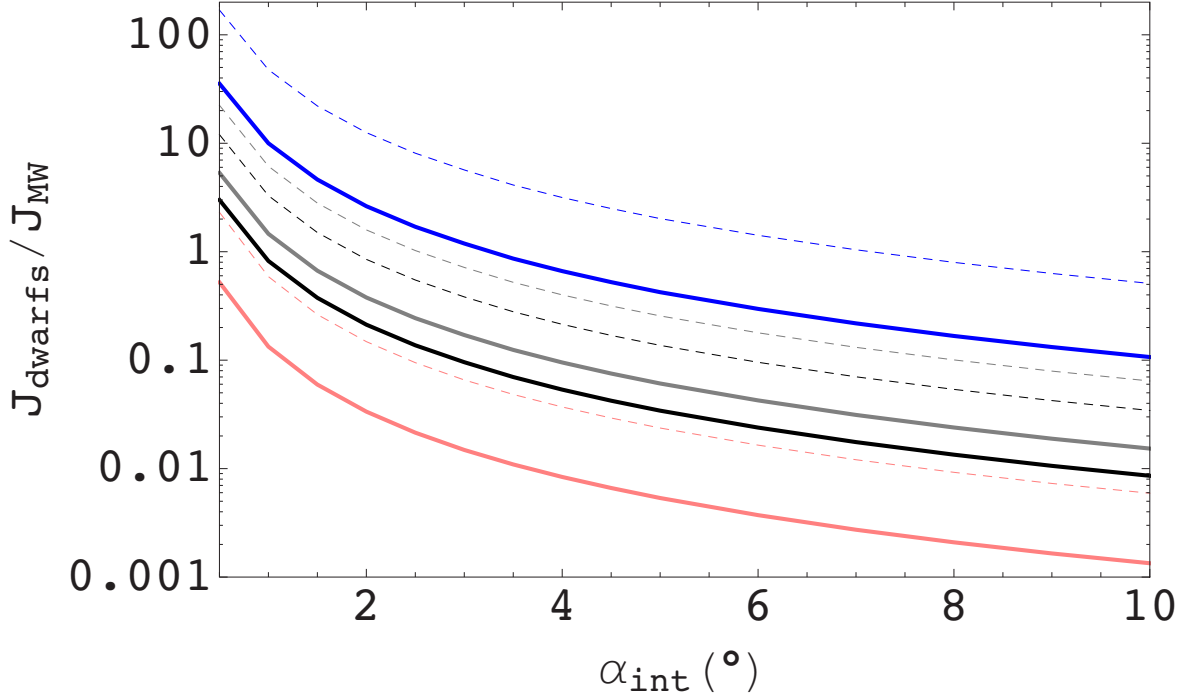


FIGURE 3.13 – Rapport entre le facteur J d'une ou plusieurs galaxies naines par rapport à la contribution de la Voie Lactée en fonction de l'angle d'intégration α_{int} . La contribution de la Voie Lactée est prise en compte comptabilisant (courbes en trait plein) ou non (courbes en pointillés) ses sous-structures. Les comparaisons sont données pour la galaxie naine Segue 1 (en bleu) et Carina (en rose) ainsi que pour les treize galaxies additionnées (en noir) et pour les huit galaxies (détails dans le texte) ayant le facteur J le plus élevé (en gris).

naines considérées dans notre analyse. Afin d'étudier l'évolution de ce rapport en excluant les cinq galaxies ayant le facteur J le plus bas, nous avons également représenté ce rapport en ne considérant que les huit galaxies suivantes : Segue 1, Segue 2, Fornax, Bootes 1, Coma, Sculptor, Sextans et Carina. Une amélioration du rapport de 66% en moyenne est observée et devient inférieur à 1 à partir de $\alpha_{int} = 1.5^\circ$ (contre $\alpha_{int} = 1^\circ$ pour l'addition des treize galaxies naines). Considérer Segue 1 individuellement est en revanche intéressant pour distinguer un éventuel signal provenant des galaxies naines de celui provenant de la Voie Lactée. En effet, dans cette configuration, le rapport reste supérieur à 1 jusqu'à $\alpha_{int} = 3.5^\circ$, ce qui inclut la majeure partie des angles d'ouverture considérés dans l'analyse présentée au chapitre 6.

Les courbes en trait plein et en pointillés montrent la forte contribution des sous-structures de matière noire dans le calcul du facteur J de la Voie Lactée. Cette contribution multiplie le facteur J de la Voie Lactée par 2.75 dans la direction d'Hercules et jusqu'à 4.77 pour Segue 1, qui est l'une des galaxies les plus éloignées du centre galactique dans le référentiel

2. Deux galaxies naines sont exclues de notre analyse pour éviter la superposition des événements entre deux galaxies trop proches l'une de l'autre. (voir chapitre 6 pour plus de détails)

terrestre.

Comme nous pouvions le supposer la galaxie avec le facteur J le plus élevé est aussi la galaxie la plus proche de nous, Segue 1 avec $D = 23$ kpc. Les facteurs J varient peu en fonction du profil étudié, confirmant la faible sensibilité au profil de matière noire dont nous avons discuté au chapitre 2. Notons enfin que le profil de Burkert donne en moyenne des facteurs J plus faibles. Ceci s'explique par le rayon de demi-lumière r_{half} qui est inférieur au rayon d'échelle r_s dans le cas du profil NFW ou Einasto mais supérieur dans le cas du profil de Burkert. La modélisation de la densité de matière noire diminue donc plus rapidement au delà de ce rayon dans le cas de ce dernier profil.

Pour obtenir le flux de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire et qui traverse la Terre, il faut multiplier le facteur J par le terme donnant le nombre de neutrinos produits par une auto-annihilation de matière noire. Ce terme comporte également la section efficace d'auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$. Ce point fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Production de neutrinos par auto-annihilation de matière noire

Le terme de physique des particules Φ^{pp} représente le nombre de neutrinos produits lors d'une auto-annihilation de matière noire. Il est donné par l'équation suivante :

$$\Phi^{pp}(E_\nu) = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{\delta m_{DM}^2} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \quad (4.1)$$

où σ_{ann} est la section efficace d'auto-annihilation de matière noire, $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ sa moyenne par rapport à la distribution de la vitesse des particules de matière noire, dN_ν/dE_ν le spectre énergétique différentiel des neutrinos produits lors de ce processus, δ le nombre d'états possibles (2 si la particule de matière noire est de type Majorana, 4 si elle est de type Dirac) et m_{dm} l'hypothèse de masse de la particule de matière noire.

La reconstruction des neutrinos n'étant satisfaisante qu'à partir de 25 GeV/c², nous commencerons notre analyse à cette hypothèse de masse. À la différence du Soleil, le flux de neutrinos n'est pas atténué pour les hautes hypothèses de masse du candidat de matière noire. Nous choisirons d'étudier ces hypothèses de masse jusqu'à 100 TeV/c². L'ensemble des masses testées sont listées dans le tableau 4.1. La recherche indirecte de matière noire

Masse (GeV/c ²)	25	50	80	90	100	130	150	180	200	300	400	500
Masse (TeV/c ²)	0.75	1	1.5	2	3	5	10	20	30	50	100	

TABLE 4.1 – Hypothèses de masse m_{dm} du candidat de matière noire considérées ici.

étant indépendante de tout modèle de physique des particules a priori, les rapports de branchement de chaque canal d'auto-annihilation seront considérés comme étant de 100%. Nous ne considérerons pas non plus de désintégrations en particules exotiques et nous nous limiterons aux particules du Modèle Standard. La masse du boson de Higgs a été fixée à $m_h = 125$ GeV/c² et les rapports de branchement associés sont ceux prédits par le Modèle Standard.

La plupart des particules du modèle standard peuvent être produites lors de l'auto-annihilation de deux particules de matière noire (voir figure 4.1). Certains canaux ne sont

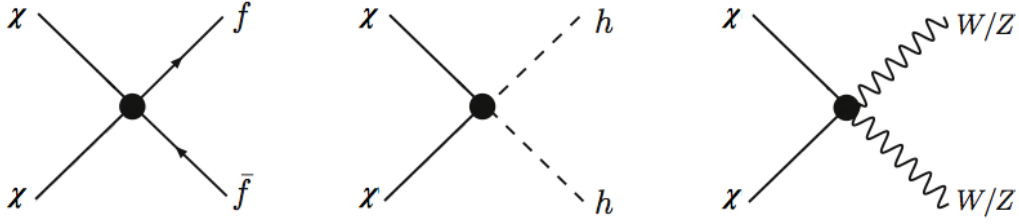


FIGURE 4.1 – Diagrammes de Feynman de l’auto-annihilation de deux particules de matière noire χ produisant respectivement un fermion f et un anti-fermion \bar{f} (diagramme de gauche), deux bosons de Higgs h (diagramme du centre) et deux bosons de jauge W^+W^- ou ZZ (diagramme de droite).

toutefois permis que dans un modèle donné, comme la production directe de neutrinos, qui ne peut se réaliser que si les particules de matière noire sont de type Kaluza-Klein (chapitre 1).

La caractéristique commune de ces canaux est la production de mésons légers, notamment de pions chargés. Le π^- se désintègrera quasi systématiquement en un muon et un anti-neutrino muonique (ou leurs anti-particules associées pour le π^+). Nous distinguerons cependant trois formes de spectre différents.

Le premier correspond aux canaux dit *hard* qui ont une importante proportion de neutrinos emportant une énergie proche de la masse de la particule de matière noire ($dE_\nu/dm_{dm} \lesssim 1$). Dans le cas du canal d’auto-annihilation produisant des bosons W comme particules primaires, ces neutrinos proviennent de la désintégration de la particule en un lepton et un anti-neutrino de même saveur (figure 4.2 à gauche) [26]

$$\text{BR} (W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\bar{\nu}_\ell)) = 0.32$$

La distribution des neutrinos produits dans le canal d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow ZZ$ est similaire, la particule se désintégrant en deux neutrinos de même saveur [26] (figure 4.2 à droite)

$$\text{BR} (Z \rightarrow \nu_\ell \bar{\nu}_\ell) = 0.20$$

Ces deux canaux d’auto-annihilation de matière noire produisent des spectres énergétiques

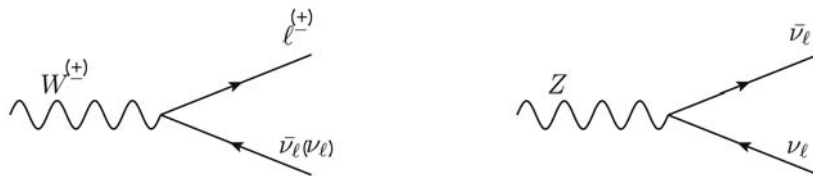


FIGURE 4.2 – Désintégration d’un boson W en un lepton et un anti-neutrino de même saveur (à gauche) et désintégration d’un boson Z en deux neutrinos de même saveur (à droite)

de neutrinos très similaires. Nous choisirons de n’étudier que le canal $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$. Sa masse étant de $80.403 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ [26], l’étude de ce canal débutera à l’hypothèse de

masse $m_{dm} = 90 \text{ GeV}/c^2$.

Les canaux leptoniques produisent également des neutrinos à haute fraction d'énergie par la désintégration du lepton en un neutrino de même saveur et un boson W (figure 4.3). Ce boson se désintègre à son tour dans les modes indiqués précédemment. La production de neutrino muonique est proche de 1 dans la désintégration du muon, il s'agit donc du canal leptonique le plus intéressant si nous ne considérons pas le mécanisme d'oscillations des neutrinos [26]. Nous avons

$$\text{BR} (\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \text{BR} (\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = 0.17 \quad (4.2a)$$

$$\text{BR} (\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \approx 1 \quad (4.2b)$$

Nous étudierons également le canal d'auto-annihilation produisant des quarks b comme

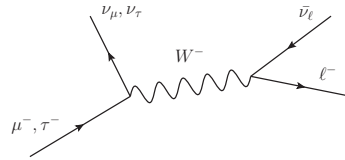


FIGURE 4.3 – Désintégration d'un lepton μ ou τ avec un neutrino de même saveur

particules primaires pour comparer nos résultats dans ce mode de production de neutrinos aux autres expériences à détection indirecte de matière noire. Ce canal est dit *soft* car il ne produit quasiment pas de neutrinos à haute fraction d'énergie. Ceci s'explique par la perte par hadronisation que subit le quark b ainsi que par le faible rapport de branchement du canal de désintégration semi-leptonique $b \rightarrow X \mu^- \bar{\nu}_\mu$, soit 13.4% [26]. En effet, il peut produire un neutrino par l'intermédiaire d'un boson W^- (voir figure 4.4).

Le canal de production primaire de neutrinos est le cinquième et dernier canal étudié. Les

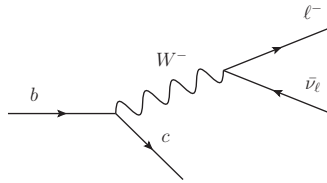


FIGURE 4.4 – Désintégration d'un quark b avec un neutrino de même saveur.

spectres énergétiques des neutrinos de chacun de ces canaux sont montrés à la figure 4.5. Le canal d'auto-annihilation produisant des électrons comme particules primaires ne produira que très peu de neutrinos par rapport aux canaux μ et τ qui peuvent produire directement des neutrinos muoniques (équations 4.2). Les spectres présentés dans la figure 4.5 étant ceux des neutrinos muoniques, il est normal que le canal $\chi\chi \rightarrow \mu^+\mu^-$ soit le canal produisant le plus de ces neutrinos. Les spectres énergétiques des neutrinos muoniques produits dans les canaux des quarks b, c et q (les quarks légers u, d et s) sont quasi identiques. L'étude du canal des quarks b sera donc représentatifs de ces cinq canaux. Seul le canal des quarks t diffère. Cette particule se désintègre en un boson W et en un quark b. Le

spectre énergétique des neutrinos produits sera donc un spectre intermédiaire entre celui d'un des cinq autres quarks et celui du boson W. Nous pouvons enfin remarquer la similarité entre les spectres des canaux des bosons de jauge W et Z, comme nous l'avions supposé.

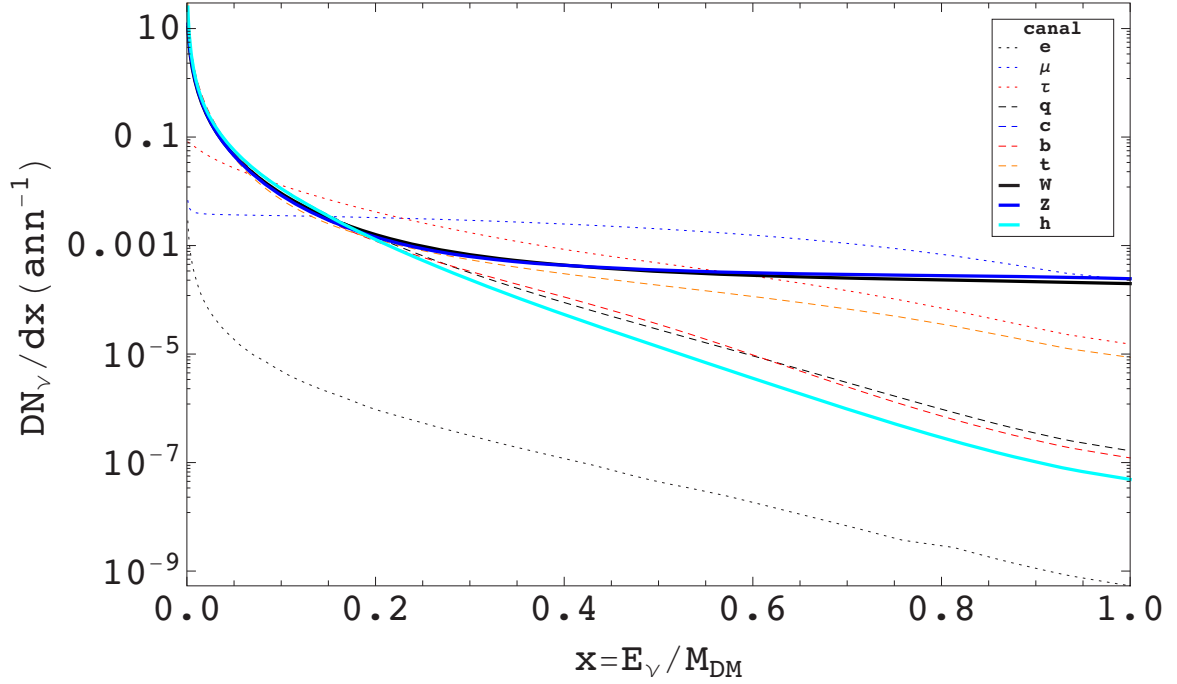


FIGURE 4.5 – Spectres énergétiques différentiels dN_ν/dx des neutrinos muoniques produits dans différents canaux d'auto-annihilation de deux particules de matière noire χ . Les spectres sont donnés en fonction de la fraction x d'énergie E_ν emportée par le neutrino par rapport à la masse m_{dm} des particules de matière noire

Ces spectres ont été produits avec le logiciel PYTHIA[99]. Afin d'inclure les corrections électrofaibles [38], nous avons comparé nos spectres avec les spectres sans correction tirés de [37] (voir figure 4.6). Bien que notre simulation concerne les galaxies naines et que celle de M. Cirelli [37] soit prévue pour le centre galactique, aucune différence entre les hypothèses de départ n'a été relevée. En effet, les rapports de branchement considérés sont identiques et nous nous plaçons tous les deux dans le vide pour produire notre simulation. Les deux travaux sont de plus indépendants de tout modèle au-delà du modèle standard. L'absence de données à faible x de notre simulation s'explique par le nombre d'événements générés dans les deux simulations, 10^5 contre 10^7 pour celle de M. Cirelli. Ces spectres étant compatibles, nous utiliserons les spectres après corrections de [37]. L'effet des corrections électrofaibles est montré figure 4.7. Les corrections électrofaibles permettent la production de toutes les particules du modèle standard et ce peu importe le canal d'auto-annihilation. La première conséquence est la production de neutrinos électroniques et tauïques dans le canal primaire du neutrino muonique. Une autre conséquence majeure est la désintégration

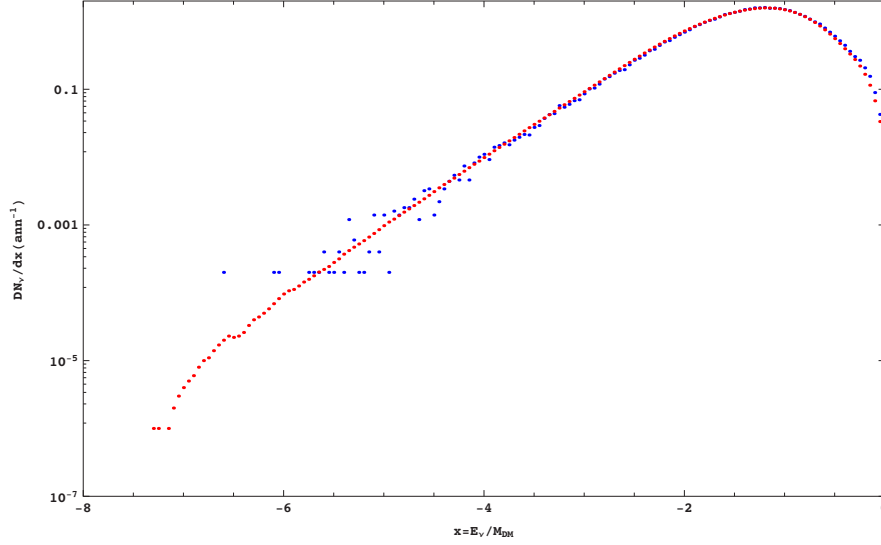


FIGURE 4.6 – Spectre énergétique des neutrinos muoniques produit dans le canal tauique d'auto-annihilation de matière noire : en bleu notre spectre, en rouge le spectre tiré de [37]. L'hypothèse de masse du candidat matière noire est de $500 \text{ GeV}/c^2$.

de particules considérées comme stables sans correction. Ceci a pour effet d'augmenter le nombre de désintégrations parmi les particules produites et donc d'augmenter le nombre de neutrinos à basse fraction d'énergie. Notons enfin que ces corrections augmentent le nombre de particules en $\ln^2 m_{dm}^2/M_W^2$ où m_{dm} est la masse du candidat de matière noire et M_W la masse du boson W. Si nous considérons une hypothèse de masse du candidat de matière noire de $100 \text{ GeV}/c^2$, les corrections n'augmentent le nombre de neutrinos que de l'ordre de 0.2%. Si nous augmentons en énergie, à $1 \text{ TeV}/c^2$, l'augmentation est alors de l'ordre de 25%. La surface effective de notre détecteur augmentant avec l'énergie (voir chapitre 6), les corrections électrofaibles sont importantes à prendre en compte pour améliorer significativement la sensibilité du détecteur à des hypothèses de masse supérieures à $1 \text{ TeV}/c^2$.

Nous considérons enfin l'oscillation des neutrinos entre leurs productions dans les galaxies naines et leur arrivée sur Terre [21]. Nous ferons pour cela l'hypothèse que les neutrinos oscillent dans le vide durant leur parcours. L'expression générale de l'oscillation des neutrinos et anti-neutrinos dans le vide sont

$$P(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}) = \sum_{j=1}^3 |U_{\ell j}|^2 |U_{\ell' j}|^2 + 2 \sum_{j>k} |U_{\ell' j} U_{\ell j}^* U_{\ell k} U_{\ell' k}^*| \cos\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2p} L_{\ell\ell'} - \phi_{\ell' \ell; jk}\right), \quad (4.3a)$$

$$P(\bar{\nu}_\ell \rightarrow \bar{\nu}_{\ell'}) = \sum_{j=1}^3 |U_{\ell j}|^2 |U_{\ell' j}|^2 + 2 \sum_{j>k} |U_{\ell' j} U_{\ell j}^* U_{\ell k} U_{\ell' k}^*| \cos\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2p} L_{\ell\ell'} + \phi_{\ell' \ell; jk}\right), \quad (4.3b)$$

où $\phi_{\ell' \ell; jk} = \arg(U_{\ell' j} U_{\ell j}^* U_{\ell k} U_{\ell' k}^*)$. Les indices correspondent aux états propres de masse du neutrino, Δm_{jk} représente la différence de masse entre les états propres j et k , L la longueur caractéristique d'oscillation, et U_{ij} les éléments de la matrice PMNS dont les lettres correspondent aux initiales de Bruno Pontecorvo, qui a proposé l'oscillation des neutrinos en

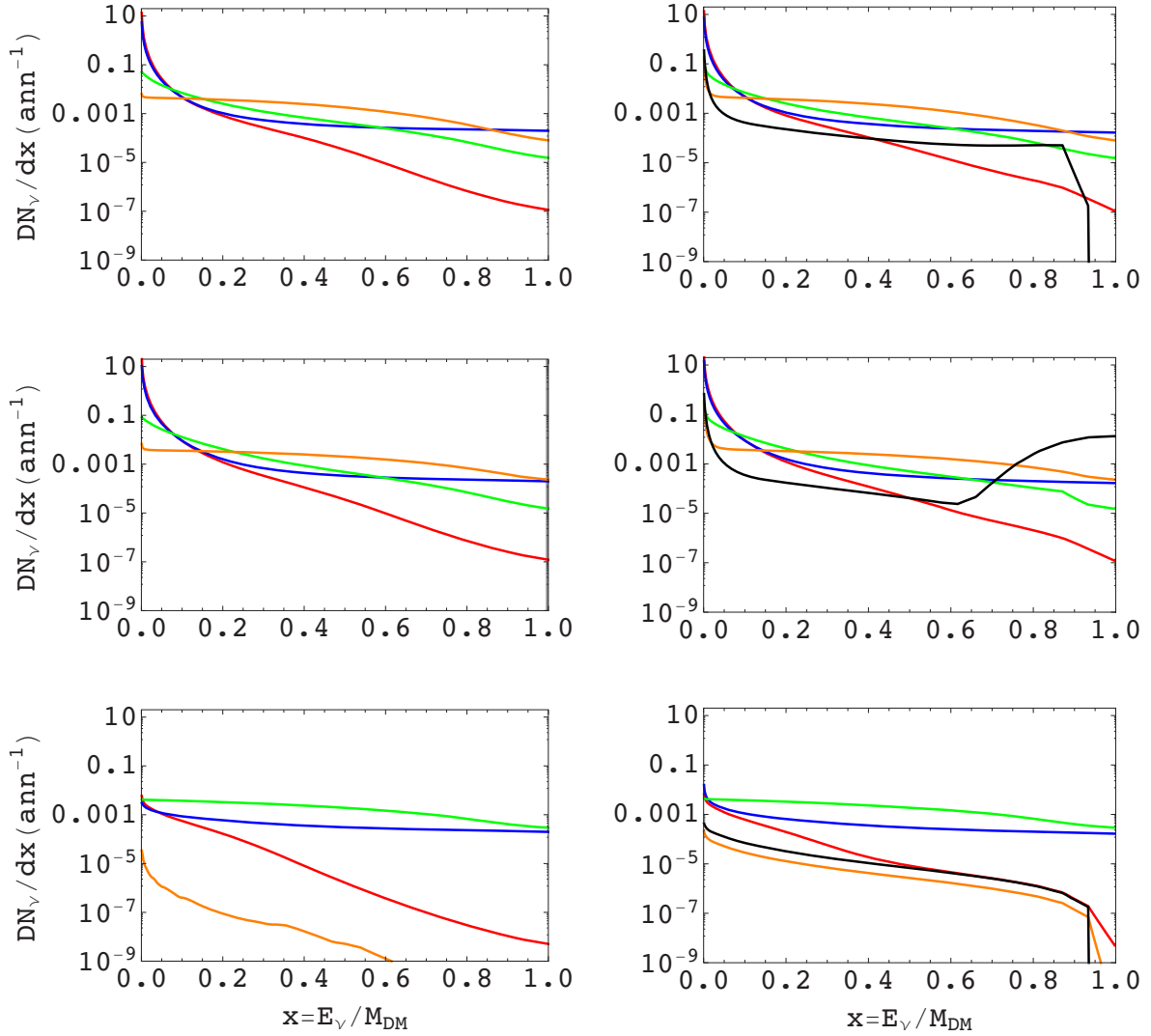


FIGURE 4.7 – Spectres énergétiques des neutrinos électroniques (en haut), muoniques (au milieu) et tauiques (en bas), avant l’application des corrections électrofaibles (à gauche) et après (à droite). Les 5 canaux étudiés sont représentés : le canal b (en rouge), le canal W (en bleu), le canal τ (en vert), le canal μ (en orange) et le canal ν_μ (en noir). L’hypothèse de masse du candidat de matière noire est ici de $1 \text{ TeV}/c^2$.

1957 ainsi que de Ziro Maki, Masami Nakagawa et Shoichi Sakata qui ont démontré que les saveurs des neutrinos que nous observons sont des superpositions de différents états de masse. Cette matrice permet de passer des états de masse des neutrinos à leurs états de saveur :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

avec $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Le paramètre δ représente le terme de phase de violation de la symétrie CP. Aucune expérience n'a jusqu'à présent déterminé la valeur de ce dernier paramètre. Nous choisissons donc de ne pas considérer de violation de cette symétrie et de prendre $\delta = 0$.

D'après [29], le second terme des équations 4.3 peut être supprimé si la distance caractéristique d'oscillation $L_{\ell\ell'}^\nu$ est très petite devant la distance L entre la source d'émission des neutrinos et le détecteur :

$$2\pi \frac{\Delta L}{L_{\ell\ell'}^\nu} \gg 1. \quad (4.5)$$

Les distances $L_{\ell\ell'}^\nu$ peuvent être approximées par l'équation suivante [26]

$$L_{\ell\ell'}^\nu \simeq 2.48 \text{ m} \frac{E_\nu [\text{MeV}]}{|\Delta m_{\ell\ell'}^2| [\text{eV}^2]} \quad (4.6)$$

où E_ν est l'énergie du neutrino. La différence quadratique de masse $|\Delta m_{\ell\ell'}^2|$ est supérieure à 10^{-5} eV^2 dans les trois cas [26] et l'énergie des neutrinos n'excède pas 100 TeV dans notre analyse, ce qui conduit à majorer la distance caractéristique d'oscillation à $L_{\ell\ell'}^\nu < 10^{11} \text{ m}$. Les galaxies naines se trouvent entre 23 et 250 kpc de la Terre (voir section 3.1) soit 6 à 7 ordres de grandeur plus loin que notre calcul précédent. Sous cette considération, l'oscillation des neutrinos sera déterminée par la probabilité moyenne

$$P(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}) = \sum_{j=1}^3 |U_{\ell j}|^2 |U_{\ell' j}|^2. \quad (4.7)$$

Pour les angles de mélange, nous utiliserons les valeurs moyennées des résultats de [49] : $\theta_{12} = 33.6^\circ$, $\theta_{23} = 40.0^\circ$ et $\theta_{13} = 8.9^\circ$. Nous obtenons la matrice d'oscillation suivante

$$P_{osc} = \begin{pmatrix} 0.549 & 0.285 & 0.166 \\ 0.285 & 0.344 & 0.371 \\ 0.166 & 0.371 & 0.463 \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

La figure 4.8 montre les spectres énergétiques des neutrinos à leur arrivée sur Terre pour les 5 canaux étudiés et pour une hypothèse de masse du candidat de matière noire de $1 \text{ TeV}/c^2$. Nous constatons principalement la diminution du nombre de neutrinos à haute fraction d'énergie lorsque nous augmentons la masse du candidat de matière noire. Inversement, le

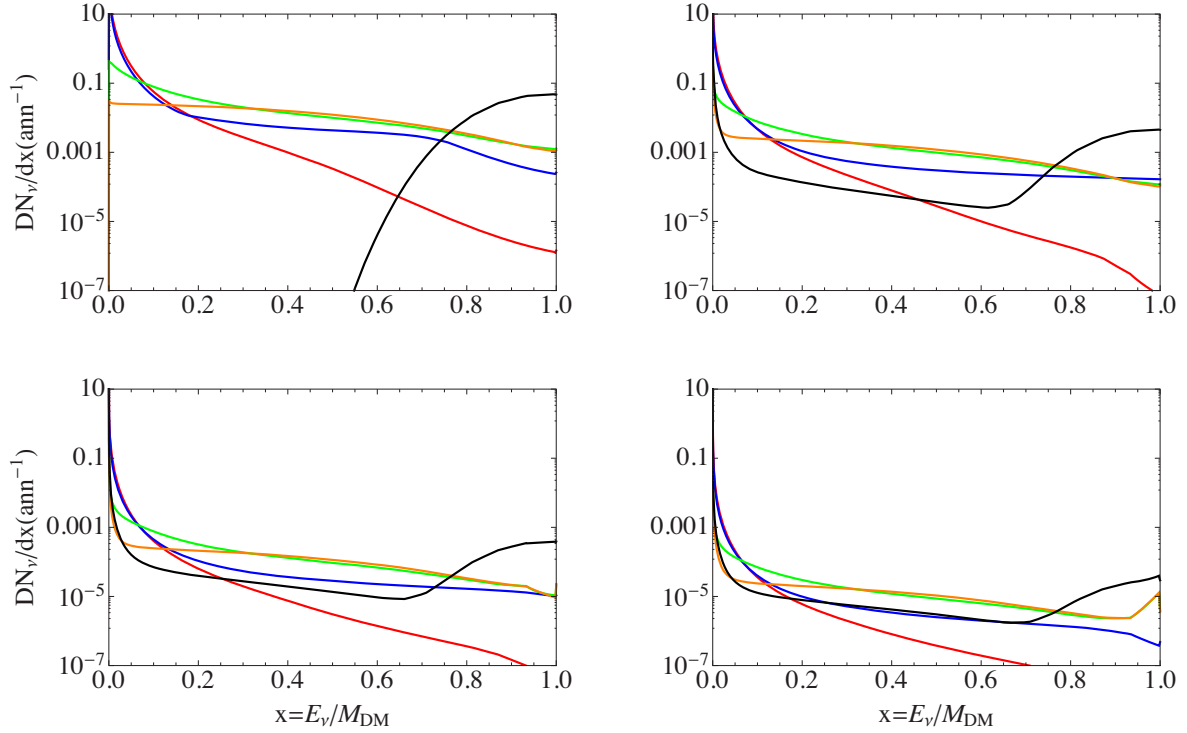


FIGURE 4.8 – Spectres énergétiques des neutrinos à leur arrivée sur Terre pour 4 hypothèses de masse du candidat matière noire : $100 \text{ GeV}/c^2$ (en haut à gauche), $1 \text{ TeV}/c^2$ (en haut à droite), $10 \text{ TeV}/c^2$ (en bas à gauche) et $100 \text{ TeV}/c^2$ (en bas à droite) et pour les 5 canaux étudiés : le canal b (en rouge), le canal W (en bleu), le canal τ (en vert), le canal μ (en orange) et le canal ν_μ (en noir).

nombre de neutrinos à faible fraction d'énergie augmente.

Les spectres énergétiques des neutrinos ont été déterminés pour les cinq canaux d'auto-annihilations que nous étudierons ($\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$). En les injectant dans l'équation 4.1 puis en multipliant l'ensemble par le facteur J (chapitre 3) d'une galaxie naine, nous obtenons le flux différentiel de neutrinos arrivant sur Terre. Nous avons représenté l'intégrale de ce flux sur l'énergie en fonction de la masse de matière noire m_{dm} à la figure 4.9 pour la galaxie Carina. Les flux de neutrinos représentés sur cette figure tiennent compte de l'ensemble des neutrinos produits lors de l'auto-annihilation. Une expérience n'ayant aucun seuil minimal ou maximal d'énergie aura donc des sensibilités au signal de neutrinos respectant la même hiérarchie que les flux de neutrinos montrés à la figure 4.9. Si le détecteur a un seuil minimal d'énergie, sa sensibilité au canal d'auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ se dégradera plus que les autres. Plus le seuil minimal du détecteur sera élevé, plus la hiérarchie de ses sensibilités au signal de neutrinos sera différente de celle de la figure 4.9.

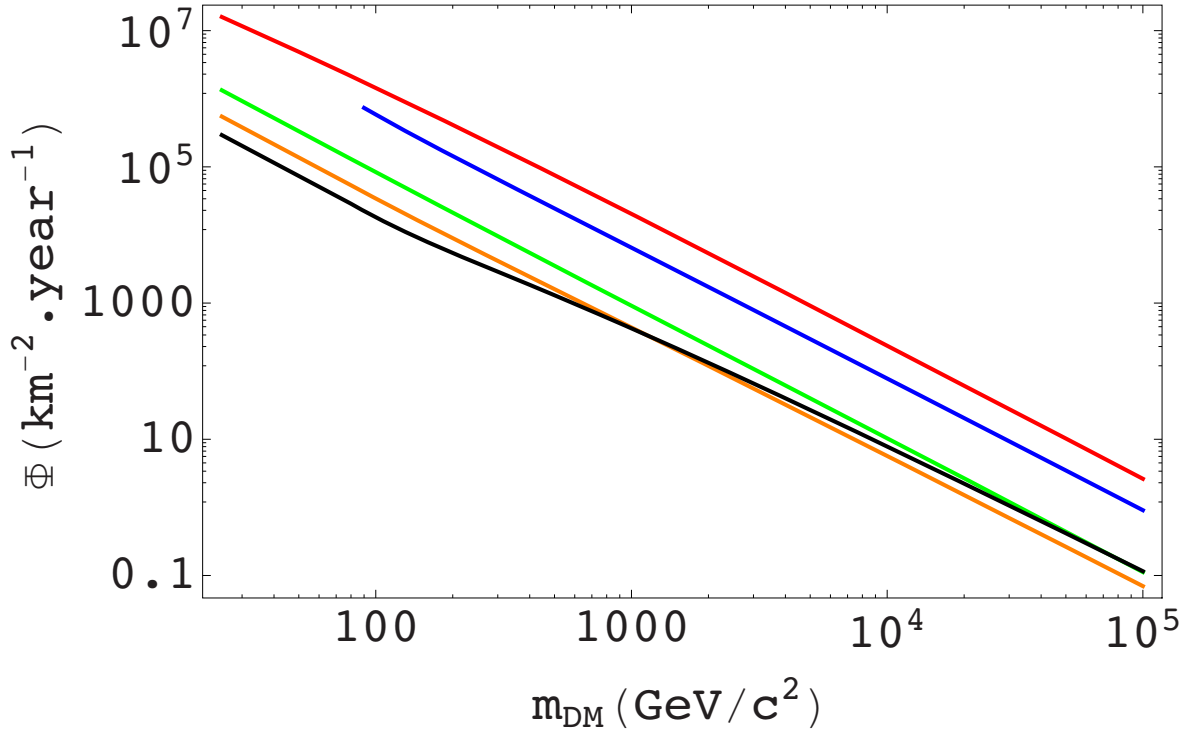


FIGURE 4.9 – Flux de neutrinos Φ provenant de l’auto-annihilation de matière noire dans la galaxie Carina en fonction de la masse m_{dm} du candidat de matière noire et pour les 5 canaux étudiés : le canal b (en rouge), le canal W (en bleu), le canal τ (en vert), le canal μ (en orange) et le canal ν_μ (en noir). Le profil de matière noire utilisé est le profil NFW. La valeur de $\langle\sigma_a v\rangle$ a été fixée à sa valeur attendue de $3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

Nous comparerons ces résultats dans le chapitre 6 aux sensibilités du détecteur ANTARES. C’est ce détecteur ainsi que l’ensemble des télescopes à neutrinos que nous allons présenter dans le chapitre suivant.

Troisième partie

ANTARES et la matière noire des galaxies naines

Chapitre 5

Les télescopes à neutrinos et ANTARES

En 1987, l'explosion de la supernova 1987a fut visible depuis la Terre. Trois heures avant cela, un excès de neutrinos provenant de la direction de l'explosion fut détecté et confirma que lors d'une explosion de supernova, des neutrinos étaient émis. Cet événement est l'un des premiers ayant mis en évidence le neutrino comme particule médiatrice exploitable pour observer les objets et processus astrophysiques.

Dans ce chapitre, nous discuterons des télescopes à neutrinos. Nous commencerons par en présenter le principe de détection avant de dresser un bref historique de la plupart des télescopes à neutrinos passés, présents et futurs. Dans un second temps, nous nous focaliserons plus particulièrement sur l'expérience ANTARES et terminerons par une présentation des algorithmes de reconstruction qui nous seront utiles pour notre analyse, qui sera traitée au chapitre suivant.

5.1 Les télescopes à neutrinos

5.1.1 Principe de détection

Le neutrino peut produire un lepton chargé par interaction par courant chargé avec la matière. Si le lepton émis traverse un milieu matériel à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu, il cèdera de l'énergie à ce milieu par effet Cherenkov, produisant une lumière détectable par l'instrumentation d'un télescope à neutrinos.

Comme le photon, le neutrino ne possède ni charge électrique ni couleur. Il ne peut donc interagir ni par interaction électromagnétique ni par interaction forte. Ils sont de plus peu massifs [26] et donc par conséquent faiblement soumis à la gravitation. Ils peuvent toutefois interagir par interaction faible avec un noyau, soit par l'échange d'un W^\pm (équation 5.1a) soit par l'échange d'un Z^0 (équation 5.1b). Nous parlerons de courant chargé dans le premier cas et de courant neutre dans le second.

$$\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell) + N \xrightarrow{W^{-(+)}} \ell^{-(+)} + X \quad (5.1a)$$

$$\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell) + N \xrightarrow{Z^0} \nu_\ell(\bar{\nu}_\ell) + X \quad (5.1b)$$

où ℓ correspond à la saveur leptonique du neutrino initial (e, μ, τ), N le nucléon incident et X la gerbe hadronique produite avec le lepton. Les sections efficaces d'interaction des neutrinos avec les noyaux atomiques valent respectivement pour le courant chargé et le courant neutre [48]

$$\sigma_{\nu N}^{CC} = 5.53 \cdot 10^{-36} \text{cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1\text{GeV}} \right)^\alpha \quad (5.2a)$$

$$\sigma_{\nu N}^{CN} = 2.31 \cdot 10^{-36} \text{cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1\text{GeV}} \right)^\alpha \quad (5.2b)$$

avec $\alpha \simeq 0.363$.

Ces valeurs nous permettent de calculer le libre parcours moyen du neutrino en fonction de son énergie et du milieu dans lequel il évolue. Nous avons résumé ces valeurs dans le tableau 5.1. Trois valeurs d'énergie y sont représentées : 1 GeV est le seuil d'énergie minimale des neutrinos que peut détecter ANTARES, 100 TeV la limite en énergie jusqu'à laquelle nous rechercherons de la matière noire dans l'analyse présentée dans le dernier chapitre, et 2 PeV l'énergie correspondant au neutrino astrophysique le plus énergétique détecté par IceCube [60]. Les milieux considérés l'étant pour différentes raisons, chaque colonne qui leur sont associées possède une unité propre. Premièrement nous donnons le libre parcours moyen du neutrino dans l'Univers pour mettre en évidence l'absence quasi totale d'interaction des neutrinos lorsqu'ils voyagent à l'échelle de notre galaxie, soit 1 Mpc. La densité moyenne de l'Univers utilisée ici est $\rho_0 \simeq 10^{-30} \text{g.cm}^{-3}$, ce qui correspond à une moyenne des différentes estimations que nous pouvons trouver dans la littérature. La Terre ayant une densité variable en fonction de la profondeur, nous avons opté pour une valeur moyenne de 5515kg.m^{-3} . Le libre parcours moyen dans le milieu terrestre est donné en diamètre terrestre D_{Terre} . Nous constatons que le neutrino a une probabilité d'interagir avec la Terre de l'ordre de 0.1. Cette probabilité étant plus faible à haute énergie, peu de neutrinos de plus de 100 TeV traverseront la Terre. À ces énergies, la Terre devient opaque. Nous avons indiqué enfin la distance moyenne que parcourt un neutrino dans l'eau, nettement supérieure à la profondeur d'immersion du détecteur ANTARES, 2000 m. Que ce soit dans l'Univers ou dans l'eau entourant le détecteur, nous constatons que la distance moyenne d'interaction du neutrino est relativement plus grande que les distances qui nous concernent ici, et ce quelle que soit l'énergie de la particule.

Historiquement, la première personne à avoir proposé le concept de télescope à neutrinos est Moisey Alexandrovich Markov. En 1960, il suggéra d'installer des détecteurs au fond d'un lac ou d'une mer et de déterminer la direction de particules chargées à l'aide de l'effet Cherenkov [72]. Comme nous venons de le voir, la probabilité d'une telle détection dépend de la quantité de Terre traversée par le neutrino préalablement. C'est ce que nous allons détailler dans le paragraphe suivant.

Si le libre parcours moyen du neutrino dépend du milieu qu'il traverse, la probabilité qu'il interagisse dans le milieu terrestre va dépendre de son angle d'incidence. Plus l'angle nadiral θ de la trajectoire du neutrino sera proche de 0° , ce qui correspond aux particules traversant le diamètre complet de la Terre avant d'interagir à proximité du détecteur, plus il parcourra un nombre élevé de couches composant le milieu terrestre. La variation de densité

E_ν GeV	Univers (Mpc)	milieu terrestre (D_{Terre})	eau (m)
1	9.79×10^{16}	85.95	3.02×10^6
10^5	1.50×10^{15}	1.32	4.62×10^4
$2 \cdot 10^6$	5.05×10^{14}	0.44	1.56×10^4

TABLE 5.1 – Libre parcours moyen des neutrinos en fonction de leur énergie E_ν et du milieu dans lequel ils évoluent : l’Univers (en Mpc), la Terre (en diamètre terrestre $D_{Terre} = 6.371 \cdot 10^6 \text{ m}$) et l’eau (en m).

de ce milieu est visible figure 5.1a. Sur cette figure est représenté l’évolution de la densité de

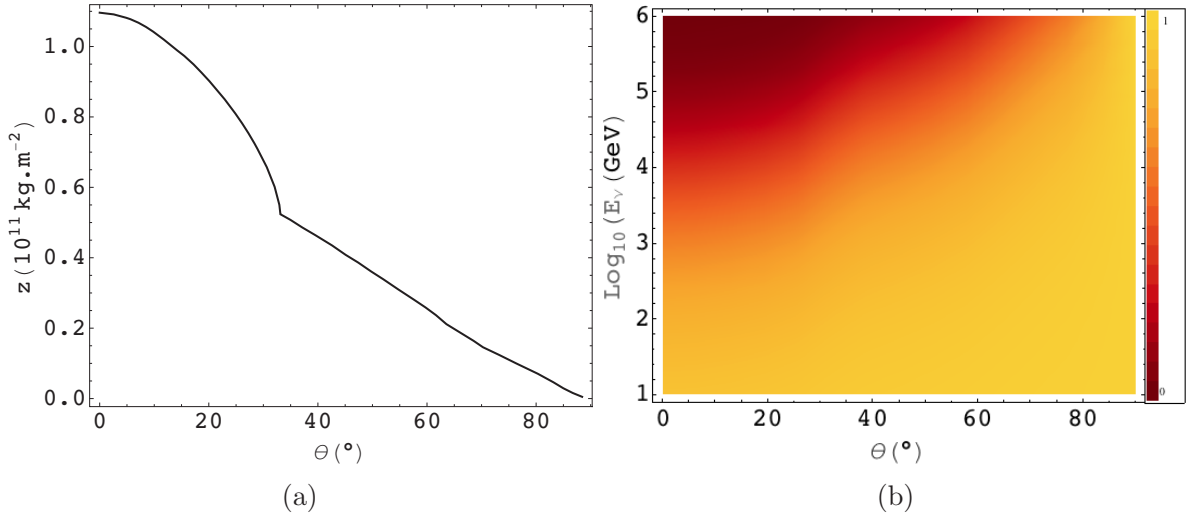


FIGURE 5.1 – (a) Densité de colonne de terre z en fonction de l’angle d’incidence du neutrino. (b) Transmissivité de la Terre pour un neutrino d’énergie E_ν et d’angle nadiral θ .

colonne de terre z en fonction de l’angle d’incidence du neutrino. La densité de colonne est la quantité de matière contenue dans une colonne de 1 m de diamètre et de hauteur égale à la trajectoire du neutrino. Naturellement, plus l’angle incident est petit plus cette quantité est importante. Nous constatons de plus des variations de pente qui indiquent un changement de densité moyenne dû à la traversée d’une nouvelle couche terrestre. La variation la plus importante que nous observons se situe à un angle d’incidence $\theta = 33^\circ$ et correspond à la traversée d’une partie du noyau de la Terre, plus dense d’un facteur 3 en moyenne que les autres couches. Les valeurs de densité de ces différentes couches ont été prises dans [57]. Cette quantité peut être comparée à la longueur d’interaction L_{int} des neutrinos sur un nucléon

$$L_{int}^{-1}(E_\nu) = N_A \sigma_{\nu N}^{CC}(E_\nu) \quad (5.3)$$

où N_A est le nombre d’Avogadro. L’énergie du neutrino est prise en compte dans la section efficace d’interaction par courant chargé du neutrino (équation 5.2a). Le facteur de transmis-

sivité est alors défini par le rapport entre cette valeur et la colonne de terre z

$$T(\theta, E_\nu) = e^{-z(\theta)/L_{int}(E_\nu)} \quad (5.4)$$

Un neutrino de plus de 10 TeV traversant une distance proche du diamètre de la Terre a donc une forte probabilité d'interagir avec le milieu terrestre bien avant son éventuel passage à proximité du détecteur. C'est ce que nous pouvons voir figure 5.1b où nous donnons la transmittivité de la Terre en fonction de l'énergie E_ν du neutrino et de son angle d'incidence θ . L'intervalle d'énergie représenté est proche de celui qui nous concernera dans l'analyse, de 1 GeV à 100 TeV. L'une des stratégies de reconstruction étudiées pour les événements du télescope à neutrinos ANTARES exploite les événements ne mettant en jeu qu'une seule ligne du détecteur. Ces événements sont principalement des particules verticales montantes et donc de basse énergie.

Ces constats signifient plus généralement que des neutrinos provenant d'autres galaxies (ou d'autres objets astrophysiques) peuvent voyager jusqu'à la Terre, la traverser puis interagir à proximité du détecteur. Intéressons-nous maintenant au principe même de détection des produits d'interaction des neutrinos.

D'après l'équation 5.1a, un neutrino qui interagit par courant chargé produit un lepton chargé de saveur identique (électronique, muonique ou tauique). Les électrons seront déviés par les champs magnétiques présents et vont perdre la majeure partie de leur énergie par rayonnement continu de freinage. Ce rayonnement conduit à la production de photons qui créent à leur tour des paires e^+e^- . Outre la rapide absorption des électrons primaires, ces cascades électromagnétiques vont perturber la détection et rendre la reconstruction des électrons quasi impossible pour un télescope à neutrinos. Les leptons τ quant à eux ont un temps de vie très court, $2.8 \cdot 10^{-13}$ s [26]. Pour les détecter, le télescope à neutrinos doit avoir une granularité de photomultiplicateurs particulièrement fine. Jusqu'à présent, seule la collaboration IceCube est parvenue à les reconstruire. Les muons ne sont soumis à aucun de ces deux problèmes. En effet la perte d'énergie par rayonnement est diminuée d'un facteur $F \approx m_e^2/m_\mu^2$ entre l'électron et le muon. Le temps de vie de ce dernier étant de $2.2 \cdot 10^{-6}$ s [26], il pourra parcourir plusieurs centaines de mètre avant de se désintégrer.

L'énergie minimale que doit avoir un muon pour être détecté dans l'eau est de 51.62 MeV (voir équation 5.12). La figure 5.2 indique la perte moyenne d'énergie (pouvoir d'arrêt) d'un anti-muon dans le cuivre. Les valeurs étant données en MeVcm^2/g , nous pouvons convertir ces données pour le cas de l'eau salée de la mer Méditerranée. Notons enfin que d'après [26], l'évolution du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de la particule est similaire pour les muons et les anti-muons. Ce pouvoir est croissant à partir de 200 MeV, ce qui correspond à l'ordre de grandeur des muons les plus faibles en énergie détectés par ANTARES. Nous pouvons approximer cette perte d'énergie par l'équation suivante [26]

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E \quad (5.5)$$

où $a(E)$ est donné par l'équation de Bethe et $b(E)$ est la somme d'effets (production de paires e^+e^- , rayonnement continu de freinage et contribution photonucléaire) participant au pouvoir d'arrêt. Dans notre intervalle d'énergie allant du GeV au PeV, $a(E) \approx 2 \text{ MeV.cm}^{-1}$

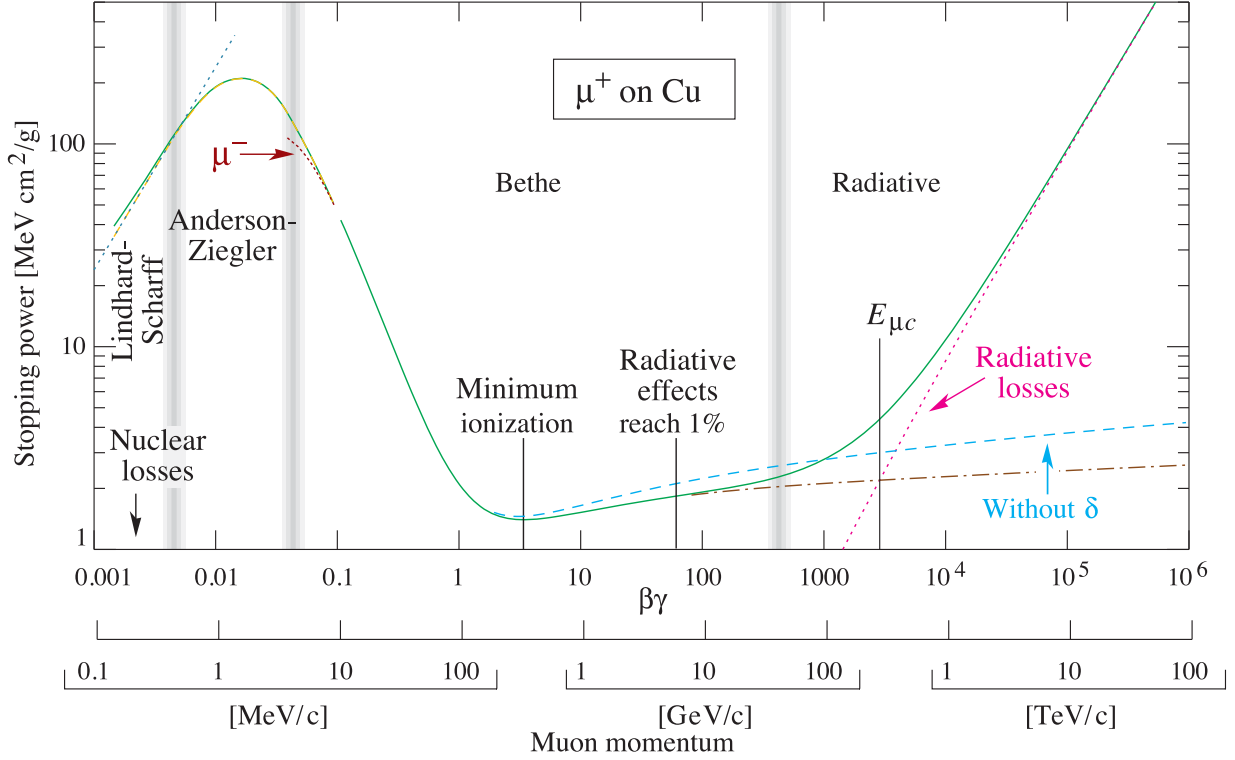


FIGURE 5.2 – Pouvoir d’arrêt pour les anti-muons dans le cuivre en fonction de $\beta\gamma = p/Mc$ (donc de l’énergie cinétique). La courbe en trait plein vert indique le pouvoir d’arrêt total. Les lignes verticales indiquent l’effet dominant le pouvoir d’arrêt dans un intervalle d’énergie donné. (figure tirée de [26])

et $b(E)$ est de l’ordre de 10^{-6} cm^{-1} . Il apparaît donc que la perte d’énergie par unité de distance sera constante pour les muons n’excédant pas l’énergie critique $E_{\mu c}$ définie par $E_{\mu c} = a(E_{\mu c})/b(E_{\mu c})$, soit environ 330 GeV, et indiquée sur la figure 5.2. À partir de cette énergie, les pertes par radiation dominent. D’après l’équation 5.5, la distance parcourue par un muon d’énergie initiale E_0 dans l’eau vaut

$$x_0 \approx \frac{\ln(1 + E_0/E_{\mu c})}{b(E_{\mu c})} \quad (5.6)$$

Nous constatons figure 5.3 que les muons ne parcourront que quelques mètres si leur énergie initiale est inférieure à 100 GeV. Nous avons vu qu’un neutrino peut interagir dans le milieu terrestre à proximité du détecteur mais qu’il peut également interagir dans l’eau entourant ce dernier (voir tableau 5.1). Si cette interaction a lieu au sein du détecteur, nous parlerons d’événements contenus. Dans le cas contraire, les événements seront considérés comme non-contenus. Les lignes de détection composant le télescope à neutrinos ANTARES sont situées à 100 m du fond marin. Les muons produits dans le milieu terrestre doivent donc pouvoir parcourir cette distance au minimum pour pouvoir être détectés par les photomultiplicateurs du détecteur. Cette limite est définie par la ligne pointillée sur la figure 5.3.

La direction du muon n’est pas la même que celle du neutrino initial. Tout d’abord, lors de l’interaction par courant chargé du neutrino avec la matière, le muon ne va emporter qu’une

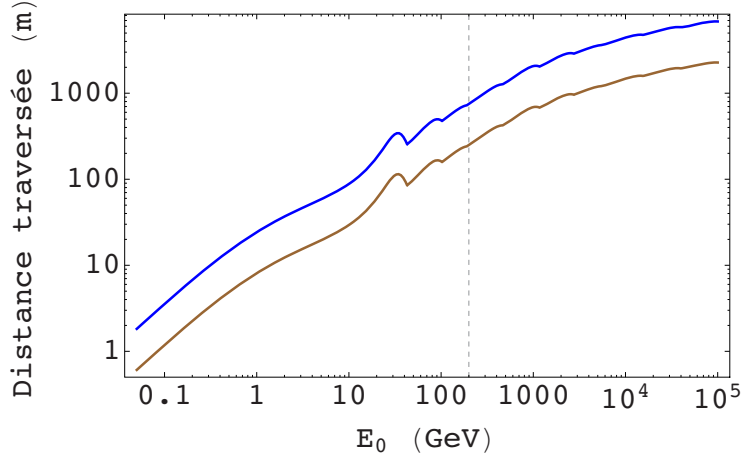


FIGURE 5.3 – Distance moyenne parcourue par un muon dans l’eau (en trait plein bleu) et dans la roche (en trait plein marron) en fonction de son énergie initiale E_0 . La ligne pointillée verticale indique l’énergie à laquelle les événements non-contenus dominent pour le télescope à neutrinos ANTARES.

partie de l’énergie du neutrino. Plus cette fraction sera faible, plus l’angle entre la direction du neutrino et celle du muon sera grand. Ces muons étant les moins énergétiques, ils ont une probabilité plus faible d’être détectés que les autres. La fraction d’énergie emportée par les anti-muons lors de leur production étant plus élevée en moyenne que celle emportée par les muons, leur angle de déviation sera 10% plus faible [103]. Toutes ces considérations prises en compte, l’angle de déviation peut être approximé par

$$\theta_{\nu-\mu} = \frac{1^\circ}{\sqrt{E_\nu(\text{TeV})}} \quad (5.7)$$

Jusqu’à 1 TeV, la résolution angulaire de la reconstruction d’événements est dominée par les effets cinématiques de l’interaction par courant chargé du neutrino. Au-dessus de cette énergie, la résolution du détecteur devient l’effet dominant la résolution angulaire totale [103].

Comme nous l’avons évoqué précédemment, cette détection n’est possible que si les muons sont suffisamment énergétiques pour que la lumière Cherenkov qu’ils émettent soit détectée par les photomultiplicateurs des télescopes à neutrinos. C’est cet effet Cherenkov que nous allons maintenant détailler.

La vitesse de la lumière dans un milieu homogène d’indice n est

$$c_n = \frac{c}{n} \quad (5.8)$$

où c est la célérité de la lumière dans le vide. Une particule chargée comme le muon peut se déplacer à une vitesse v supérieure à c_n . Dans l’eau, les muons vont interagir avec les atomes qui la composent. Les couches électroniques de ces derniers étant perturbées, ils émettront un rayonnement. Les ondes produites par ces rayonnements ayant une vitesse de groupe inférieure à la vitesse de la particule, un front d’onde va se former derrière la particule

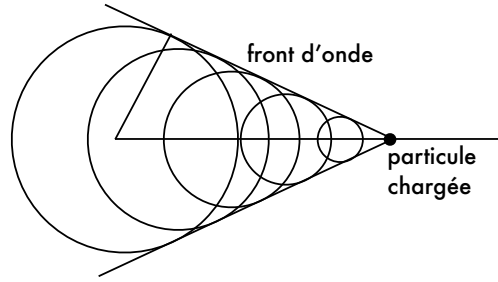


FIGURE 5.4 – Représentation du front d’onde d’une particule supraluminique.

(figure 5.4). C’est ce phénomène qui porte le nom d’effet Vavilov-Tcherenkov¹ en référence à Pavel Alekseïevitch Tcherenkov, prix Nobel 1958 pour cette découverte.

Il est possible d’évaluer l’énergie seuil à partir de laquelle cet effet se produit. Pour cela, utilisons un résultat de la relativité donnant l’énergie totale d’une particule en mouvement rectiligne uniforme

$$E = (\gamma - 1)mc^2 \quad (5.9)$$

où m est la masse de la particule et γ le facteur de Lorentz défini par

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5.10)$$

avec β le rapport entre la vitesse de la particule v et c . Nous pouvons également montrer que le rayonnement Cherenkov conique produit par la particule a un angle d’ouverture θ valant

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (5.11)$$

Il vient alors la condition $\beta > 1/n$ soit d’après l’équation 5.8 $v > c_n$. L’énergie seuil est calculée en injectant le cas limite $\beta = 1/n$ dans l’équation 5.9

$$E_{seuil} = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - 1/n^2}} - 1 \right) mc^2 \quad (5.12)$$

D’après [32], l’indice de l’eau entourant le détecteur est de $n = 1.350$, ce qui est légèrement plus que l’indice standard de l’eau pris à $20^\circ C$ et à une longueur d’onde de $589,29$ nm ($n = 1.333$). La différence s’explique notamment par la teneur en sel, plus élevée ici, ainsi que par la température, plus basse à 2000 m de profondeur. Nous obtenons alors $E_{seuil} = 51.62$ MeV.

Deux phénomènes peuvent atténuer la détection des photons Cherenkov après qu’ils aient été émis lors du passage du muon : l’absorption et la diffusion. L’absorption, caractérisée par la longueur d’absorption λ_{abs} , entraîne une diminution du nombre de photons entre la

1. Pour plus de clarté, nous avons choisi d’adopter le nom d’effet Cherenkov, orthographe rencontrée la plupart du temps dans la littérature

source d'émission et les photomultiplicateurs. La diffusion est responsable de la modification des trajectoires de ces photons et est représentée par la longueur de diffusion λ_{scat} . Ces deux longueurs ont été mesurées pour le télescope à neutrinos ANTARES, pour deux longueurs différentes, le bleu et l'ultra-violet (voir tableaux 5 et 6 de [12]). Pour la longueur d'onde du bleu, $\lambda_{abs}^{bleu} \approx 60$ m et $\lambda_{scat}^{bleu} \approx 265$ m, et pour le domaine des ultra-violets, $\lambda_{abs}^{UV} \approx 23$ m et $\lambda_{scat}^{UV} \approx 120$ m. Les lignes d'ANTARES étant espacées de moins de 100 m, la diffusion aura un impact modéré sur la qualité de reconstruction des traces. En revanche l'intensité du signal, caractérisée par la longueur d'absorption, sera fortement diminuée. En effet cette longueur correspond à une diminution du nombre de photons de 63%. L'absorption représente donc un réel problème à surmonter aussi bien pour ANTARES que pour les autres télescopes à neutrinos comme IceCube (notons que la diffusion est encore plus importante dans la glace avec une longueur de diffusion de seulement 10 à 50 m [9]).

Nous venons d'expliquer comment les neutrinos peuvent être détectés au travers des particules produites lors de leur interaction avec la matière et d'exposer les raisons pour lesquelles de telles détections sont envisageables. Ces événements ne sont toutefois pas les seuls qui puissent être détectés par l'instrumentation d'un télescope à neutrinos. La prochaine sous-section a pour sujet le bruit de fond.

5.1.2 Le bruit de fond

Le bruit de fond peut être divisé en deux catégories, optique et physique. Le premier correspond au bruit de fond provenant de sources environnantes et le second de l'atmosphère ou de l'espace.

Pour le détecteur ANTARES, le bruit de fond optique se compose principalement de la radioactivité du potassium 40. Cet élément chimique est un isotope instable du potassium qui compose l'eau de mer. Notons que c'est ce même élément qui produit plus de la moitié de l'activité radioactive du corps humain, soit environ 4500 Bq sur 8000 Bq. Bien qu'il ne représente que 0.01167% du potassium de l'eau de mer, son importante radioactivité produit 12,37 Bq par litre d'eau de mer. La radioactivité β générée par la désintégration du potassium 40 produit une énergie de 1.3 MeV. Les électrons étant 200 fois moins massifs que les muons, cette énergie dépasse le seuil de détection Cherenkov pour les électrons (~ 0.25 MeV).

Ce type de bruit de fond est suffisamment important et connu pour être utilisé dans la calibration du détecteur ANTARES [117]. Il est en grande partie supprimé en imposant une coïncidence de 20 ns entre deux événements d'un même étage participant à la reconstruction de la trajectoire d'un muon. En effet les particules chargées produites étant des électrons, la distance que ces derniers peuvent parcourir dans l'eau n'est que de quelques dizaines de centimètres, ils ne peuvent donc être détectés que par les photomultiplicateurs proches (les trois d'un même étage, voir figure 5.9). Les photons arrivent toutefois avec un décalage temporel plus important, d'où la contrainte en temps. C'est également le cas pour la bioluminescence des êtres vivants ou pour la fluorescence.

Les muons atmosphériques sont la composante commune du bruit de fond physique à

toutes les analyses de physique de la collaboration. Visibles en vert sur la figure 5.5, ils sont issus de la désintégration de hadrons dans l’atmosphère, plus particulièrement des pions chargés (les photons atmosphériques sont eux principalement produits par la désintégration de pions neutres π^0). Nous avons vu figure 5.3 que les muons ayant une énergie d’1 TeV

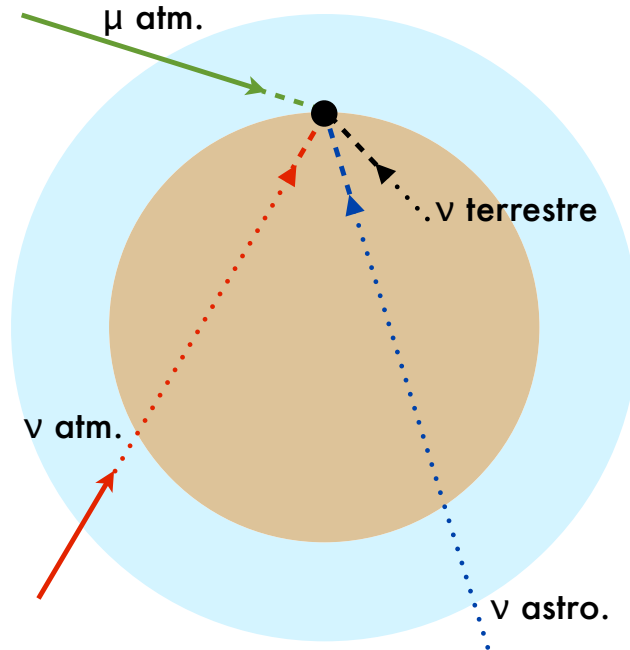


FIGURE 5.5 – Différentes sources de muons (tirets), provenant de neutrinos (pointillés) ou directement de hadrons (trait plein). Nous distinguons quatre types d’événements : les muons atmosphériques (en vert), les neutrinos atmosphériques (en rouge), les neutrinos astrophysiques (en bleu) et les neutrinos terrestres (en noir). Les différents éléments ne sont pas à l’échelle.

pouvaient parcourir 2 km dans l’eau, soit la distance entre le niveau de la mer et les premiers étages du télescope à neutrinos ANTARES. Il est donc tout à fait possible que des muons atmosphériques soient détectés au sein du volume instrumenté malgré l’importante quantité d’eau se trouvant au-dessus. Les différentes sources de muons sont représentés figure 5.5. Les muons ayant une probabilité quasi nulle de traverser la Terre, ils ne peuvent être que des événements descendants. L’angle nadiral de la trajectoire des particules sera donc une variable fortement discriminante pour différencier les muons atmosphériques du signal.

Les dernières composantes du bruit de fond sont propres à chaque analyse. Dans le cas de l’analyse de la matière noire contenue dans les galaxies naines, aucun bruit de fond spécifique n’est à relever à l’exception de la contribution de la Voie Lactée (voir 3.3.3). Avant de détailler le télescope à neutrinos ANTARES utilisé pour notre analyse, nous allons brièvement présenter l’histoire des télescopes à neutrinos ainsi que l’avenir de ce domaine.

5.1.3 Les télescopes à neutrinos passés, actuels et futurs

Les neutrinos sont les seuls fermions connus qui puissent traverser la Terre. Cette caractéristique fut exploitée pour la première fois en 1968 par l'expérience Brookhaven Solar Neutrino qui mit en évidence un flux de neutrinos solaires plus faible que ce que prédisait la théorie [40]. Il s'agit de la première mise en évidence expérimentale de l'oscillation des neutrinos.

Les télescopes à neutrinos ne sont qu'une pièce assez récente des expériences utilisant le neutrino comme particule centrale. Le premier projet de ce type à voir le jour fut l'expérience DUMAND, qui tenta notamment en 1987 d'observer un excès de neutrinos provenant de la supernova 1987A [93]. Le projet, qui débuta en 1976, fut arrêté en 1995.

Le projet Baikal [44], dont le détecteur fût immergé à 1100 mètres de profondeur sous la surface du lac éponyme, débuta en 1990. Il s'agit du premier télescope à neutrinos à lignes multiples constitué initialement de 3 lignes de 36 modules optiques (NT-36) pour atteindre en 1998 un total de 8 lignes avec 192 modules optiques (NT-200). En 2011 de nouvelles lignes ont été immergées dans le but de construire un détecteur ayant un volume instrumenté de l'ordre du km^3 [18]. Actuellement, l'objectif est de déployer 216 lignes équipées au total de 10386 photomultiplicateurs.

La construction du télescope à neutrinos AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) [83] débuta en 1993, au pôle sud. Il s'agit du premier télescope à neutrinos situé dans la glace, à près de 1000 m sous la surface. Cette expérience, qui a évolué par deux fois, a notamment démontré qu'il était possible d'étudier les neutrinos dans un milieu aux conditions extrêmes. Les quatre premières lignes immergées au début des années 90 permirent d'observer une déviation de la lumière Cherenkov produit par les particules. Cette déviation était due à des bulles d'air présentes dans la glace et dont le nombre s'atténue suffisamment à plus de 1400 mètres de profondeur pour que la reconstruction soit jugée valide. Au milieu et à la fin des années 90 furent rajoutées 15 lignes au détecteur, le détecteur évoluant de AMANDA à AMANDA-B10 et de AMANDA-B10 à AMANDA-II, la version finale du détecteur. À cette époque, 676 modules optiques composaient le volume instrumenté. Cette expérience fut arrêtée en 2009.

IceCube est l'expérience qui a succédé à AMANDA. Toujours localisé au pôle sud, le volume instrumenté est cette fois-ci de l'ordre du km^3 . La première ligne du détecteur fut immergée en 2005, ce dernier étant aujourd'hui composée de 86 lignes (voir figure 5.6). La première particularité d'IceCube est d'intégrer un DeepCore au centre du détecteur. À cet endroit, les modules optiques sont rapprochés ce qui permet une meilleure reconstruction des trajectoires à basse énergie. La seconde particularité, propre également à AMANDA, est d'être dans la glace, ce qui a permis l'installation de IceTop à la surface. Ce second détecteur est constitué de 160 réservoirs de glace équipés chacun de 2 modules optiques. Des analyses peuvent ainsi se concentrer sur les rayons cosmiques détectés par les deux détecteurs en coïncidence. En 2013, la collaboration IceCube a annoncé la détection de 28 neutrinos astrophysiques [5]. Il s'agit de la première détection par ce type de détecteur de neutrinos ne provenant pas de l'atmosphère terrestre ce qui constitue une avancée majeure pour la physique des télescopes à neutrinos.

En plus d'ANTARES, situé au large de la côte française, 2 autres détecteurs ont été proposés

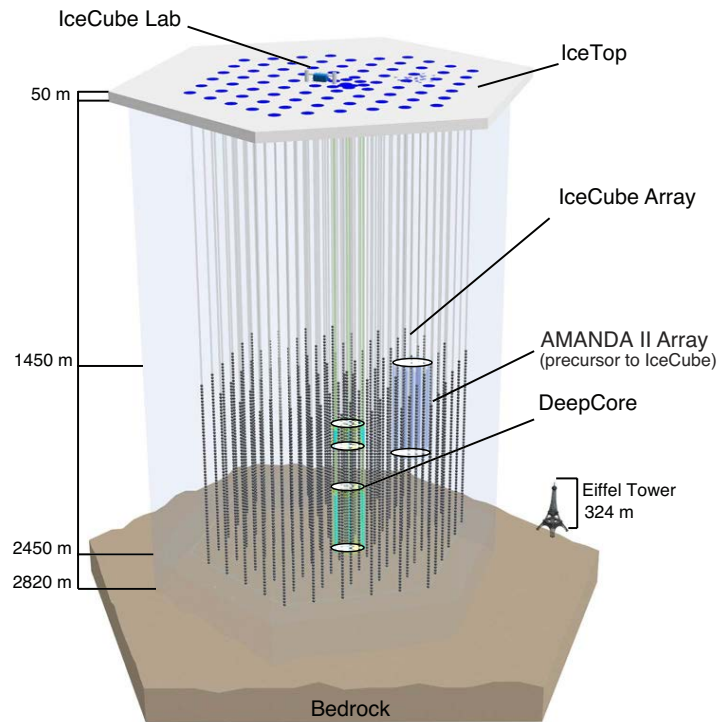


FIGURE 5.6 – Schéma du détecteur IceCube. AMANDA II est représenté en bleu sur la figure.

dans la mer Méditerranée. D'une part le détecteur NESTOR, utilisant des lignes rigides et dont un étage prototype a été immergé en 2003. Bien que cette expérience devait initialement se dérouler au large de la Grèce, son lieu définitif est encore à l'étude [94]. D'autre part le détecteur NEMO dont le déploiement a commencé l'année dernière au large de la côte sud de l'Italie [36].

De l'idée de mettre ces trois sites en commun est né le projet KM3NeT. Il est en effet envisagé de déployer trois télescopes à neutrinos ayant chacun un volume instrumenté de l'ordre du km^3 puis de les synchroniser [53]. L'immersion d'une vingtaine de ligne est prévu d'ici 2016 au bord de la côte française, à côté du détecteur ANTARES.

Le télescope à neutrinos ANTARES étant le détecteur utilisé pour notre analyse, nous le détaillerons plus en détails dans la section suivante.

5.2 L'expérience ANTARES

Le projet du télescope à neutrinos ANTARES a débuté en 1996. Au même titre qu'AMANDA dans l'Antarctique, ANTARES est un prototype. Son objectif principal est de démontrer l'efficacité d'un télescope à neutrinos dans la mer Méditerranée. Après une présentation de la collaboration et du choix du site de l'expérience, nous détaillerons la structure du télescope à neutrinos ANTARES. Nous finirons par une revue de son système d'acquisition et nous expliquerons le pré-traitement des données effectué.

5.2.1 Collaboration et choix du site

ANTARES est une collaboration qui compte actuellement plus d'une centaine de physiciens, océanologues et ingénieurs répartis en 28 instituts à travers l'Europe



FIGURE 5.7 – Répartition des instituts constituant la collaboration ANTARES en 2014.

- 10 laboratoires français : l'APC, le Centre d'Océanologie de Marseille, le CPPM, le DT INSU, le GRPHE, le Geosciences Azur, le LAM, le LPC, le SEDI et le SPP
- 7 laboratoires italiens regroupés au sein de l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN)
- 5 laboratoires hollandais : 3 regroupés dans le Nationaal instituut voor subatomaire fysica (Nikhef) ainsi que le KVI et le NIOZ
- 3 laboratoires espagnols : l'IFIC, l'IGIC et le LAB
- 2 laboratoires allemands de l'ECAP
- 1 laboratoire roumain, l'Institute of Space Sciences

L'IFREMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer) rejoignit le projet en 1998.

Le site choisi a été voulu à la fois proche de la côte pour des questions de coût et de maintenance et le plus profond possible afin que la masse d'eau au-dessus du détecteur arrête un maximum de particules atmosphériques venues d'en-haut. Le détecteur ANTARES est situé à $42^{\circ}50' N$, $6^{\circ}10' E$ [13], à 20 km des îles de Porquerolles sur lesquelles ont été effectuées

des mesures préalables des conditions météorologiques les années précédant le déploiement d'ANTARES. Le site choisi doit en effet proposer des conditions météorologiques adéquates pour les opérations en mer. Ces coordonnées sont aussi localisées à 40 km de la Seyne-sur-Mer qui est la ville où se situe la station côtière d'ANTARES. Le détecteur et la station sont reliés par un câble optique de 40 km représenté en jaune sur la figure 5.8. Comme nous

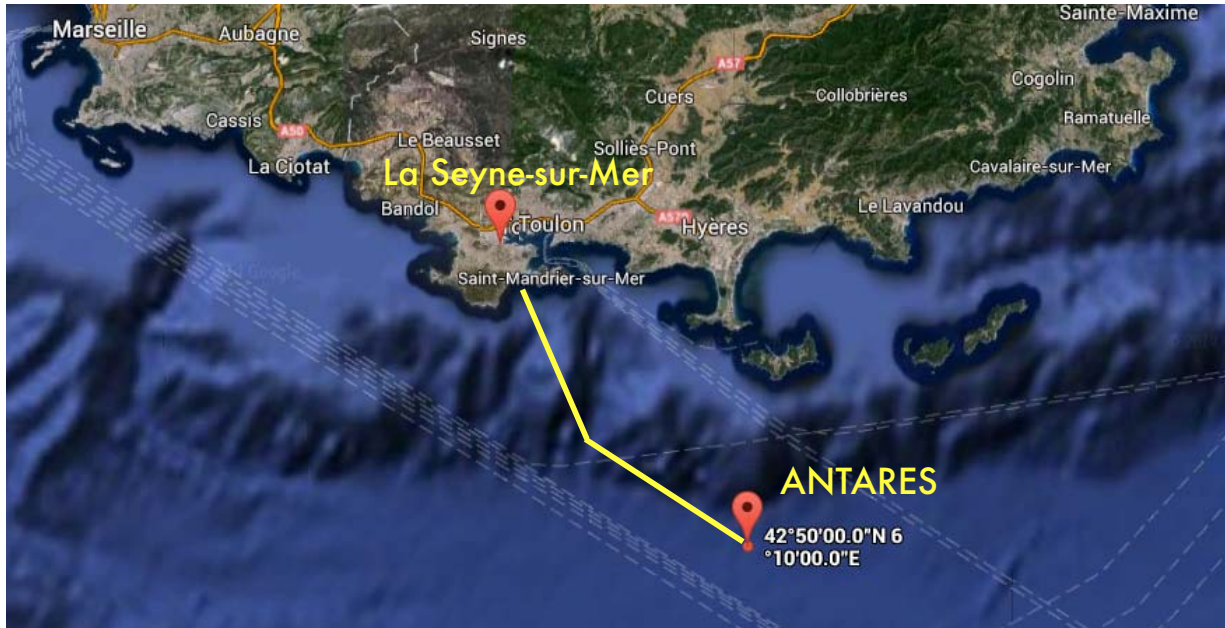


FIGURE 5.8 – Localisation du détecteur ANTARES et de sa station côtière à la Seyne-sur-Mer. Nous observons deux profondeurs du sol marin distinctes. La première varie de 0 à 200 m et la seconde de 2200 à 2400 m, profondeur à laquelle se situe le détecteur ANTARES.

pouvons le voir sur cette figure, la profondeur de la mer Méditerranée augmente brutalement pour atteindre 2400 m. Le sol marin y est de plus suffisamment dur et plat, avec une pente de moins de 3%. Notons enfin que le site se trouve dans une zone militaire, à proximité de la base navale de Toulon. Un accord a ainsi été signé avec l'armée française autorisant ANTARES à exploiter le sol marin pendant 10 ans.

5.2.2 La composition du détecteur

Depuis 2008 et l'immersion des 11ème et 12ème lignes, le détecteur ANTARES est dans sa configuration nominale. Ses lignes sont espacées d'au moins 60 m les unes des autres, cette distance étant un compromis entre la détection de neutrinos de basse et haute énergie. En effet plus les lignes sont espacées plus le volume instrumenté sera important et plus la surface effective d'interaction sera grande pour les neutrinos de haute énergie. En réduisant la distance entre ces lignes, les muons de basses énergies, qui ne parcourent que quelques dizaines de mètres voire moins, pourront être plus facilement détectés par des étages de différentes lignes et ainsi être reconstruits. Notons enfin que la distance choisie est suffisante pour laisser passer les plus gros mammifères marins comme les baleines blanches, longues

d'une dizaine de mètres². Ces lignes sont composées de 25 étages sur lesquels sont connectés 3 modules optiques. Ces derniers contiennent entre autres un photomultiplicateur qui permet la détection des muons dont nous avons discuté dans la section précédente. Le point le plus bas des lignes est relié au sol marin par 100 m de câble au bout duquel se trouve un lest de plus d'une tonne, pouvant libérer la ligne à tout moment lorsqu'il est nécessaire de la remorquer pour la réparer. Une bouée attachée en haut de chaque ligne permet le maintien de leur verticalité (la plupart du temps). L'ensemble est relié à une boîte de jonction qui assure l'alimentation électrique et relie le détecteur à la station côtière. La figure 5.9 est un schéma de l'ensemble du détecteur reprenant les éléments que nous venons de présenter.

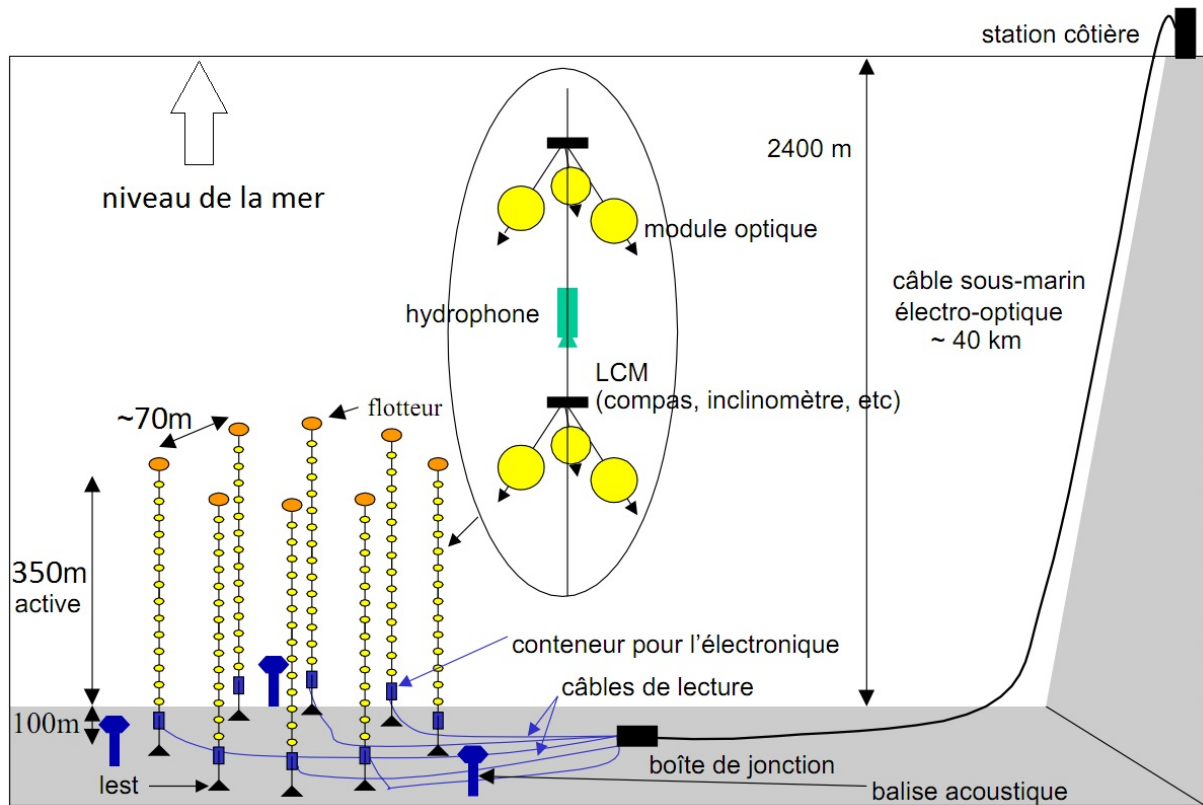


FIGURE 5.9 – Schéma du détecteur ANTARES.

Un muon ultra-relativiste ($\beta \lesssim 1$) émet des photons Cherenkov avec un angle $\theta = 42.3^\circ$ (voir équation 5.11). Moyenner la distribution de l'angle d'émission de ces photons a permis de fixer l'inclinaison des modules optiques (figure 5.10b) par rapport au sol à 45° . Ces derniers, associés aux structures rigides en titane sur lesquelles ils sont fixés, constituent un étage (figure 5.10a). Un étage mesure 2 m de haut, chacun d'eux espacés par 12.5 m de câble souple de 3 cm d'épaisseur s'adaptant au courant marin tout en alimentant l'ensemble de la ligne et en permettant le transfert des données. Au centre de l'étage se trouve un

2. La verticalité des lignes a parfois été considérablement perturbée sans que le courant marin soit particulièrement intense, laissant penser à une interaction avec un de ces mammifères

LCM (Local Control Module) qui contient notamment un inclinomètre, qui mesure l'angle par rapport à l'horizontale, ainsi qu'un compas qui mesure la direction d'orientation de l'étage. Les positions des modules optiques peuvent alors être déduites de ces informations. Les lignes sont organisées en secteurs de 5 étages, le 4ème étage de chacun de ces secteurs centralisant les données des LCM avant de les transmettre à la base côtière. Ces secteurs sont également équipés d'un hydrophone (microphone pouvant être utilisé sous l'eau) qui permet, par triangulation, de vérifier le positionnement des lignes à l'aide des balises acoustiques déposées au fond de la mer (figure 5.9). Une 13ème ligne est dédiée à l'étude du

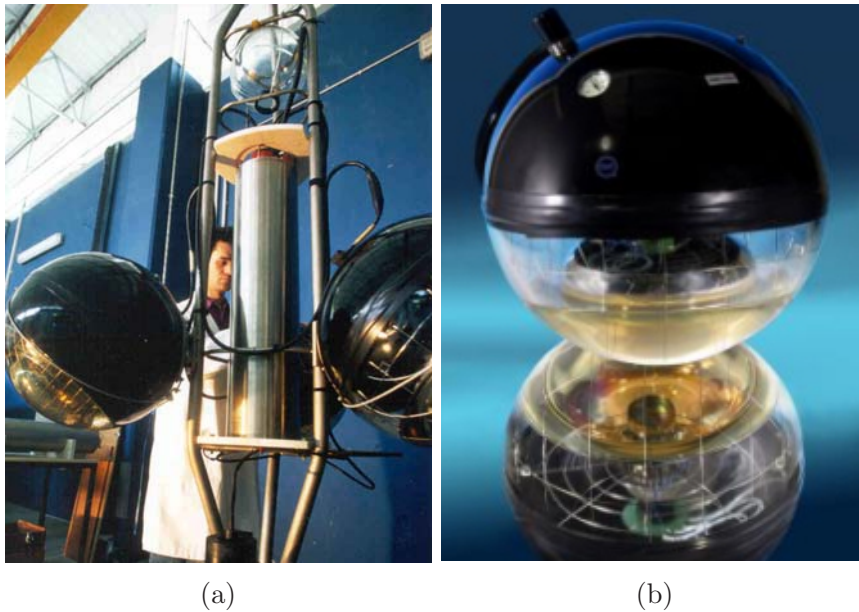


FIGURE 5.10 – (a) Photo d'un étage. (b) Photo d'un module optique.

milieu marin. Elle est composée de deux profileurs de courant acoustique Doppler (ADCP) pour les mesures de la vitesse et de la direction du courant [11]. La figure 5.11 montre l'impact du courant marin sur la géométrie du détecteur. La figure de gauche nous donne la distribution de la vitesse du courant marin, compris entre 0 et 10 cm.s^{-1} plus de 80% du temps. La figure de droite montre le déplacement des étages des lignes de détection en fonction de l'intensité du courant. Ces mesures sont possibles grâce aux LCM placés sur chaque étage. Un courant marin ayant une vitesse de 28 cm.s^{-1} peut créer un décalage d'environ 20 m entre l'étage le plus bas et l'étage le plus haut sur une même ligne. La précision requise pour la reconstruction des trajectoires étant de l'ordre de la dizaine de centimètres, il est indispensable d'avoir une mesure des positions fiable. La 13ème ligne comporte également un célérimètre qui mesure la vitesse du son, deux sondes qui mesurent la conductivité, la température et la pression ainsi que deux équipements C-Star pour la mesure de la transparence de l'eau et une seconde mesurant le taux d'oxygène. Deux caméras permettent enfin de filmer les organismes bioluminescents en déclenchant un enregistrement vidéo lorsque de nombreuses détections se succèdent en un laps de temps réduit.

Les modules optiques sont des sphères de verre de 17" (43.18 cm) épais de 1.5 cm

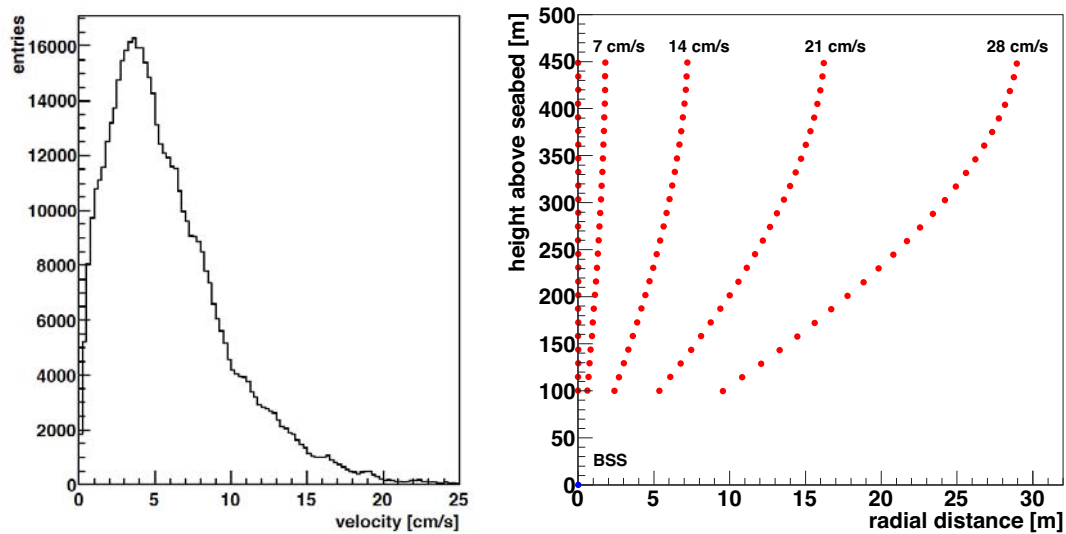


FIGURE 5.11 – *Figure de gauche* : Distribution de la vitesse du courant marin. *Figure de droite* : Position des étages (points rouges) pour différentes vitesses du courant marin. (figure tirée de [11])

(figure 5.12). L'élément central qu'ils contiennent est un photomultiplicateur de 10" (Hamamatsu R7081-20) protégé par un blindage magnétique en mu-métal³ qui atténue les perturbations du champ magnétique terrestre au sein de ces photomultiplicateurs. Un gel optique est disposé entre le verre du photomultiplicateur sur lequel viennent frapper les photons et le verre constituant la sphère du module optique. Ces deux verres étant de même nature, du verre borosilicate, et donc de même indice de réfraction ($n_{verre} = 1.47$), le gel optique doit être d'un indice de réfraction quasi similaire pour éviter les pertes dues aux réflexions d'ondes qui se produisent lorsque deux milieux ne sont pas de même indice, ces pertes augmentant avec la différence d'indice. Un gel optique d'indice $n_{gel} = 1.40$ a donc été choisi, ce gel ayant l'indice le plus proche de n_{verre} parmi les choix possibles. Parmi les spécifications requises dans le cahier des charges [13] concernant le gel optique, il est également demandé que ce gel soit suffisamment élastique pour absorber les chocs lors du transport et du déploiement tout en pouvant garantir des propriétés optiques et mécaniques stables sur 10 ans, durée qui correspond à la période minimale d'exploitation de l'expérience. Ce gel permet enfin de lier le photomultiplicateur ainsi que son blindage à la sphère de verre du module optique. La détection doit être maximisée dans le domaine du bleu et des ultra-violet, comme mentionné dans la section précédente. Il est donc attendu du gel optique qu'il ait une transmission supérieur à 85% dans un intervalle de longueur d'onde allant de 400 à 500 nm. En dessous de 350 nm, la transmission du verre borosilicate devient très faible alors qu'au-delà de 550 nm, c'est l'efficacité quantique des photomultiplicateurs qui chute sous les 10%.

Notons également la présence d'un manomètre pour vérifier la pression subie par les modules

3. Alliage de nickel et de fer qui présente une perméabilité magnétique élevée.

optiques, une forte variation pouvant indiquer une fissure dans le verre du module. Le dernier élément présent à l'intérieur de la sphère est une LED émettant une lumière bleue et permettant l'étalonnage temporel de chaque module optique. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.12, la LED est située sur le côté du photomultiplicateur, ce qui permet d'utiliser le revêtement comme filtre. Pour éviter au maximum toute contamination des données par des organismes bioluminescents, l'intérieur de l'hémisphère supérieur du module optique a été recouvert de peinture noire.

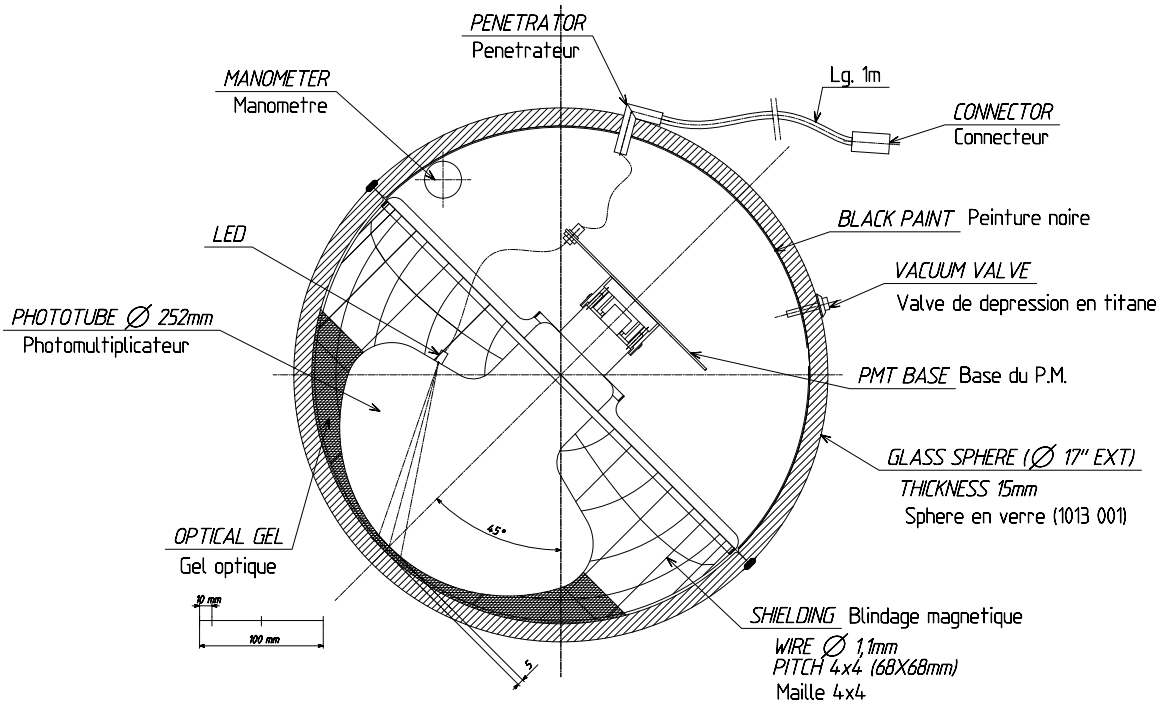


FIGURE 5.12 – Schéma d'un module optique.

5.2.3 Acquisition et pré-traitement des données

Les données sont transmises par les photomultiplicateurs sous forme de signal analogique. Ce type de signal ne peut se propager sur de longues distances sans être atténué. Le signal est converti en signal numérique dans les LCM avant d'être transmis à la boîte de jonction puis à la station. Ce système d'acquisition (ou DAQ pour Data Acquisition système) est schématisé figure 5.13. Nous en expliquerons brièvement chaque point aux pages suivantes.

Lorsqu'un photon interagit avec un photomultiplicateur, il percute la photocathode à l'entrée, qui est constituée d'une plaque de verre et d'une couche de semi-conducteur. Ce dernier est excité au contact du photon et cède un électron appelé photoélectron qui est accéléré par un jeu d'électrodes. Ce photoélectron produit des électrons secondaires, eux-mêmes accélérés vers une autre dynode. Le courant initial ainsi amplifié par une suite de dynodes. L'anode placé à l'autre extrémité du photomultiplicateur, après la dernière dynode, fournira alors une mesure du courant électrique généré. L'unité utilisée par la suite

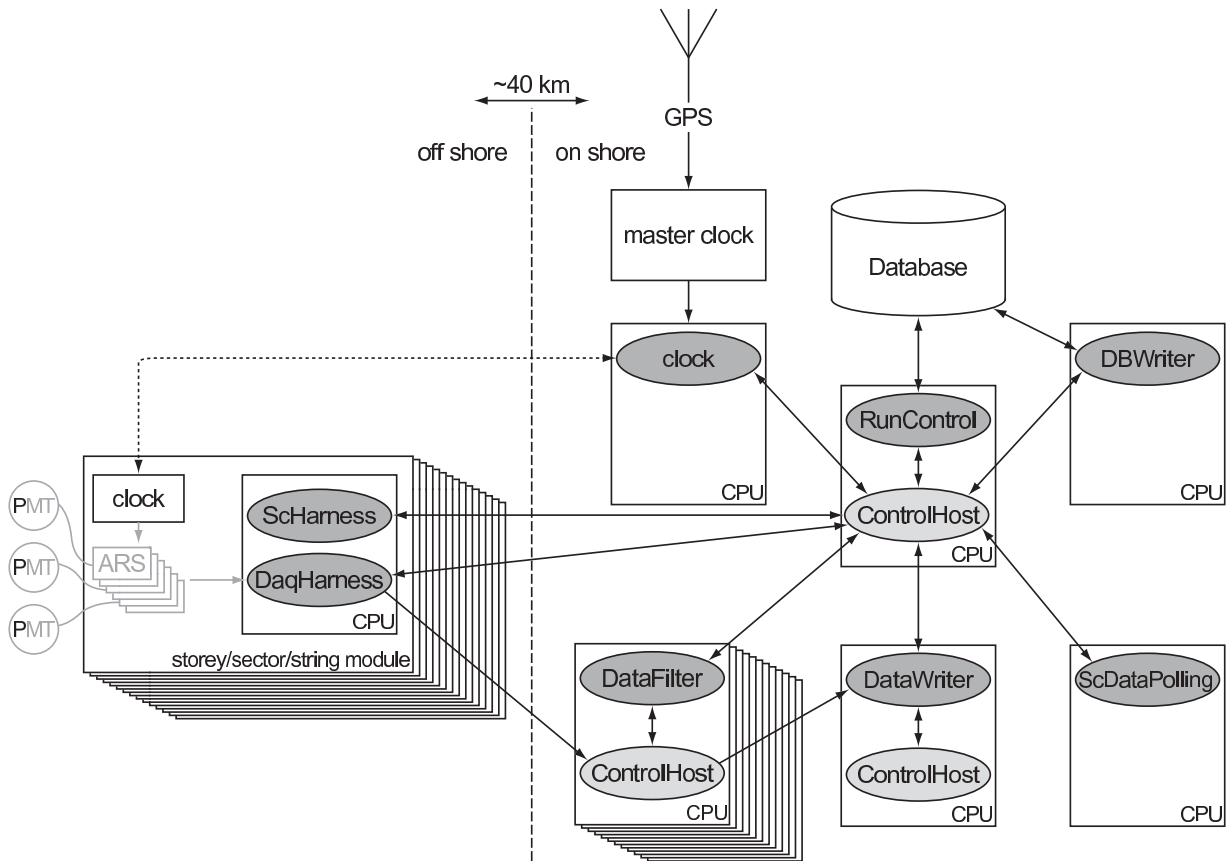


FIGURE 5.13 – Schéma de la DAQ (Data Acquisition System). (figure tirée de [14])

est le photoélectron. Nous rappelons toutefois que cette unité mesure la charge électrique produite par la cascade électronique induite par le photon initial mais ne fait pas référence au photoélectron produit par le semi-conducteur.

A la sortie de ces photomultiplicateurs (PMT sur la figure 5.13), la charge mesurée est directement transmise à un ARS (Analog Ring Sampler). Un étage est équipé de trois cartes mères (une par module optique) qui contiennent chacune deux ARS. En effet un seul ARS ne suffirait pas à traiter deux détections successives d'un même photomultiplicateur. Le temps mort dans le cas où seul un ARS est utilisé serait de plus de 200 ns contre seulement 10 à 20 ns lorsque deux ARS sont associés à un même photomultiplicateur. Ce sont ces circuits intégrés qui vont permettre la conversion du signal analogique en signal numérique en utilisant un ADC (Analog to Digital Converter).

Le premier filtre appliqué aux données est un seuil en-dessous duquel le signal n'est pas transmis à la station côtière. Deux exemples de signaux sont donnés figure 5.14. En haut de cette figure est représenté le signal analogique transmis par le photomultiplicateur. Si un seul ADC mémorisait l'ensemble du signal, il ne déclencherait que lorsque le seuil L0 est franchi, perdant ainsi une partie de la charge qui précède le déclenchement. Les ADC fonctionnent ainsi par cycle de 8 ns. Lorsque l'un d'entre eux commence à intégrer le signal reçu (I), celui qui a intégré le signal durant le cycle précédent garde en mémoire la charge mesurée (M) tandis que le troisième se réinitialise (R) pour intégrer le cycle suivant. Sur la

figure 5.14, le premier signal reçu ne dépasse pas le seuil L0. Les ADC intègrent, mémorisent et se réinitialisent successivement sans transmettre le signal. Le second signal va quant à lui dépasser ce seuil et donc déclencher une intégration prolongée du deuxième ADC jusqu'à la fin du signal. C'est le dépassement de ce seuil qui entraîne une modification de la durée du cycle d'intégration. Lorsque ce cycle se termine, la charge intégrée est sommée avec le cycle précédent pour obtenir la charge totale qui est envoyée à la boîte de jonction.

Nous n'avons abordé jusqu'à maintenant qu'un seul mode de fonctionnement, le mode

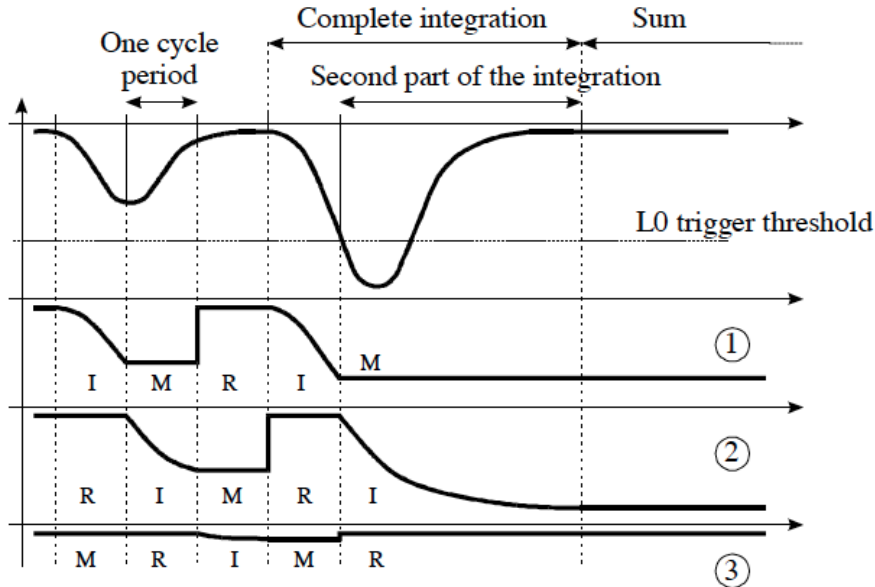


FIGURE 5.14 – Représentation du traitement de deux signaux par les 3 ADC d'un ARS. Le temps s'écoule de gauche à droite. Pendant qu'un ARS intègre la charge (I), le second mémorise la charge qu'il a mesurée (M) et le dernier se réinitialise (R). Le premier signal sur la gauche ne dépasse pas le seuil L0, il ne sera donc pas sauvegardé. Lorsque le second signal dépasse le seuil L0, la fenêtre d'intégration est augmentée pour capturer l'ensemble du signal restant.

SPE (Single PhotoElectron). Le second mode implanté par la collaboration est le mode WF (WaveForm), qui permet de conserver la forme du signal en le sauvegardant en plusieurs parties. Ce mode peut être activé seul, dans ce cas tous les événements sont enregistrés sous cette forme, ou en association avec le mode SPE. Dans ce second cas, les événements sont enregistrés lors d'un dépassement prolongé du seuil L0 ou lors d'un dépassement d'un second seuil propre au mode WF. Il peut également être déclenché si le seuil L0 est dépassé plusieurs fois par le même signal. L'objectif principal du mode WF était à l'origine de pouvoir distinguer les signaux générés par un seul photon de ceux générés par plusieurs. Cependant, l'information enregistrée par ce mode est plus volumineuse, 6 octets de données pour le mode SPE contre 219 pour le mode WF. Ce dernier nécessite donc une bande passante et un espace de stockage plus élevés pour être utilisé. Pour ces raisons, ce mode n'a jamais été exploité pour l'acquisition de données. Il reste toutefois utilisé pour l'étalonnage du système car il permet de connaître la forme du signal, ce qui n'est pas le cas du mode SPE.

Les six ARS d'un étage sont contenus dans le LCM de cet étage. Les données sont gérées dans le volume instrumenté par le DaqHarness qui centralise les données de chaque LCM jusqu'au MLCM (Master LCM) de chaque secteur à une vitesse de 100 Mb.s^{-1} . Les données sont ensuite envoyées à une vitesse de 1 Gb.s^{-1} au module de contrôle de la ligne (ou SCM pour String Control Module) qui les envoie à son tour à la boîte de jonction directement reliée à la station côtière par le câble sous-marin. Les LCM contiennent également une horloge locale reliée à l'horloge maître située dans la station côtière. Le temps est synchronisé toutes les 50 ns par cette horloge maître, à l'aide d'un GPS (voir figure 5.13).

Les données sont ensuite traitées dans la station côtière par les DataFilter (voir figure 5.13). Ces données sont constituées exclusivement d'événements ayant passé le seuil L0 (événements L0) et pour lesquels nous connaissons plusieurs informations : l'étage et la ligne correspondant à la détection, la valeur intégrée de la charge et la date de détection (précis à 1 ns). Le premier niveau d'algorithmique L1 recherche deux événements L0 en coïncidence dans une fenêtre de temps de 20 ns et qui proviennent du même étage. Ce filtre sélectionne également les événements L0 ayant une charge excédant un seuil spécifique, plus élevé que le seuil L0. En effet, ce dernier est généralement de 0.3 pe alors que le seuil HT est généralement de 3, 5 ou 10 pe. Les algorithmes de filtrage que nous allons maintenant mentionner exploitent les événements ayant passé l'algorithme de filtrage L1. Un événement L1 peut donc regrouper jusqu'à deux événements L0.

- L'algorithme 1D recherche cinq événements L1 en coïncidence. Ces événements doivent correspondre à une trajectoire montante et les photomultiplicateurs participant à l'événement 1D doivent être distant au maximum de 90 m. L'ensemble est contraint par un test de χ^2 ainsi que par la résolution temporelle.
- L'algorithme 3D recherche 5 événements L1 en coïncidence dans une fenêtre de temps de $2.2 \mu\text{s}$.
- Les algorithmes mTn recherchent un nombre m de couple d'événements L1 en coïncidence et appartenant à la même ligne, n symbolisant les conditions sur la proximité des étages pour un même événement. Deux cas se présentent pour la valeur de n . Dans le premier cas, $n = 2$, le (ou les) couple(s) d'événements L1 doit(ent) être localisé(s) sur deux étages adjacents et être détecté(s) dans une fenêtre de temps de 80 à 100 ns (ce paramètre ayant été ajusté au fil du temps). Le second cas, $n = 3$, reprend le premier cas en y ajoutant la possibilité que les deux événements L1 en coïncidence puissent être séparés d'un étage, avec une fenêtre de temps doublée. L'algorithme de filtrage de ce type qui est aujourd'hui utilisé par la collaboration est l'algorithme 2T3.
- L'algorithme 3N est une combinaison des algorithmes 1D et 3D, le premier apportant une contrainte d'espace et de direction et le second une contrainte de temps. Une liste de directions couvrant la totalité du ciel par pas de 10° est utilisée en remplacement de la contrainte « muon montant » imposée dans l'algorithme 1D, chacune de ces directions étant alors testée.

- L'algorithme GC (anciennement MX) utilise à la fois les événements L0 et L1 mais impose une direction unique en direction du centre galactique. Le fait de considérer les événements L0 permet de réduire la contrainte du nombre d'événements L1 minimum requis.
- L'algorithme TQ est semblable à l'algorithme GC mais en étudiant plusieurs directions possibles.

Deux analyses nécessitent des algorithmes de filtrage spécifiques. Tout d'abord l'étude des GRB (Gamma Ray Burst) exploite un réseau d'alertes reliant des télescopes susceptibles de détecter des sursauts gammas⁴ avec des expériences comme ANTARES. Lorsqu'une alerte est émise, le système d'acquisition sauvegarde l'ensemble des événements L0 durant 2 minutes.

Deux algorithmes sont quant à eux dédiés à la recherche de monopoles magnétiques. Ces particules hypothétiques pouvant avoir une vitesse nettement inférieure à celle des muons ($\beta < 1$), la fenêtre de temps pour les coïncidences est agrandie en conséquence ($4 \mu\text{s}$ contre $2.2 \mu\text{s}$). Ces deux algorithmes dénommés 1S et 3S recherchent respectivement des monopoles magnétiques montants et venant de différentes directions, au même titre que les algorithmes 1D et 3N.

L'algorithme MinimumBias, lui, enregistre toutes les données sans aucun filtrage, afin de mieux comprendre le bruit de fond. Pour éviter une surcharge de la bande passante, ces enregistrements n'ont lieu que quelques μs par seconde. Un second algorithme, K40, est dédié à l'étude de la radioactivité K40. Cet algorithme enregistre tous les couples d'événements L0 d'un même étage en coïncidence dans une fenêtre de temps plus grande que pour les événements L1, 50 ns contre 20 ns. La radioactivité du potassium 40 permet notamment l'étalonnage du détecteur en exploitant des *runs* spécifiques. Le dernier algorithme existant, OB (pour Optical Beacon), est un algorithme activant les balises optiques du détecteur pour son étalonnage en temps.

Une fois ces données pré-traitées, elles sont écrites au format ROOT (par le logiciel DataWriter dans la figure 5.13) puis envoyées au Centre de Calcul de Lyon.

5.3 Les algorithmes de reconstruction

Notre analyse portant sur les événements de basse énergie, nous utiliserons des algorithmes de reconstruction optimisés pour cet intervalle d'énergie, comme BBFit et GridFit. Nous comparerons les sensibilités obtenues avec l'algorithme AAFit, algorithme de référence pour la collaboration. Ces algorithmes de reconstruction utilisent les événements après leur pré-traitement par les algorithmes de filtrage résumés dans la section précédente. Bien que ces derniers soient efficaces, les algorithmes de reconstruction utilisent uniquement les événements L0 et établissent leurs propres algorithmes de filtrages de niveau supérieur, souvent proches des algorithmes T3 et 3N. Seul l'algorithme BBFit exploite directement ces derniers. Pour réduire le temps de calcul, une simplification supplémentaire est adoptée. Les modules

4. La liste de ces satellites est disponible à l'adresse suivante <http://gcn.gsfc.nasa.gov/about.html>.

optiques d'un même étage étant très proches les uns des autres, leurs coordonnées sont assimilées à celles de l'étage, sans différentiation. Comme pour les autres algorithmes de reconstruction, la vitesse des muons est approximée à la vitesse de la lumière dans le vide, soit 0.3 m.ns^{-1} .

Dans cette section, nous évoquerons plusieurs paramètres caractérisant la trajectoire d'un muon au sein du volume instrumenté. La figure 5.15 illustre l'ensemble de ces variables. L'axe des z correspond à la direction des lignes du détecteur et est orienté vers la surface

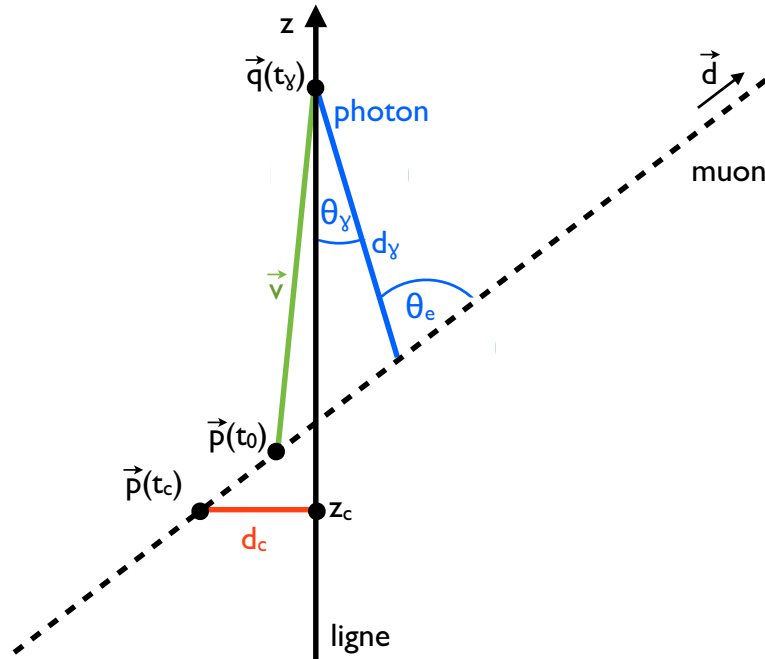


FIGURE 5.15 – Illustration des variables utilisées (détails dans le texte) pour décrire la trajectoire d'un muon et l'émission Cherenkov que ce dernier produit.

de la mer. L'origine des axes x et y est défini par la position de la ligne 1. La trajectoire du muon suit la direction \vec{d} . À l'instant t , le muon se trouve au point $\vec{p}(t)$. Son point de plus petit approche avec l'une des lignes du détecteur (notons que la trajectoire du muon sur la figure n'est pas dans le plan) est noté $\vec{p}(t_c)$ où l'indice c fait référence à cette date critique. Ainsi nous notons d_c la distance entre le muon et la ligne à ce moment-là et z_c la projection de $\vec{p}(t_c)$ sur la ligne. Les variables caractérisant les photons Cherenkov émis par le muon sont représentées en bleu. L'angle d'émission est noté θ_e tandis que l'angle d'incidence sur le photomultiplicateur dépend de l'angle θ_γ . Le photon parcourt une distance d_γ entre son point d'émission et le module optique avec lequel il interagit. Ce point d'interaction est noté $q(t_\gamma)$, t_γ correspondant à la date d'interaction.

Le référentiel utilisé lors de la reconstruction a pour origine le prolongement de la ligne $n^\circ 1$ au sol marin (-2477 m) et le temps t est initialisé à 0 lors de la première détection d'un événement.

5.3.1 AAFit

L'algorithme AAFit est une combinaison de plusieurs algorithmes. Les événements conservés pour la reconstruction d'une particule sont soumis à une première sélection

$$|\Delta t| \leq \frac{d}{v_g} + 100 \text{ ns} \quad (5.13)$$

où Δt est la différence temporelle entre l'événement et celui ayant l'amplitude la plus forte. d est la distance entre les deux modules optiques considérés et v_g la vitesse de groupe de la lumière. Un délai de 100 ns est rajouté pour pallier la précision matérielle.

L'étape suivante ne considère que les événements L1 (section 5.2.3) parmi ceux retenus dans la fenêtre de temps. La distance entre un événement et le muon à l'instant correspondant est approximé par l'amplitude de détection, inversement proportionnelle à la distance entre le muon et le module optique. L'ensemble permet alors, avec l'estimation temporelle, de déduire une direction privilégiée pour la trajectoire du muon.

À ce stade, il est possible d'évaluer théoriquement la date de détection du muon reconstruit pour chaque module optique à proximité. En effet, lors de l'étape précédente, une première proposition de reconstruction a été générée. En utilisant la distance $||\vec{v}||$ (voir figure 5.15) entre un point \vec{p} de la trajectoire et un module optique quelconque localisé au point \vec{q} , il est possible de calculer la date théorique t_{th} à laquelle est attendue la détection d'un photon Cherenkov émis par le muon. L'angle θ_e étant connu, la date théorique t_{th} est donnée par

$$t^{th} = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_e} \right) + \frac{1}{v_g} \left(\frac{k}{\sin \theta_e} \right) \quad (5.14)$$

où $l = \vec{v} \cdot \vec{d}$ et $k = \sqrt{\vec{v}^2 - l^2}$ correspondent respectivement aux composantes parallèle et perpendiculaire de \vec{v} par rapport à la direction du muon. Un M-estimateur est utilisé pour prendre en compte le résidu temporel, défini comme $r_i = t_i - t_i^{th}$, i faisant référence à un module optique donné. Pour qu'un événement soit conservé, il doit avoir un résidu temporel compris entre -150 et 150 ns et une distance par rapport à la trajectoire reconstruite de moins de 100 m. Les événements avec une amplitude supérieure à 2.3 pe sont toujours conservés.

À cette étape, un premier maximum de vraisemblance est utilisé. La suite de la reconstruction est maintenant dépendante du point spatial choisi pour démarrer la maximisation. Ce maximum de vraisemblance prend en compte le résidu temporel mais aussi l'amplitude des événements ainsi que deux variables propres aux photons Cherenkov, la distance d_γ et le cosinus de l'angle d'incidence du photon sur le module optique $\cos \theta_i$:

$$d_\gamma = \frac{k}{\cos \theta_e}, \quad (5.15a)$$

$$\cos \theta_i = \left[\vec{v} - \vec{d} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_e} \right) \right] \cdot \vec{w} \quad (5.15b)$$

où \vec{w} est la direction vers laquelle pointe le module optique. Dans le cas où les événements ne sont pas corrélés, le maximum de vraisemblance s'écrit

$$P(\text{evenements} | \vec{p}, \vec{d}) = \prod_i P(t_i | t_i^{th}, a_i, b_i, A_i). \quad (5.16)$$

Seuls les événements ayant un résidu temporel entre $-0.5R$ et R sont conservés, avec R la moyenne quadratique de tous les temps résiduels calculés lors de la reconstruction. L'asymétrie de l'intervalle est due à l'asymétrie de la densité de probabilité utilisé ici. L'amplitude minimum des événements isolés retenus est augmentée à 2.5 pe.

Ces deux dernières étapes sont répétées plusieurs fois avec différents points de départ. Quatre trajectoires supplémentaires sont générées en appliquant une rotation de 25° sur la trajectoire générée lors de la première étape. L'origine de la rotation est le point de la trajectoire qui est le plus proche du centre de gravité des événements. Les quatre autres points de départ sont obtenus en translatant la trajectoire de ± 50 m dans la direction $\vec{d} \times \vec{z}$ et ± 50 m dans la direction \vec{z} . Le nombre de points de départ qui donnent une trajectoire reconstruite compatible avec le meilleur résultat seront utilisés par la suite. Pour qu'un point de départ soit retenu, il doit aboutir à une trajectoire ayant une direction proche de moins de 1° de la meilleure trajectoire. Le nombre de points retenus (parmi les 9) est nommé N_{comp} . Notons que pour accélérer l'exécution d'AAFIt, seul le meilleur point de départ sera retenu dans le cas où le résultat du maximum de vraisemblance est sensiblement meilleur pour ce point que pour les autres.

Le point de départ du meilleur résultat est ensuite utilisé pour la dernière étape de la reconstruction, qui ne conserve que les événements ayant à la fois un résidu temporel compris entre -250 et 250 ns et une amplitude supérieure à 2.5 pe ou en coïncidence (événements L1). Dans cette dernière étape, le bruit de fond est pris en compte dans la densité de probabilité. Le bruit de fond optique consiste principalement en des événements ayant une amplitude d'un photoélectron. Le taux de bruit de fond utilisé pour ces événements est de $R^{bdf}(1) = 60$ kHz. Les événements de bruit de fond ayant une amplitude plus importante sont associés à plusieurs détections ayant eu lieu dans la fenêtre de temps de 25 ns. Le taux de bruit de fond en fonction de l'amplitude est alors donnée par

$$R^{bdf}(A) = R^{bdf}(1) (25 \times R^{bdf}(1))^{A-1}. \quad (5.17)$$

Le signal est paramétrisé en utilisant les événement simulés. Le dernier élément utilisé pour contraindre la reconstruction est une limite en temps sur l'événement global, fixé à $T=500$ ns.

La figure 5.16 montre la distribution de l'erreur angulaire des trajectoires reconstruites à chaque étape de la reconstruction AAFIt. Les premières étapes permettent d'augmenter le nombre de trajectoires reconstruites avec une erreur angulaire inférieure à 1° alors que la dernière augmente la précision de cette reconstruction en dessous d'une erreur angulaire de 0.1° .

Comme nous venons de le voir, la reconstruction intègre d'une part une fonction de vraisemblance dont le résultat peut être donné par le rapport entre sa valeur logarithmique et le nombre de degrés de liberté, $\log L/N_{ddl}$, et d'autre part N_{comp} qui correspond au nombre de points de départ permettant d'obtenir une reconstruction de trajectoire acceptable. La sélection sur la valeur du maximum de vraisemblance peut être relâché dans le cas où de nombreux points de départ sont acceptés. Pour cette raison, la variable de qualité de l'algorithme AAFIt sera définie comme suit :

$$\Lambda = \frac{\log L}{N_{ddl}} + 0.1(N_{comp} - 1) \quad (5.18)$$

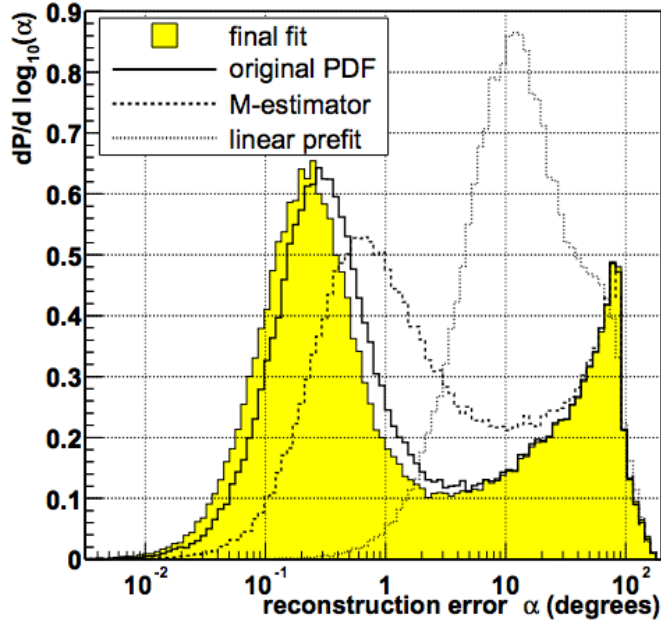


FIGURE 5.16 – Distribution de l’erreur angulaire à chaque étape de la reconstruction AAFit.

En plus de l’angle de la trajectoire reconstruite, l’estimation de l’erreur angulaire, noté β , sera une seconde variable discriminante intéressante pour optimiser l’analyse.

5.3.2 BBFit

BBFit est un algorithme de reconstruction qui repose sur la recherche du point de plus petite approche du muon avec une ligne du détecteur, l’essentiel de la détection se faisant autour de ce point. Sa rapidité d’exécution, supérieure à AAFit, permet de l’utiliser en temps réel lors de la prise de donnée.

Une simplification supplémentaire est prise en compte pour optimiser le temps de calcul. La distance entre les trois modules d’un même étage étant faible par rapport à la distance entre les étages d’une ligne et a fortiori par rapport à la distance entre les lignes, la géométrie d’un même étage est ramenée à un point.

La sélection des événements se fait en deux temps. Dans un premier temps les événements T3 pouvant contribuer à une même reconstruction sont recensés. Des événements L0 sont alors recherchés dans une fenêtre de temps autour de ces événements T3 puis inclus dans la reconstruction. Un événement T3 regroupe au minimum deux détections de deux étages adjacents ou séparées par un étage. Ces données permettent d’estimer le temps auquel un étage proche aurait lui aussi pu détecter le passage du muon. La date attendue t_j à un étage $i + j$ peut être calculée à partir des dates de détection relevée aux étages i , $i - 1$ et $i - 2$. Seules deux mesures sont nécessaires parmi les trois pour appliquer l’une des formules suivantes :

$$t_j = t_0 + j(t_0 - t_1), \quad (5.19a)$$

$$t_j = t_0 + j/2(t_0 - t_2), \quad (5.19b)$$

$$t_j = t_1 + (j + 1)(t_1 + t_2). \quad (5.19c)$$

Un événement L0 est alors accepté si sa date de détection à l'étage $i + j$ est incluse dans la fenêtre de temps de $t_j - 10j$ à $t_j - 80j$ ns. L'asymétrie de cette fenêtre est due à la forme du cône Cherenkov. Cette procédure est répétée tant que $j < 3$ et que de nouveaux événements L0 sont retenus, et ce dans les deux sens $i + j$ et $i - j$. De cette manière, aucun saut de plus d'un étage n'est possible. Si plusieurs événements T3 sont détectés sur la même ligne, la procédure est suivie indépendamment pour chacun d'entre eux. L'ensemble des événements contribuant à la reconstruction d'une particule donnée est désormais connu et n'évoluera plus dans le reste de la reconstruction. Si ce nombre est inférieur à cinq, la reconstruction est annulée.

À ce stade la procédure varie selon que les événements sont localisés sur une seule ligne ou sur plusieurs. La plupart de la lumière Cherenkov émise sera détectée lorsque le muon sera proche d'une des lignes du détecteur. Pour cette raison, il est pertinent de calculer le point de plus petite approche de la trajectoire du muon par rapport à l'une des lignes du détecteur. Dans cette optique, nous déterminons l'altitude z_c de ce point. Une fois celle-ci connue, nous en déduisons t_c , la date de passage du muon par ce point et d_c , la distance entre le point $(0,0,z_c)$ situé sur la ligne et le point $\vec{P}(t_c)$ (voir figure 5.15) situé sur la trajectoire. En incluant d_z , la composante selon l'axe z de la direction de la trajectoire, quatre variables suffisent pour caractériser la trajectoire. Dans le cas particulier d'une trajectoire verticale (et donc parallèle aux lignes), $t_c = t_0$ et $z_c = P_z(t_0)$. Afin d'établir la fonction d'adéquation de la trajectoire, nous utilisons ces quatre variables pour calculer de nouvelles variables : le temps t_γ d'arrivée du photon, la distance d_γ parcourue par celui-ci et l'angle d'incidence $\cos \theta_\gamma$ par rapport à la ligne du détecteur (tableau 5.2).

Point de plus petite approche (muon)	Photons Cherenkov
$z_c = \frac{P_z(t_c) - d_z(\vec{P}(t_c) \cdot \vec{d})}{1 - v_z^2}$	z
$d_c = \sqrt{P_x^2(t_c) + P_y^2(t_c) + (P_z(t_c) - z_c)^2}$	$d_\gamma(z) = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \sqrt{d_c^2 + (z - z_c)^2(1 - d_z^2)}$
$t_c = t_0 + \frac{P_z(t_c)d_z - (\vec{P}(t_c) \cdot \vec{d})}{c(1 - d_z^2)}$	$t_\gamma(z) = (t_c - t_0) + \frac{1}{c}((z - z_c)d_z + \frac{n^2 - 1}{n}d_\gamma(z))$
inclinaison contenue dans d_z	$\cos \theta_\gamma(z) = (1 - d_z^2) \frac{z - z_c}{d_\gamma(z)} + \frac{d_z}{n}$

TABLE 5.2 – Altitude, distance par rapport à la ligne et date du point de plus petite approche et des photons Cherenkov émis autour de ce dernier. L'inclinaison de la trajectoire et des photons Cherenkov sont données par la dernière ligne.

Une seconde procédure utilise les mêmes événements mais en supposant que leur émission provient d'un point fixe dans l'eau qui peut être l'origine soit d'un bruit de fond soit d'une étincelle produite par le matériel. Cette reconstruction peut aussi permettre la détection de particules exotiques se déplaçant suffisamment lentement pour être assimilées à un simple point dans l'espace. Un point lumineux n'est initialement défini que par quatre variables

(contre cinq pour une trajectoire) : sa position tri-dimensionnelle \vec{P} et le temps de détection t_0 . Comme précédemment, nous pouvons réduire la paramétrisation d'une variable en posant : $z_c = P_z$, $t_c = t_0$ et $d_c = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$. De la même façon nous en déduisons les trois variables propre aux photons Cherenkov, le tout étant résumé dans le tableau 5.3.

Point lumineux	Photons Cherenkov
$z_c = P_z$	z
$d_c = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$	$d_\gamma(z) = \sqrt{d_c^2 + (z - P_z)^2}$
$t_c = t_0$	$t_\gamma(z) = t_0 + \frac{n}{c}d_\gamma$
Aucune inclinaison	$\cos \theta_\gamma(z) = \frac{z - P_z}{d_\gamma}$

TABLE 5.3 – Altitude, distance par rapport à la ligne et date du point lumineux et des photons Cherenkov émis autour de ce dernier.

Deux variables de qualité sont ainsi générées, l'une pour tester la qualité de la reconstruction de la particule en tant que trajectoire, *tchi2*, et l'autre pour tester la qualité de la reconstruction de la particule en tant que point lumineux, *bchi2*.

Nous avons précédemment proposé une équation permettant d'établir le temps t_γ correspondant à la détection d'un photon Cherenkov par un module optique (tableau 5.3). Ce calcul va être comparé à la date réelle de détection de ce photon, la différence étant ensuite divisée par la variance de ce temps de détection σ_i :

$$\frac{(t_\gamma - t_i)^2}{\sigma_i^2}. \quad (5.20)$$

Ce terme prend en compte le résidu temporel des événements participant à la reconstruction. Un second terme considère la relation entre l'amplitude A_i des événements et leur distance d_γ par rapport aux modules optiques :

$$\frac{a(A_i)d(d_\gamma)}{\langle a \rangle d_0}. \quad (5.21)$$

L'amplitude A_i d'un événement est modifiée à deux reprises avant d'être utilisée dans l'expression 5.21, une première fois pour diminuer l'amplitude correspondant à de petits angles d'incidence avec la ligne (équation 5.22) et une seconde fois pour atténuer l'influence des fortes amplitudes sur le résultat (équation 5.23) :

$$a_i = \frac{2A_i}{\cos \theta_\gamma + 1}, \quad (5.22) \quad a(A_i) = \frac{a_0 a_i}{\sqrt{a_0^2 + a_i^2}}, \quad (5.23)$$

où a_0 est fixé à 10 photoélectrons et constitue par conséquent la valeur maximale de l'équation 5.23. a_i correspond à l'amplitude enregistrée initialement.

De même, l'influence des photons parcourant une petite distance par rapport à la moyenne des photons utilisés dans une reconstruction est réduite par l'équation suivante

$$d(d_\gamma) = \sqrt{d_1^2 + d_\gamma^2}, \quad (5.24)$$

où d_1 est une valeur seuil fixée à 5 mètres.

En sommant ces deux termes, eux-mêmes composés par la somme des événements participant à la reconstruction, nous obtenons la fonction d'adéquation suivante :

$$Q = \sum_{i=1}^N \left[\frac{(t_\gamma - t_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{a(A_i)d(d_\gamma)}{\langle a \rangle d_0} \right]. \quad (5.25)$$

En divisant cette équation par le nombre de degrés de liberté de l'événement (voir tableau 5.4) nous obtenons les variables $tchi2$ et $bchi2$, qui correspondent respectivement à la fonction d'adéquation pour la reconstruction en tant que muon et celle pour la reconstruction en tant que point lumineux.

	Une ligne	Multi-lignes
Trajectoire d'une particule	4	5
Point lumineux	3	4

TABLE 5.4 – Nombre de degrés de liberté en fonction du mode de reconstruction (une ou plusieurs lignes utilisées) et du type de reconstruction (muon ou point lumineux).

5.3.3 GridFit

GridFit est un algorithme créé à partir de l'algorithme FilteringFit et optimisé pour les reconstructions de particules de basse énergie.

GridFit utilise directement les événements L0 puis applique ses propres algorithmes de filtrage spécifiquement étudiés pour la reconstruction à basse énergie. Une fois la liste d'événements L0 établie, 500 trajectoires de directions différentes sont générées et testées. Le nombre de directions est restreint du fait du grand nombre d'événements L0 susceptibles d'être retenus. Pour réduire le temps de calcul, les reconstructions comportant 2500 événements L0 ou plus sont ignorés. La reconstruction démarre lorsqu'au minimum 4 événements L0 dont la distance transverse n'excède pas 120 m sont retenus dans une fenêtre de temps de 5 ns. Le résultat des 500 itérations est visible figure 5.17 pour un muon atmosphérique descendant (à gauche) et un neutrino atmosphérique montant (à droite). La différence entre ces deux types d'événements est visible de par le nombre d'événements L0 retenus pour chaque direction des trajectoires testées. En effet, dans le cas du muon atmosphérique, les trajectoires descendantes sont reconstruites avec plus d'événements L0

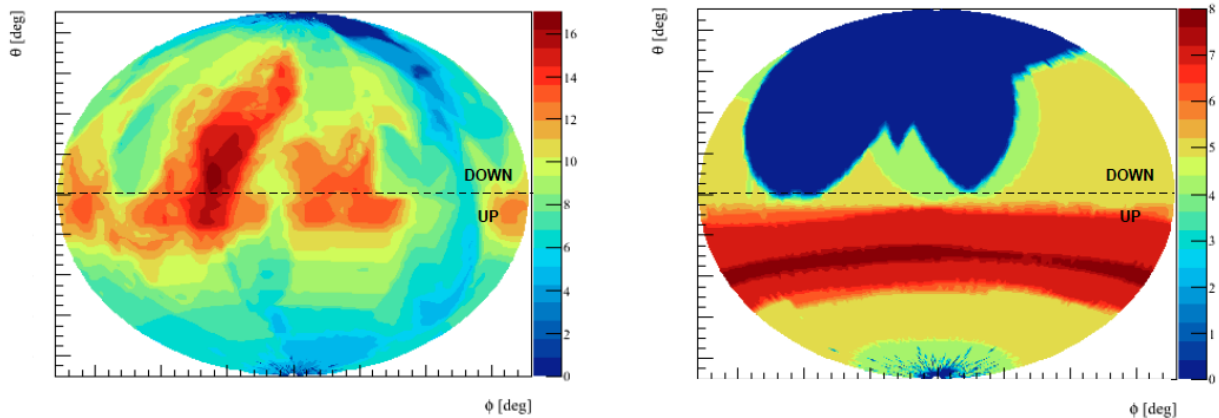


FIGURE 5.17 – Nombre d'événements L0 par trajectoire reconstruite en fonction de la direction de la trajectoire, pour un muon atmosphérique descendant (à gauche) et pour un neutrino montant de basse énergie (à droite)

que pour les trajectoires montantes, et inversement dans le cas du neutrino atmosphérique montant. Il apparaît alors que les sommes des événements L0 participant respectivement aux trajectoires montantes et descendantes peuvent donner une indication sur la nature de la particule. Pour cette raison, une première variable appelée *Ratio* est créée et définie comme

$$Ratio = \frac{\sum N_{montant}}{\sum N_{descendant}} \quad (5.26)$$

où $N_{montant}$ et $N_{descendant}$ correspondent respectivement aux nombres d'événements L0 participant à la reconstruction d'une trajectoire montante et descendante. Notons que dans le cas où aucun événement L0 n'est sélectionné pour les reconstructions descendantes ($\sum N_{descendant} = 0$), la variable *Ratio* est fixée à 100. En acceptant uniquement les particules reconstruites avec un *Ratio* supérieure à 0.8, 81.3% des muons atmosphériques sont supprimés contre seulement 0.32% des neutrinos. Ces valeurs correspondent à un bruit de fond de 60 kHz. Considérer un bruit de fond plus important augmente le nombre de muons atmosphériques reconstruits comme des événements montants. Le pourcentage de muons atmosphériques rejetés diminue donc lorsque le bruit de fond augmente, il n'est que de 48.3% pour un bruit de fond de 240 kHz. Le nombre de neutrinos rejetés reste quant à lui très faible, 0.27% pour un bruit de fond de même fréquence.

La reconstruction est ensuite générée selon 5000 directions différentes, ce qui correspond à une résolution de 4° . Cette étape n'est retenue que si $Ratio > 0.8$. Seules 9 directions sont retenues en fonction de la qualité de reconstruction qui leur est associée. Les directions qui comptent moins de 80% d'événements L0 que la direction optimale sont également rejetées. Il est en effet démontré qu'une haute fraction d'événements L0 produits par la particule simulée contribuent à la reconstruction de la direction comportant le plus d'événements L0. Comme pour l'algorithme AAFit, seules sont conservées les directions ayant une distance angulaire de moins de 1° avec la direction de la meilleure reconstruction. Les événements ayant un résidu temporel de moins de 150 ns et ayant été générés à une

distance de moins de 100 m par rapport à la trajectoire sont conservés. Ceux ayant une amplitude d'au minimum 2.3 pe le sont également. Si le nombre d'événements restant est supérieur ou égal à 15, le M-estimateur de AAFit est appliqué. Sinon, la procédure se poursuit avec la liste d'événements obtenue à l'étape précédente. La figure 5.18a montre la distribution de l'erreur angulaire avant et après l'étape que nous venons de décrire. Le M-estimateur améliore considérablement la précision de la reconstruction.

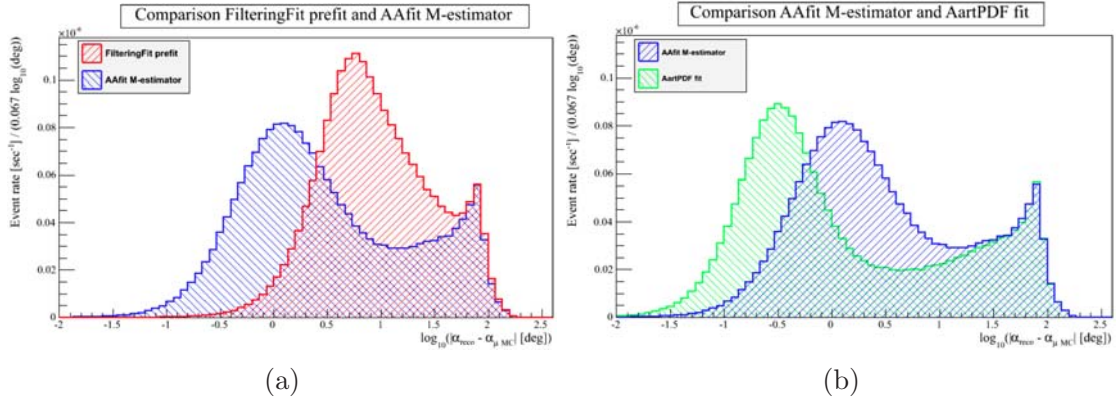


FIGURE 5.18 – Distribution de l'erreur angulaire. (a) Comparaison entre l'algorithme initial (en rouge) et la reconstruction après l'application du M-estimateur (en bleu). (b) Comparaison entre la reconstruction après l'application du M-estimateur (en bleu) et la reconstruction finale (en vert).

La dernière étape de la reconstruction utilise aussi la même procédure qu'AAFit. Les listes d'événements L0 utilisés dans chacune des 9 directions retenues sont mélangées pour créer une liste commune à chacune de ces directions. La réduction de l'erreur angulaire, significative, est visible sur la figure 5.18b. Dans cet algorithme, le logarithme du maximum de vraisemblance réduit est noté $rLogL$. La direction finale retenue par l'algorithme de reconstruction est alors celle ayant la valeur de X la plus importante, avec

$$X = N - 1.1 rLogL \quad (5.27)$$

et N le nombre d'événements L0 ayant participé à la reconstruction de l'événement. Ce nombre correspond aux événements ayant un résidu temporel de 5 ns et une distance par rapport à la trajectoire de 70 m maximum. La valeur 1.1 choisie a été optimisée en utilisant les événements simulés. Notons toutefois qu'une variation de plus ou moins 0.6 sur cette valeur ne modifie le nombre d'événements retenus que de moins de 1%.

Chapitre 6

Recherche de matière noire dans les galaxies naines

Les facteurs J des quinze galaxies naines sélectionnées pour notre analyse sont maintenant calculés. Nous avons également établi la distribution en énergie des neutrinos en fonction du canal d'auto-annihilation et de l'hypothèse de masse du candidat de matière noire, m_{dm} . Ces valeurs nous ont permis de déduire le flux de neutrinos attendus en fonction des paramètres cités ci-dessus.

Pour notre analyse, nous utiliserons les algorithmes détaillés à la section 5.3 et optimiserons la sélection sur leurs variables pour déterminer la meilleure sensibilité du détecteur au signal de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines. Nous établirons également la sensibilité du détecteur à la section efficace $\langle\sigma_{av}\rangle$ d'auto-annihilation de matière noire. Une fois ces sensibilités déterminées, nous appliquerons nos sélections sur les données réelles.

6.1 Production des données simulées

Les particules atmosphériques simulées ont été générées par le programme Corsika tandis que le comportement du détecteur a été modélisé avec le programme km3. Les données réelles et simulées sont ensuite traitées par le programme TriggerEfficiency qui applique les algorithmes de filtrage détaillés à la section 5.2.3 pour obtenir les données telles qu'elles seront exploitées par les algorithmes de reconstruction. Le programme SeaTray applique ces algorithmes aux données, et converti les informations sur les particules reconstruites¹ en fichiers DST (Data Summary Trees) au format ROOT. Ce sont ces fichiers que nous avons utilisé pour notre analyse de données.

La prise de données s'est effectuée par *runs*² d'une durée maximale de cinq heures (97% d'entre eux ont duré plus d'une heure). Un *run* est exploitable si il passe une première sélection appliquée sur trois variables. La première de ces variables caractérise la qualité de la prise de données. Cette dernière doit avoir duré plus d'une seconde et avec au moins un

1. Dans ce chapitre, nous appelons « événement » les particules reconstruites.

2. Le mot *run* pourrait être traduit par « série » et sous-entend une prise de données continue durant une période donnée.

module optique actif. Pour éviter les problèmes de synchronisation, les *runs* comportant plus de 450 secondes sans prise de données sont exclus. Un *run* respectant ces contraintes aura systématiquement une variable de qualité *QualityBasic* supérieure à 0. Nous ne détaillerons pas les autres valeurs de la variable *QualityBasic* puisque seule la sélection *QualityBasic* > 0 sera appliquée dans notre analyse. Certains *runs* ont été effectués pour étalonner l'appareillage et adapter les paramètres de prise de données, liés entre autres aux conditions environnementales (saisons, courant marin, etc). Bien qu'un travail soit en cours pour sélectionner les *runs* exploitables parmi eux, nous avons choisi de les exclure (variable *SCAN* ≠ 1). Il arrive que l'appareillage soit défectueux et émette des étincelles au niveau des photomultiplicateurs. Les *runs* ayant enregistré des signaux trop intenses sur une courte période seront donc également exclus (variable *sparking* ≠ 1). Cette présélection est résumée dans le tableau 6.1.

Notre analyse porte sur les données 2007-2012. 13420 *runs* sont ainsi sélectionnés durant

Variable	Sélection
QualityBasic	> 0
SCAN	≠ 1
Sparking	≠ 1

TABLE 6.1 – Variables de présélection (détails dans le texte)

cette période, ce qui correspond à 1420 jours de prise de données. Des problèmes ayant été rencontrés dans la conversion des données (fichiers manquants, base de données incomplète...), seuls 13017 *runs* seront utilisés dans l'analyse, soit 1390 jours de prise de données.

La figure 6.1 montre la distribution des événements des données réelles et de la simulation Monte Carlo pour les quatre³ algorithmes que nous utiliserons. Pour établir cette figure, nous n'avons considéré que les événements montants ($\cos\theta > 0$). Nous avons également appliqué une sélection sur l'estimation de l'erreur angulaire pour les algorithmes AAFit et GridFit. Tout d'abord, nous n'avons pas conservé les événements pour lesquels cette estimation n'a pas pu être réalisée. Pour AAFit, nous avons fixé la limite sur l'estimation de l'erreur angulaire à 1°. La sélection pour GridFit est plus relâchée car nous optimiserons les événements reconstruits par cet algorithme dans deux régions des paramètres différentes. L'une de ces deux régions ayant une limite sur l'estimation de l'erreur angulaire fixée à 20°, nous avons choisi de conserver cette sélection pour la figure 6.1.

La simulation des neutrinos atmosphériques est en excellent accord avec les données réelles. Nous pouvons noter que dans le cas de BBFit, la valeur de la variable de qualité *tchi2* est (en moyenne) meilleure dans le cas de BBFit single-line que dans le cas de BBFit multi-line. Dans le premier cas, les événements ne sont reconstruits qu'à partir des détections d'une seule ligne. La reconstruction ne permet pas de déterminer l'angle azimutal de la trajectoire de la particule mais comporte moins de détections dues au bruit de fond. Cela entraîne entre autres une diminution de l'amplitude moyenne des détections, ce qui améliore la qualité

3. Nous considérons BBFit single-line et BBFit multi-line comme deux algorithmes distincts puisqu'ils ne traitent pas les mêmes événements.

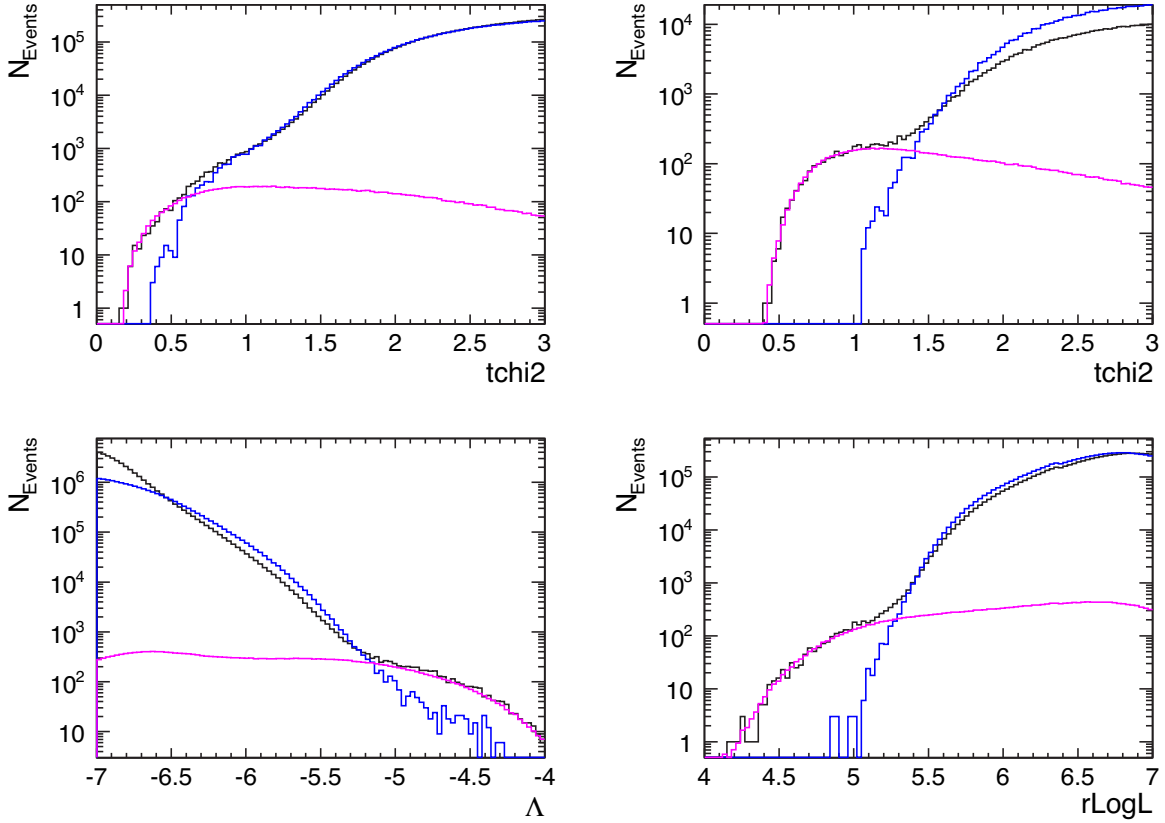


FIGURE 6.1 – Nombre d'événements N_{events} des données réelles du détecteur (en noir) et de la simulation Monte Carlo des muons atmosphériques (en bleu) et des neutrinos atmosphériques (en rose). Les distributions sont données en fonction de la variable de qualité : $tchi2$ pour BBSFit single-line (en haut à gauche) et pour BBSFit multi-line (en haut à droite), Λ pour AAFit (en bas à gauche) et $rLogL$ pour GridFit (en bas à droite). Aucune pré-sélection n'a été appliquée ici.

de la reconstruction. Les événements du Monte Carlo des muons atmosphériques simulent correctement les données réelles dans le cas de BBSFit. Pour BBSFit, la comparaison entre les données réelles et les événements Monte Carlo diffère pour $tchi2 > 1.6$. Ces événements sont principalement dus à du bruit de fond optique. Une sélection sur la variable de qualité de la reconstruction en tant que point lumineux, $bchi2$, permettra de réduire cet écart. Ces différences, bien que plus faibles, peuvent également être relevées pour les algorithmes AAFit et GridFit. Nous pouvons constater que le rapport entre le nombre de muons atmosphériques simulés et le nombre d'événements réels s'inverse dans AAFit pour $\Lambda < -6.5$. L'une des explications possibles est que les muons atmosphériques simulés sont reconstruits avec une valeur de Λ plus élevée que pour les muons atmosphériques réels. Ces différences entre données réelles et simulées ne sont pas un problème pour notre analyse puisqu'elles ne sont significatives que pour des événements ayant une qualité de reconstruction trop faible pour être considérés dans notre analyse.

Les neutrinos atmosphériques simulés sont produits en convoluant leur spectre différentiel d'énergie avec une simulation Monte Carlo isotrope de neutrinos dans une gamme d'énergie allant de 5 GeV à 100 PeV. Le poids de ces événements, avant leur convolution avec un spectre énergétique, est défini par

$$w = V_{can} I_\theta I_E E^\gamma \sigma(E) \rho N_A P(E) F \quad (6.1)$$

avec V_{can} le volume de détection exprimé en m^3 , I_θ et I_E les espaces de phase angulaire et énergétique exprimés respectivement en rad et en $\text{GeV}^{1-\gamma}$, E^γ le spectre énergétique utilisé pour générer le flux de neutrinos et exprimé en GeV^γ ($\gamma = 1.4$ dans le cas présent), $\sigma(E)$ la section efficace d'interaction par courant chargé (équation 5.1a) exprimée en m^2 , ρ la densité moyenne terrestre (5520 kg/m^3), N_A le nombre d'Avogadro, $P(E)$ la probabilité de traversée de la Terre et F le temps utilisé pour la génération exprimé en secondes (1 an dans le cas présent).

La simulation du signal issu de l'auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines sera générée à partir de cette première simulation. Cette dernière étant isotrope, nous modifierons le poids de chacun des événements afin d'obtenir une simulation de source ponctuelle pour chacune des galaxies étudiées. Dans un premier temps, nous pondérons les événements par le poids P_{source} déterminé par

$$P_{temps} = F_{source} \frac{4\pi}{(\cos\theta - \cos(\theta + \Delta\theta))(\Delta\phi)}. \quad (6.2)$$

F_{source} est la fraction de temps durant laquelle la position de la source est en coïncidence avec la position de l'émission de la particule simulée. La notion de coïncidence est liée à la résolution angulaire du détecteur. Elle correspond ici à un écart angulaire entre deux positions qui soit égal ou inférieur à 1° dans le référentiel du détecteur. Un exemple de F_{source} est montré figure 6.2 pour deux galaxies, Sculptor et Carina. Cette pondération nécessite l'hy-

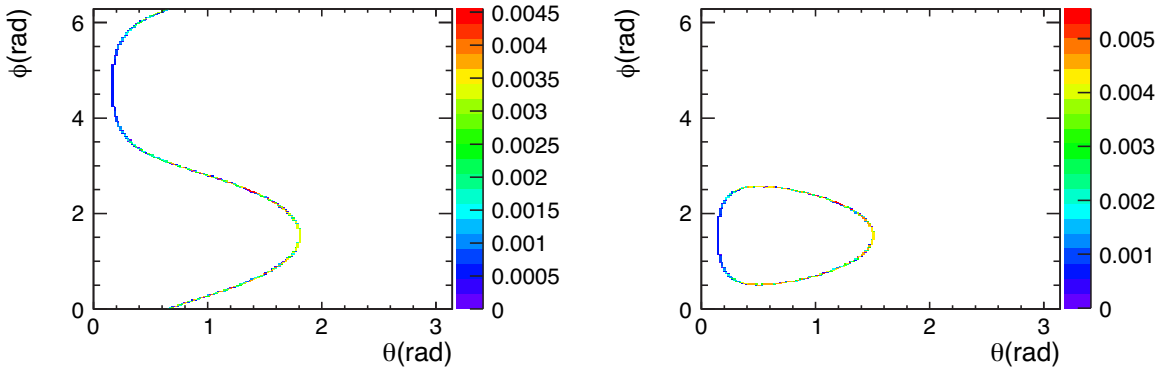


FIGURE 6.2 – Fraction de temps F_{source} de passage des galaxies naines Sculptor (à gauche) et Carina (à droite) dans les coordonnées locales du détecteur (θ, ϕ) .

pothèse que le flux différentiel annuel de neutrinos en fonction des coordonnées d'émission dans le référentiel du détecteur, $d^2\Phi_{\nu+\bar{\nu}}/d\phi d\theta$, est constant. L'évolution de la position des galaxies naines dans le référentiel galactique au cours de la prise de données est de l'ordre du

centième de degré⁴. Nous considérerons donc cette hypothèse comme valide pour les sources étudiées dans notre analyse.

Les galaxies naines ne sont plus visibles par le détecteur lorsque $\theta > 90^\circ$. Nous pouvons constater sur la figure 6.3 que Carina n'est jamais au delà de cette limite, cette galaxie étant 100% visible durant la période de prise de données.

Le nombre d'événements détectés attendu dépend des variations azimutales et zénithales de la source. Comparativement aux autres galaxies, une galaxie qui n'est jamais localisée à de faibles angles nadirals θ ($\theta < 10^\circ$) générera un signal plus important à haute énergie. Le signal provenant d'une galaxie naine ne dépendra donc pas uniquement de la quantité de matière noire qu'elle abrite et de sa visibilité mais aussi de la distribution de sa position dans la partie du ciel visible par ANTARES.

La distribution des événements de notre simulation en fonction des coordonnées locales est montrée figure 6.3 pour les trois algorithmes de reconstruction (dans le cas de la galaxie Carina). Cette figure nous montre les erreurs angulaires de reconstruction des événements pour

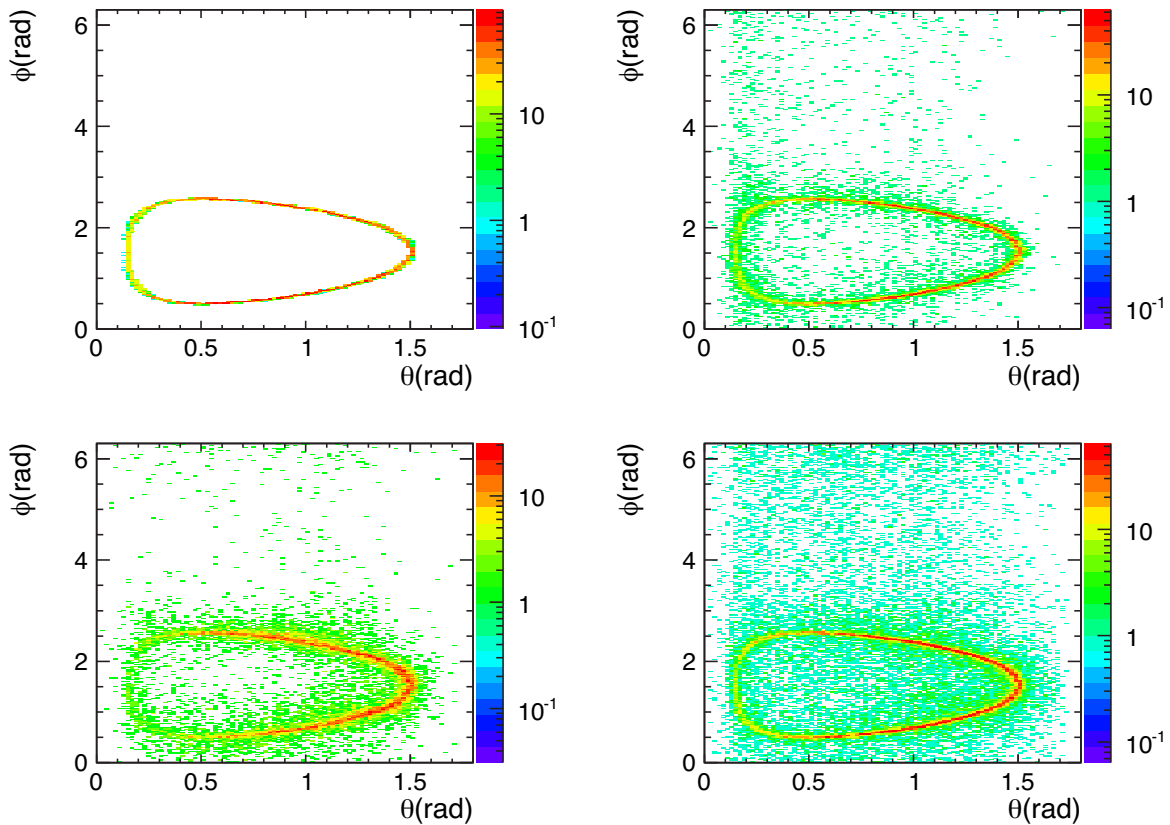


FIGURE 6.3 – Origine réelle (en haut à gauche) des événements Monte Carlo dans les coordonnées locales du détecteur (θ, ϕ) pour la galaxie naine Carina. Les origines reconstruites de ces événements sont également montrées pour les trois algorithmes utilisées ici : AAFit (en haut à droite), BBFit multi-line (en bas à gauche) et GridFit (en bas à droite).

4. Calcul basé sur les données provenant de <http://ned.ipac.caltech.edu/>.

chaque algorithme. La présélection sur la variable de qualité de BBFit étant plus agressive que pour les autres algorithmes, la quantité d'événements mal reconstruits y est réduite (figure 6.3 en bas à gauche). Rappelons enfin que les algorithmes AAFit et GridFit produisent tous les deux une estimation de l'erreur angulaire de reconstruction sur laquelle aucune sélection n'a été appliquée jusqu'à présent.

Pour chaque hypothèse de masse du candidat de matière noire m_{dm} , nous sélectionnons les événements Monte Carlo d'énergie E satisfaisant $E \leq m_{dm}$. Ces événements sont ensuite pondérés par les spectres différentiels en énergie des neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines. Un nouveau poids est donc affecté aux événements pour chacune des quinze galaxies. Ce poids dépend également de l'hypothèse de masse du candidat de matière noire m_{dm} ainsi que du canal d'auto-annihilation :

$$w_{DM}(\theta, \phi, E, galaxie, m_{dm}, canal) = w(\theta, \phi, E) P_{source}(galaxie) \frac{dN}{dE}(m_{dm}, canal) \quad (6.3)$$

Le bruit de fond simulé est généré à partir des données réelles du détecteur. Chaque événement est dupliqué 5000 fois, avec une date différente pour chaque nouvel événement. La date est choisie aléatoirement durant la période de prise de données que nous avons considérée dans notre analyse (figure 6.4). Cette méthode permet une meilleure répartition du bruit de fond

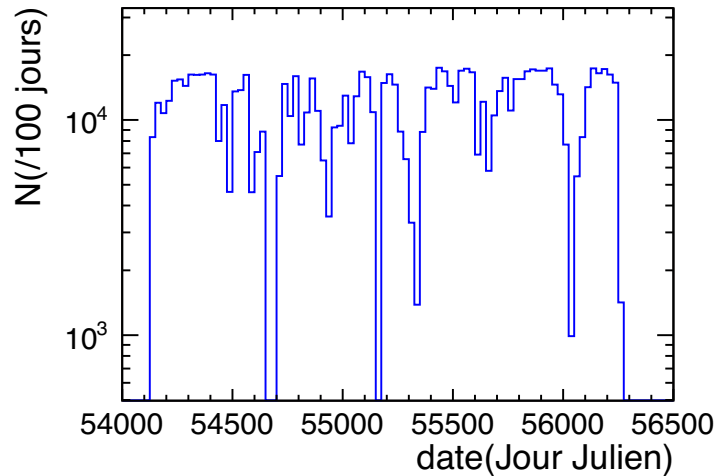


FIGURE 6.4 – Répartition des dates (exprimées en Jour Julien) associées aux événements de bruit de fond.

en fonction des coordonnées. Pour obtenir un bruit de fond suffisamment bien distribué, il a été nécessaire d'avoir au minimum un événement par degré carré. Les contraintes les plus agressive sur les différents espaces des paramètres des algorithmes de reconstruction ont conduit à réduire les événements de bruit de fond à $3 \cdot 10^{-4}$ événement par degré carré. Dupliquer ces événements par 5000 a permis d'augmenter cette valeur à 1.4 événement par degré carré. Notons que ces nouveaux événements ont un poids de $1/5000$.

L'écart minimum entre deux dates est de deux minutes, ce qui correspond au temps durant lequel une source fixe dans les coordonnées galactiques se déplace de 1° dans les coordonnées

locales du détecteur. Ce pas a été optimisé afin d'être plus petit que les différentes ouvertures angulaires sélectionnées dans notre analyse.

6.2 Sensibilité au signal de neutrinos

Dans un premier temps, nous cherchons à déterminer la sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}^{90\%}$ du détecteur à un signal de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire de chacune des quinze galaxies naines :

$$\bar{\Phi}_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}^{90\%} = \frac{\bar{\mu}^{90\%}}{A_{eff}^-(m_{dm})} \quad (6.4)$$

où $\bar{\mu}^{90\%}$ est la limite supérieure d'événements de bruit de fond attendus à 90% d'intervalle de confiance multiplié par une distribution de Poisson dans l'approche Feldman-Cousins [47]. $A_{eff}^-(m_{dm})$ est la section effective du détecteur convoluée au spectre énergétique des neutrinos et moyennée par rapport à l'énergie de ces neutrinos :

$$A_{eff}^-(m_{dm}) = \sum_{\nu, \bar{\nu}} \left(\frac{\int_{E_{min}}^{m_{dm}} A_{eff}(E_{\nu, \bar{\nu}}) \frac{dN_{\nu, \bar{\nu}}}{dE_{\nu, \bar{\nu}}} dE_{\nu, \bar{\nu}}}{\int_0^{m_{dm}} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} dE_\nu + \frac{dN_{\bar{\nu}}}{dE_{\bar{\nu}}} dE_{\bar{\nu}}} \right) \quad (6.5)$$

Les distributions énergétiques des neutrinos utilisées ici sont celles calculées dans le chapitre 4 où nous avons négligé sur ce point la différence neutrinos/anti-neutrinos. Nous discuterons également de cette différence pour la surface effective $A_{eff}(E_{\nu, \bar{\nu}})$. La variable E_{min} indique le seuil énergétique en-dessous duquel un neutrino ne pourra pas être détecté. La sensibilité sera évaluée pour toutes les hypothèses de masse du candidat de matière noire listées au chapitre 4.

6.2.1 AAFit

L'algorithme AAFit est utilisé pour ses performances à haute énergie. Pour cette raison, nous détaillerons les résultats de l'analyse pour des particules de matière noire ayant une masse de 10 TeV/c². L'analyse du flux isotrope de neutrinos atmosphériques fixe la sélection sur la variable de qualité de reconstruction à $\Lambda > -5.3$ [52].

La résolution angulaire étant meilleure à haute énergie, nous sélectionnons les événements ayant une erreur angulaire estimée de moins de 1°. Une sélection plus agressive ($\beta < 0.5^\circ$) dégrade la sensibilité du détecteur au signal de neutrinos car trop peu d'événements sont conservés. Inversement, une sélection plus relâchée ($\beta < 2^\circ$) entraîne une diminution de la sensibilité essentiellement à haute hypothèse de masse, jusqu'à 10% à 10 TeV/c². Nous conservons les événements strictement montants, soit $\cos \theta > 0$. Restreindre cette sélection à $\cos \theta > 0.15$ fait varier la sensibilité de moins de 1% et ce à toutes les hypothèses de masse. Une sélection retenant plus d'événements, soit $\cos \theta > -0.15$, améliore la surface effective de 5% en moyenne à basse hypothèse de masse, soit $m_{dm} < 200$ GeV/c², mais la dégrade à plus haute énergie. Notre objectif étant d'optimiser la sensibilité à haute hypothèse de masse, nous conserverons $\cos \theta > 0$.

Ces sélections sont résumées tableau 6.2. Ce tableau présente également les trois sélections

sur Λ que nous comparerons dans la suite de cette section.

sélection	$Q_{trajectoire} (\Lambda)$	$\cos \theta$	EEA (β)	nombre de lignes
relâchée	> -5.5			
standard	> -5.3	> 0	$< 1^\circ$	> 1
agressive	> -5.0			

TABLE 6.2 – Sélections analysées dans le texte pour l’optimisation de AAFit.

La figure 6.5 montre l’évolution de la surface effective du détecteur avec l’algorithme AAFit en fonction de l’énergie des neutrinos, pour le signal de neutrino provenant de la galaxie Carina. L’angle d’ouverture autour de la galaxie a été fixé à 3° , ce qui correspond à la limite

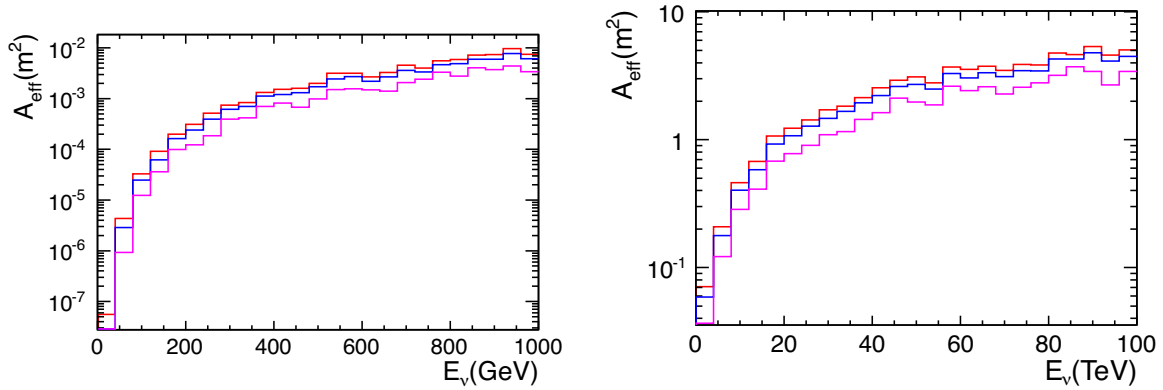


FIGURE 6.5 – Surface effective A_{eff} du détecteur avec AAFit pour le signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l’énergie des neutrinos, jusqu’à 1000 GeV (figure de gauche) et jusqu’à 100 TeV (figure de droite). L’angle d’ouverture est fixé à $\Phi_{Carina} = 3^\circ$ et les sélections présentées sont celles du tableau 6.2, la sélection la plus relâchée donnant la surface effective la plus élevée.

haute de l’angle d’ouverture optimal obtenu en utilisant la reconstruction AAFit. La surface effective augmente de cinq ordres de grandeur entre 1 et 1000 GeV puis seulement d’un facteur 500 entre 1000 GeV et 100 TeV. Ceci s’explique par la valeur énergétique minimale des neutrinos pouvant être reconstruits, qui est de 1 GeV pour ANTARES. Lorsque nous augmentons la sélection sur Λ , la surface effective diminue en moyenne de 50% par rapport à la valeur de référence. Relâcher cette sélection l’augmente de 29%.

La surface effective moyenne $A_{eff}^-(m_{dm})$ dépend d’une part de l’hypothèse de masse du candidat de matière noire et d’autre part de la particule primaire lors de l’auto-annihilation de la matière noire.

La figure 6.6 montre $A_{eff}^-(m_{dm})$ pour une hypothèse de masse du candidat matière noire $m_{dm} = 10 \text{ TeV}/c^2$. La résolution angulaire moyenne du détecteur pour des neutrinos ayant une énergie de l’ordre du TeV est de 1° . Cette résolution explique l’évolution brutale de $A_{eff}^-(m_{dm})$ à petit angle d’ouverture ϕ , atteignant 50% de sa valeur nominale à $\phi_{Carina} = 1.2^\circ$ dans le cas du canal d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ (figure de gauche). Dans le cas du canal

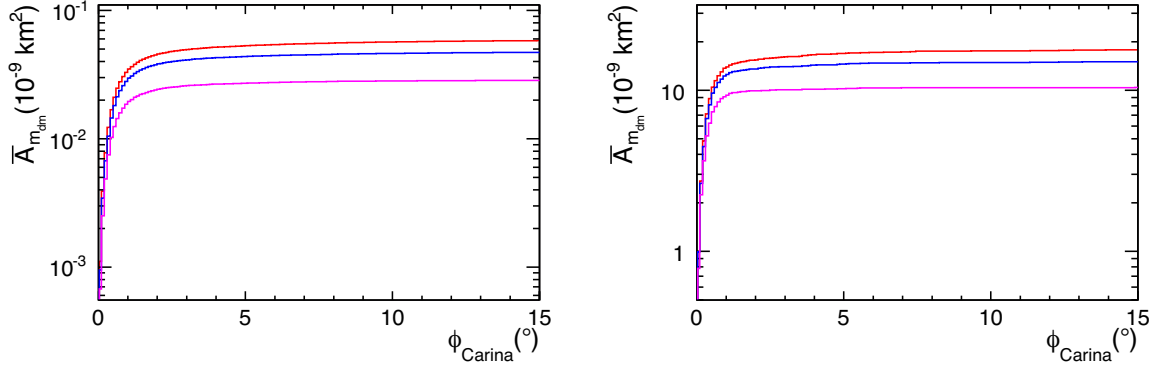


FIGURE 6.6 – Surface effective moyenne $A_{eff}^-(m_{dm})$ avec l’algorithme AAFit du détecteur pour le signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l’angle d’ouverture ϕ autour de cette galaxie, dans le canal $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ (à gauche) et $\chi\chi \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (à droite). Les sélections présentées sont celles du tableau 6.2, la sélection la plus relâchée donnant la surface effective moyenne la plus élevée. La masse de matière noire est de $m_{DM} = 10 \text{ TeV}/c^2$.

d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (figure de gauche), la moitié de la valeur nominale de $A_{eff}^-(m_{dm})$ est atteint pour $\phi_{Carina} = 0.6^\circ$. Cette différence entre les deux canaux s’explique par les spectres en énergie des neutrinos. En effet, le spectre du canal $\chi\chi \rightarrow \nu\bar{\nu}$ comporte plus de neutrinos à haute fraction d’énergie $x = E_\nu/m_{dm}$ que le spectre du canal $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$. La surface effective du détecteur étant plus élevée à haute énergie, la convolution des deux distributions donnera une section efficace moyenne augmentant plus fortement avec l’ouverture angulaire ϕ_{Carina} . Le facteur 1000 entre les deux distributions de $A_{eff}^-(m_{dm})$ s’explique par le nombre moyen de neutrinos qui est plus élevé dans le canal produisant des neutrinos primaires. Notons que les trois autres canaux d’auto-annihilation ($\chi\chi \rightarrow W^+W^-$, $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\chi\chi \rightarrow \mu^+\mu^-$) ont des surfaces effectives moyennes se situant à des valeurs intermédiaires. La même hiérarchie est observée ici qu’avec les spectres en énergie de ces mêmes canaux que nous avons calculé au chapitre 4. Notons enfin que $A_{eff}^-(m_{dm})$ augmente en moyenne de 16% lorsque nous relâchons la sélection sur Λ de -5.3 à -5.5 mais diminue de 53% lorsque nous durcissons cette sélection de -5.3 à -5.

Le bruit de fond indépendant de l’environnement sous-marin est composé de muons et neutrinos atmosphériques. La figure 6.7 montre l’évolution du nombre d’événements de bruit de fond en fonction de l’angle d’ouverture ϕ_{Carina} autour de la galaxie Carina (figure de gauche). Comme attendu, cette évolution suit une loi en ϕ_{Carina}^2 . Entre la sélection agressive et la sélection standard, le bruit de fond attendu est multiplié par 2, tout comme entre la sélection standard et la sélection relâchée. Le passage du nombre d’événements de bruit de fond attendu à la limite supérieure de bruit de fond attendu $\bar{\mu}^{90\%}$ diminue cet écart, l’augmentation n’étant plus que de 25% dans le premier cas et de 30% dans le second. La valeur minimale de $\bar{\mu}^{90\%}$ est de 2.44 lorsque le bruit de fond attendu est de 0.

La surface effective moyenne $A_{eff}^-(m_{dm})$ et la limite supérieure moyenne de bruit de fond attendu $\bar{\mu}^{90\%}$ étant connues, nous pouvons calculer la sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}^{90\%}$ du détecteur

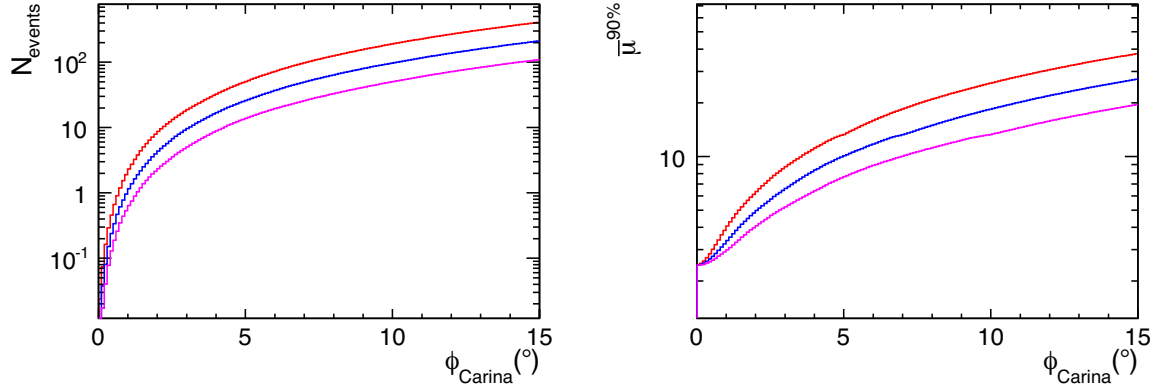


FIGURE 6.7 – Nombre d'événements de bruit de fond attendu N_{events} (figure de gauche) et limite supérieure de bruit de fond attendu $\bar{\mu}^{90\%}$ (figure de droite) en fonction de l'angle d'ouverture ϕ_{Carina} autour de la galaxie Carina, avec l'algorithme AAFit. Les sélections présentées sont celles du tableau 6.2, la sélection la plus relâchée donnant le bruit de fond le plus élevé.

au signal de neutrino. Nous recherchons pour cela à minimiser l'équation 6.4 en fonction de l'angle d'ouverture $\phi_{galaxie}$ autour de la galaxie. La distribution de la sensibilité en fonction de $\phi_{galaxie}$ est montrée figure 6.8 pour le canal d'auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \nu\bar{\nu}$ et pour cinq hypothèses de masse différentes sur le candidat de matière noire : 50 GeV/c², 100 GeV/c², 300 GeV/c², 1 TeV/c² et 10 TeV/c². Nos résultats sont montrés pour la galaxie Carina. Nous avons normalisé les sensibilités par rapport à leur valeur minimale pour pouvoir les comparer.

Lorsque $m_{dm} = 50$ GeV/c², la sensibilité varie discontinûment en fonction de l'angle d'ouverture car 12 événements seulement contribuent au calcul de la surface effective. Dans ce cas, la sensibilité est optimale pour un angle d'ouverture élevé, $\phi_{Carina} = 6^\circ$. En augmentant l'hypothèse de masse sur le candidat de matière noire, les effets de bord dus au manque d'événements disparaissent. La sensibilité est alors optimale à des angles d'ouverture de plus en plus petit. En effet, aucune estimation en énergie n'étant possible, le bruit de fond ne varie pas en fonction de m_{dm} . Augmenter la masse m_{dm} revient donc à considérer une surface effective moyenne de plus en plus élevée sans augmenter le bruit de fond. À $m_{dm} = 10$ TeV/c², l'angle d'ouverture optimal n'est plus que de 0.8°. L'évolution de l'ouverture angulaire optimale en fonction de m_{dm} est montrée figure 6.9.

Notons également que l'optimisation angulaire varie en fonction de la particule primaire produite par l'auto-annihilation de matière noire. Nous avons montré au chapitre 4 que le spectre en énergie des neutrinos issus du canal d'auto-annihilation de matière noire $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ comportait peu de neutrinos emportant une grande quantité d'énergie, soit $x = E_\nu/m_{dm} > 0.1$. La surface effective du détecteur augmentant avec l'énergie, la convolution des deux distributions donnera une surface effective moyenne qui augmente plus lentement avec l'angle d'ouverture que dans les quatre autres canaux. Par conséquent, l'angle d'ouverture optimal sera plus grand dans ce canal que dans les autres.

La sélection sur la variable de qualité Λ va également varier en fonction de l'hypothèse

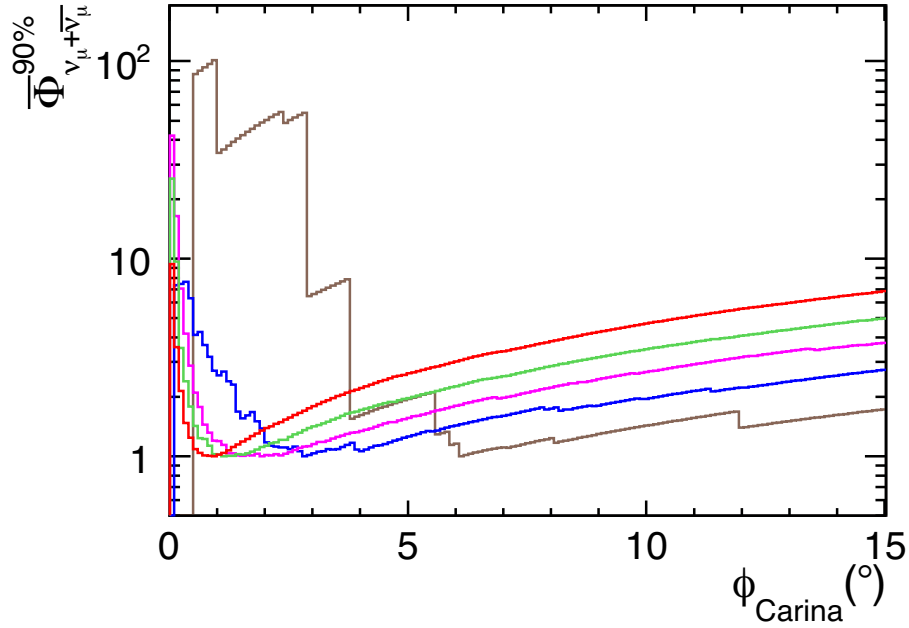


FIGURE 6.8 – Sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{90\%}$ du détecteur au signal de neutrinos avec l’algorithme AAFit en fonction de l’angle d’ouverture autour de la galaxie Carina ϕ_{Carina} , pour 5 hypothèses de masse de matière noire m_{dm} : 50 GeV/c² (courbe marron), 100 GeV/c² (courbe rouge), 300 GeV/c² (courbe verte), 1 TeV/c² (courbe rose) et 10 TeV/c² (courbe bleue). Les courbes qui ont leur minimum plus à gauche correspondent à des hypothèses de masse plus élevées dont l’angle d’ouverture optimal est plus petit. Le canal utilisé ici est le canal produisant des neutrinos primaires.

de masse m_{dm} . En tendant vers les hypothèses de masse les plus petites, le nombre d’événements contribuant au signal se réduit et la valeur moyenne de l’estimation de l’erreur angulaire augmente. Dans cette région, la variable de qualité Λ est peu discriminante, entraînant un relâchement sur sa sélection. Lorsque $m_{dm} = 25$ GeV/c², la sélection sur Λ se relâche jusqu’à $\Lambda = -5.9$, et ce pour les quatre canaux. Cette valeur ne se stabilise entre -5.4 et -5.3 qu’à partir de $m_{dm} = 1$ TeV/c². Nous constatons enfin que la sélection sur Λ ne varie pas significativement d’un canal à l’autre à haute hypothèse de masse.

La figure 6.10 montre la sensibilité du détecteur au signal de neutrino dans un intervalle d’hypothèse de masse du candidat matière noire de 25 GeV/c² à 100 TeV/c². A $m_{dm} = 10$ GeV/c², aucun événement n’est retenu. Cet argument sera également valable pour les autres algorithmes, ce qui explique que nous n’avons pas cherché à déterminer de sensibilité à cette hypothèse de masse.

Nous retrouvons dans ce résultat la même hiérarchie des sensibilités que la hiérarchie des spectres en énergie des neutrinos calculés au chapitre 4. La meilleure sensibilité est obtenue pour le canal d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \nu\bar{\nu}$ avec $\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{90\%} = 1.29 \cdot 10^6$ km⁻².an⁻¹ pour $m_{dm} = 100$ TeV/c². La sensibilité d’ANTARES au signal de neutrinos en provenance des

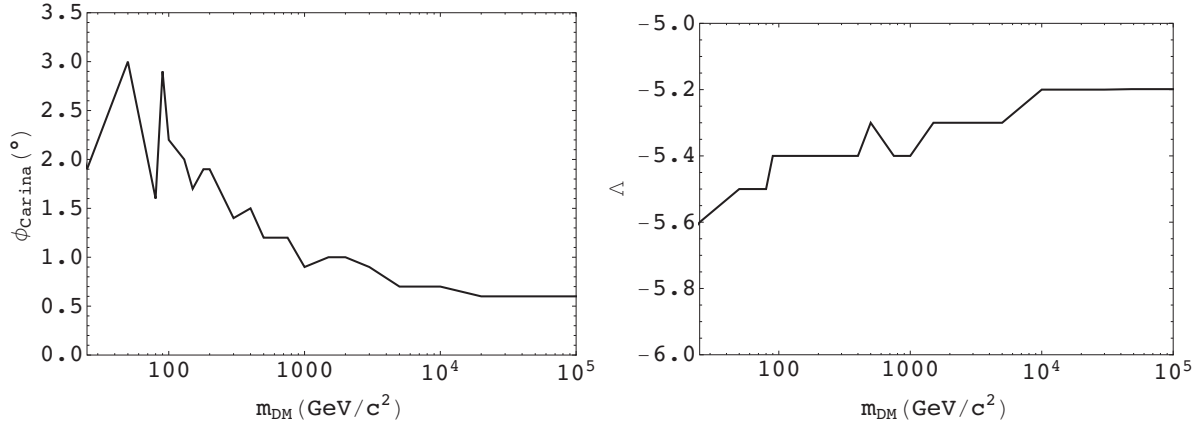


FIGURE 6.9 – Angle d’ouverture ϕ_{Carina} optimal (figure de gauche) et sélection sur la variable de qualité Λ en fonction de l’hypothèse de masse de matière noire m_{dm} dans le canal d’auto-annihilation $\nu\bar{\nu}$.

galaxies naines s’améliore lorsque nous augmentons m_{dm} .

Nous avons montré les résultats de notre analyse pour la galaxie naine Carina. Cette dernière est visible en permanence par le détecteur ANTARES, ce qui n’est pas le cas des douze autres galaxies naines que nous étudions (voir tableau 3.1). Notons qu’à ce stade, nous ne considérons plus que treize galaxies car les galaxies des couples de galaxies Leo I et Segue 1 ainsi que CV I et CV II sont trop proches les unes des autres pour que leurs signaux respectifs puissent être additionnés. Nous avons choisi d’exclure Leo I et CV I. En effet, bien que leurs visibilitées soient meilleures que celles de leur galaxie voisine, respectivement de 2% et 0.5%, leur facteur J est inférieur de plus de moitié.

Dans un premier temps, nous pouvons supposer que la sensibilité du détecteur au signal de neutrinos provenant de l’auto-annihilation de matière noire contenue dans ces autres galaxies sera proportionnelle à la sensibilité du détecteur au signal de neutrino provenant de la galaxie naine Carina. Le facteur entre les sensibilités en direction de ces galaxies serait alors le rapport entre leur visibilité respective. Dans l’équation 6.4, le bruit de fond attendu est considéré au travers de sa limite supérieure moyenne $\bar{\mu}^{90\%}$ dans l’approche Feldman-Cousin, à 90% de niveau de confiance. Cette valeur n’est pas proportionnelle à la visibilité du détecteur sur la galaxie concernée. Nous pouvons néanmoins approximer le rapport entre ces deux valeurs en comparant l’évolution du bruit de fond et de $\bar{\mu}^{90\%}$ à partir du tableau XII de [47]. Le bruit de fond étant proportionnel à la visibilité, nous obtenons : $\bar{\mu}^{90\%} \propto \sqrt{\text{visibilité}}$. En injectant cette approximation dans l’équation 6.4 et en considérant que la surface effective moyenne est bien proportionnelle à la visibilité, nous obtenons la relation suivante :

$$\text{visibilité}_{galaxie} \propto \left[\frac{(\bar{\Phi}_{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}^{90\%})_{Carina}}{(\bar{\Phi}_{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}^{90\%})_{galaxie}} \right]^2 \quad (6.6)$$

où la visibilité est exprimée en fraction de temps durant lequel la galaxie peut être observée par le détecteur ANTARES. Nous avons comparé l’évolution de la visibilité de chaque galaxie

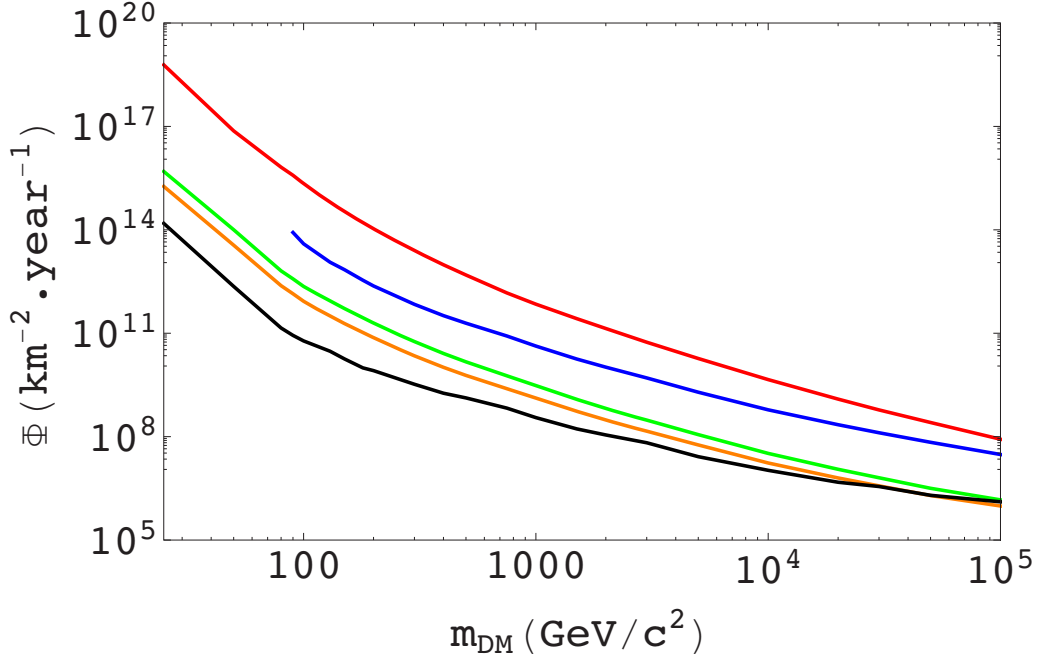


FIGURE 6.10 – Sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}^{90\%}$ du détecteur au signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l’hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour AAFit ainsi que pour 5 canaux d’auto-annihilation différents (de haut en bas sur la figure) : $b\bar{b}$ (courbe rouge), W^+W^- (courbe bleue), $\tau^+\tau^-$ (courbe verte), $\mu^+\mu^-$ (courbe orange) et $\nu\bar{\nu}$ (courbe noire).

avec le résultat de l’équation 6.6 dans la figure 6.11. L’écart entre les deux courbes peut s’expliquer par une fluctuation statistique des événements présent dans le cône angulaire retenu autour de chacune des galaxies. La conséquence ici est que la sensibilité au signal de neutrinos provenant de Carina est surévaluée tandis que pour les autres, la sensibilité varie autour de sa valeur attendue. Nous constatons toutefois qu’il y a bien une corrélation entre la sensibilité normalisée au carré et la visibilité d’une galaxie.

Lorsque nous considérons plusieurs galaxies naines, l’addition des événements attendus de signal doit prendre en compte le facteur J de chacune de ces galaxies naines selon l’équation suivante

$$A_{eff}^{\bar{tot}}(m_{dm}) = \frac{1}{J^{tot}} \sum_i^{galaxies} A_{eff}^{\bar{i}}(m_{dm}) J^i \quad (6.7)$$

où $A_{eff}^{\bar{tot}}(m_{dm})$ correspond à la surface effective moyenne totale et $A_{eff}^{\bar{i}}(m_{dm})$ la surface effective moyenne de la galaxie d’indice i . Chacune de ces surfaces effectives moyennes est pondérée par la contribution J^i de la galaxie naine au facteur J total J^{tot} de l’ensemble des galaxies naines considérées.

La meilleure sensibilité du détecteur au flux de neutrinos provenant des galaxies naines est obtenue en ne considérant que la galaxie naine Carina. En effet, ajouter des événements provenant d’autres galaxies naines ayant une visibilité plus faible que Carina dégradera

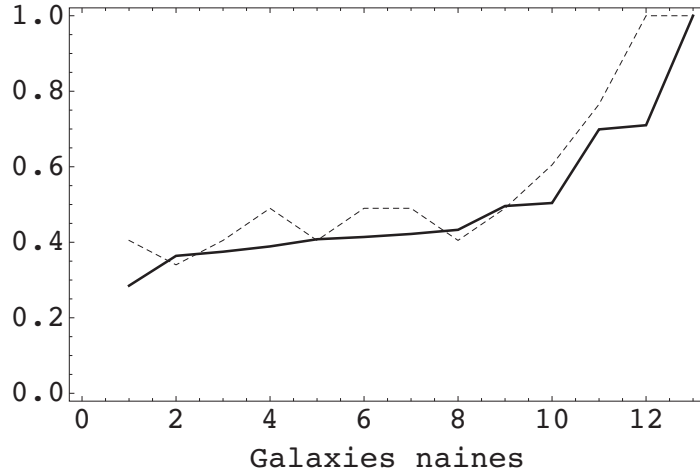


FIGURE 6.11 – Visibilité exprimée en fraction de temps (courbe en trait plein) et résultat de l'équation 6.6 (courbe en tirets) pour chacune des galaxies. L'axe des x représente les galaxies naines numérotées de 1 à 13, la première étant CVII avec une visibilité de 0.289 et la dernière étant Carina avec une visibilité de 1. Les sensibilités utilisées sont celles obtenues dans le canal d'auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \nu\bar{\nu}$ à $m_{dm} = 100 \text{ TeV}/c^2$.

systématiquement la sensibilité du détecteur.

Dans la section 6.3, l'optimisation se portera sur la sensibilité du détecteur à la section efficace $\langle\sigma_a v\rangle$. Le facteur J de chaque galaxie naine contribuera à la fois dans la pondération des événements attendus de signal (équation 6.7) et dans le calcul de la sensibilité à $\langle\sigma_a v\rangle$. Nous avons vu dans le chapitre 3 que la valeur du facteur J de Segue 1 était égale à la somme des facteurs J des douze autres galaxies naines. Cette galaxie sera donc incluse dans cette optimisation et en sera la contribution principale.

6.2.2 BBFit

L'algorithme BBFit est optimisé pour la reconstruction d'événements de basse énergie. Il ne produit pas d'estimation de l'erreur angulaire, trop élevée à basse énergie pour être une variable discriminante. BBFit utilise deux procédés de reconstruction distincts selon que les photomultiplicateurs impliqués dans un événement sont situés sur une seule ou plusieurs lignes : le procédé BBSFit (BB Single-line) et le procédé BBMFit (BB Multi-line). BBFit permet également de comparer la qualité de la reconstruction d'un événement en tant que particule (variable $tchi2$) de celle en tant que point lumineux (variable $bchi2$). Nous attendons une sélection plus agressive sur $tchi2$ pour les événements reconstruits par BBSFit, les événements de ce type ayant en moyenne un $tchi2$ plus bas. Pour BBMFit, nous étendrons notre optimisation jusqu'à $tchi2 < 2$ tandis que nous nous restreindrons à $tchi2 < 1.2$ pour BBSFit.

Comme pour AAFit, nous ne conservons que les événements montants, soit $\cos\theta > 0$. Une variation de 0 à 10° n'a aucune incidence sur les événements reconstruits par BBSFit. Ces événements n'étant reconstruits qu'à partir des données d'une seule ligne, 93% d'entre eux ont un angle nadiral inférieur à 40° . Les événements reconstruits par BBMFit ne

sont pas non plus affectés par un relâchement sur la sélection angulaire des événements ($\cos\theta > -0.15$). En contraignant l'angle nadiral des événements jusqu'à $\cos\theta > 0.15$, la sensibilité du détecteur au signal de neutrinos de matière noire se dégrade de 6%.

La sélection optimale sur le rapport entre $tchi2$ et $bchi2$ varie en fonction de l'hypothèse de masse de matière noire m_{dm} . À basse énergie, la sélection optimale est $bchi2/tchi2 > R$ avec $R = 1$. BBFit étant utilisé pour optimiser notre analyse aux plus basses énergies, nous conserverons cette sélection. Notons que pour $R = 1.5$, la sensibilité du détecteur au signal de neutrinos provenant des galaxies naines augmente de 0.5% pour une hypothèse de masse de matière noire supérieure à 1 TeV/c².

Ces sélections sont résumées tableau 6.3 pour BBFit et tableau 6.4 pour BBSFit. Ces tableaux présentent également les trois sélections sur $tchi2$ que nous comparerons dans la suite de cette section.

sélection	$Q_{trajectoire} (tchi2)$	$Q_{point} (bchi2)$	$\cos\theta$	nombre de lignes
relâchée	< 2			
standard	< 1.4	> $tchi2$	> 0	> 1
agressive	< 1			

TABLE 6.3 – Sélections analysées dans le texte pour l'optimisation de BBFit.

sélection	$Q_{trajectoire} (tchi2)$	$Q_{point} (bchi2)$	$\cos\theta$	nombre de lignes
relâchée	< 1.2			
standard	< 0.7	> $tchi2$	> 0	= 1
agressive	< 0.5			

TABLE 6.4 – Sélections analysées dans le texte pour l'optimisation de BBSFit.

Jusqu'à 1000 GeV, la surface effective obtenue avec BBFit (figure 6.12 en haut) est inférieure d'un facteur 2 en moyenne à celle de AAFit. Au-delà de cette énergie, la sélection la plus contraignante sur AAFit donne une surface effective supérieure à la sélection la plus relâchée dans BBFit. L'écart atteint jusqu'à un ordre de grandeur pour les sélections de référence, $\Lambda > -5.3$ pour AAFit et $tchi2 < 1.4$ pour BBFit. Pour cette raison, nous supposons que BBFit ne sera pas compétitif pour des hypothèses de masse supérieure à 1 TeV/c². Jusqu'à 100 GeV, la surface effective produite avec BBSFit (figure 6.12⁵ en bas) est la plus élevée parmi les différents algorithmes.

En l'absence de sélection sur l'estimation de l'erreur angulaire, l'optimisation de la sélection sur $tchi2$ se fera dans un intervalle plus important pour BBFit. La variable $tchi2$ atteint un minimum de 0.5 pour moins de 5% des événements de BBSFit. L'optimisation de cette variable sera donc bornée pour ce procédé.

La surface effective moyenne $A_{eff}^-(m_{dm})$ évoluera plus lentement en fonction de l'angle d'ouverture autour de la galaxie. Les événements de BBSFit n'étant pas contraints par

5. Avec BBSFit, trop peu d'événements de haute énergie sont sélectionnés avec $tchi2 < 1$. Seule la sélection $tchi2 < 1.2$ est montrée pour $A_{eff}(E > 1 \text{ TeV})$.

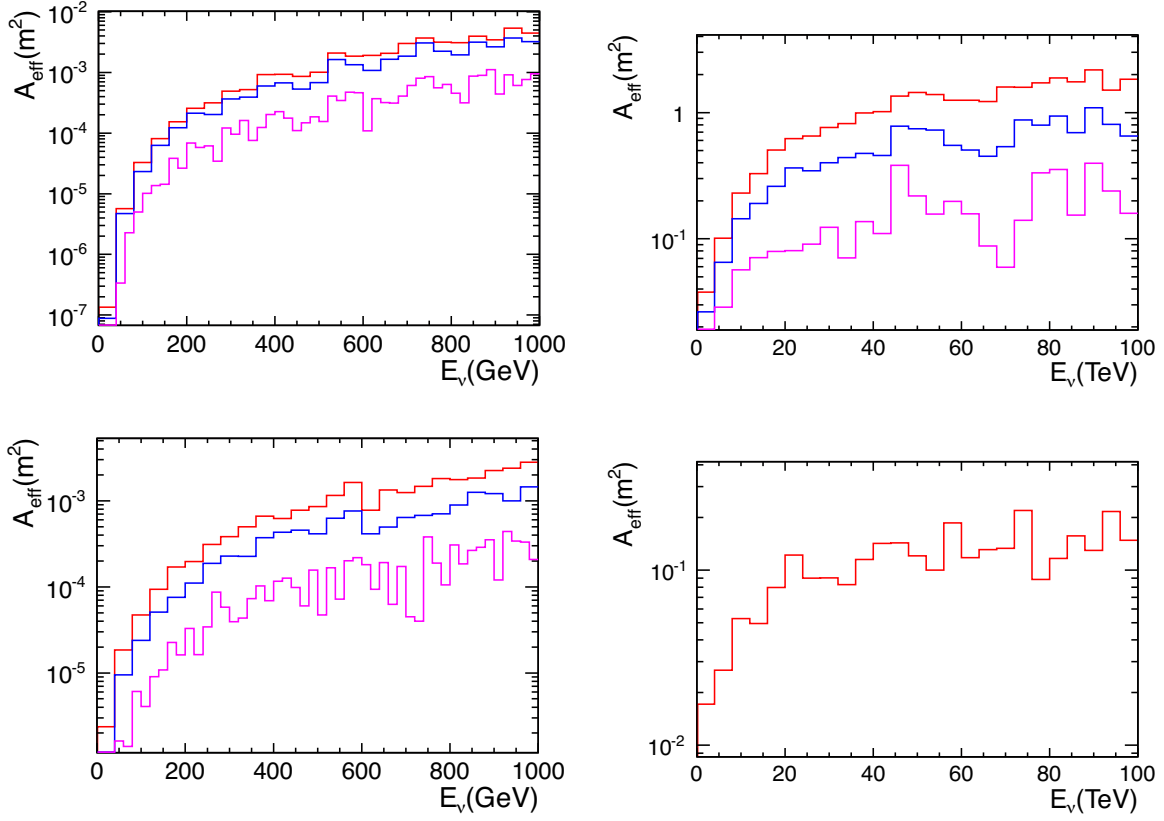


FIGURE 6.12 – Surface effective A_{eff} du détecteur pour le signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l'énergie des neutrinos, jusqu'à 1000 GeV (figure de gauche) et jusqu'à 100 TeV (figure de droite). Les événements utilisés sont reconstruits par l'algorithme BBMFIt (en haut) et BBSFit (en bas) pour différentes sélections listées respectivement tableau 6.3 et tableau 6.4, la sélection la plus relâchée donnant la surface effective la plus élevée. L'angle d'ouverture est fixé à $\Phi_{Carina} = 3^\circ$.

l'angle azimutal de leur trajectoire, le nombre d'événements de signal évoluera en fonction de $\phi_{galaxie}$ et non de $\phi_{galaxie}^2$.

La variable de qualité $tchi2$ de BBFit est plus discriminante que la variable de qualité Λ de AAFit. Cela se traduit, dans le cas de BBMFIt, par un bruit de fond attendu inférieur en moyenne de 30% à celui de AAFit. Notons que ces comparaisons s'effectuent en considérant les sélections optimales sur les variables de qualité respective de ces deux algorithmes. Comme pour la surface effective moyenne, le bruit de fond de BBSFit évolue en fonction de ϕ_{Carina} . Le bruit de fond est par conséquent plus élevé que dans AAFit, 50% plus élevé en moyenne dans le cas de BBSFit.

Les différences de surface effective et de bruit de fond attendus entre AAFit et BBFit laissent supposer que la sensibilité du détecteur sera meilleure à basse énergie avec l'algorithme BBFit. Pour les hypothèses de masse de matière noire allant jusqu'à 100 GeV/ c^2 ,

soit la limite à partir de laquelle la surface effective de BBSFit n'est plus la plus élevée, nous supposons que la reconstruction BBSFit est plus compétitive que BBMFit.

Le résultat de l'optimisation de BBSFit et BBMFit est visible figure 6.13. La figure de gauche montre l'évolution de l'ouverture angulaire optimale autour de Carina ϕ_{Carina} en fonction de m_{dm} . L'ouverture angulaire optimale est plus élevée pour BBSFit que pour BBMFit, d'un

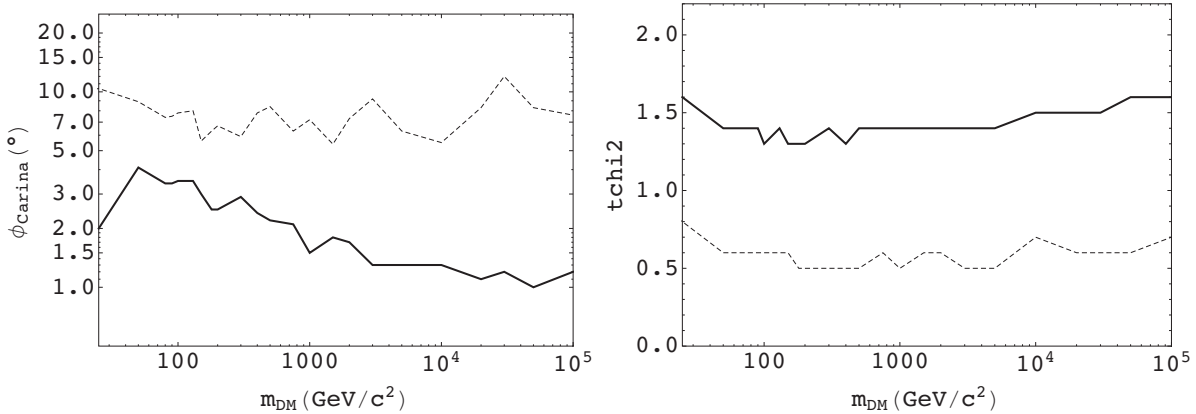


FIGURE 6.13 – Angle d'ouverture ϕ_{Carina} optimal (figure de gauche) et sélection sur la variable de qualité $tchi2$ en fonction de l'hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour BBSFit (courbes en tirets) et BBMFit (courbes en trait plein) dans le canal d'auto-annihilation $\nu\bar{\nu}$.

facteur 3 en moyenne. Cela s'explique principalement par l'absence de contrainte sur l'angle azimutal des trajectoires des événements BBSFit. Contrairement aux autres algorithmes, l'angle optimal d'ouverture dans BBSFit ne décroît pas en fonction de m_{dm} . Ceci est dû à la faible surface effective qu'il produit à haute énergie. Nous constatons enfin que pour l'algorithme BBMFit, l'angle d'ouverture diminue jusqu'à 1.5° , ce qui reste supérieur aux angles d'ouverture optimaux de AAFit à haute hypothèse de masse du candidat de matière noire.

La figure 6.13 de droite montre l'évolution de la sélection optimale sur $tchi2$ en fonction de m_{dm} . Comme nous le supposons, la sélection sur $tchi2$ est plus relâchée pour BBMFit. Jusqu'à $100 \text{ GeV}/c^2$, la sélection se durcit progressivement pour les deux algorithmes. Nous constatons que pour l'algorithme BBSFit, la sélection la plus agressive, $tchi2 < 0.5$, est atteinte. Dans BBSFit, la sélection sur $tchi2$ est particulièrement plus relâchée pour le canal $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ que pour les autres canaux. Ceci est directement corrélé à l'angle d'ouverture optimal qui est plus petit que dans les autres canaux, ce qui s'explique par un excès d'événements constaté à $\phi_{Carina} = 2^\circ$, dû à une fluctuation statistique.

La figure 6.14 montre le résultat de l'optimisation des sensibilités au signal de neutrinos issus de matière noire dans la direction de la galaxie Carina. L'algorithme BBSFit est effectivement plus compétitif que BBMFit à basse hypothèse de masse. Le canal d'auto-annihilation le plus sensible à l'algorithme BBSFit est le canal $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, jusqu'à $m_{dm} = 200 \text{ GeV}/c^2$. Les neutrinos produits dans ce canal étant principalement concentrés à faible fraction d'énergie $x = E_\nu/m_{dm}$, BBSFit y est plus compétitif que dans les autres canaux où BBSFit sera compétitif jusqu'à $m_{dm} = 100 \text{ GeV}/c^2$.

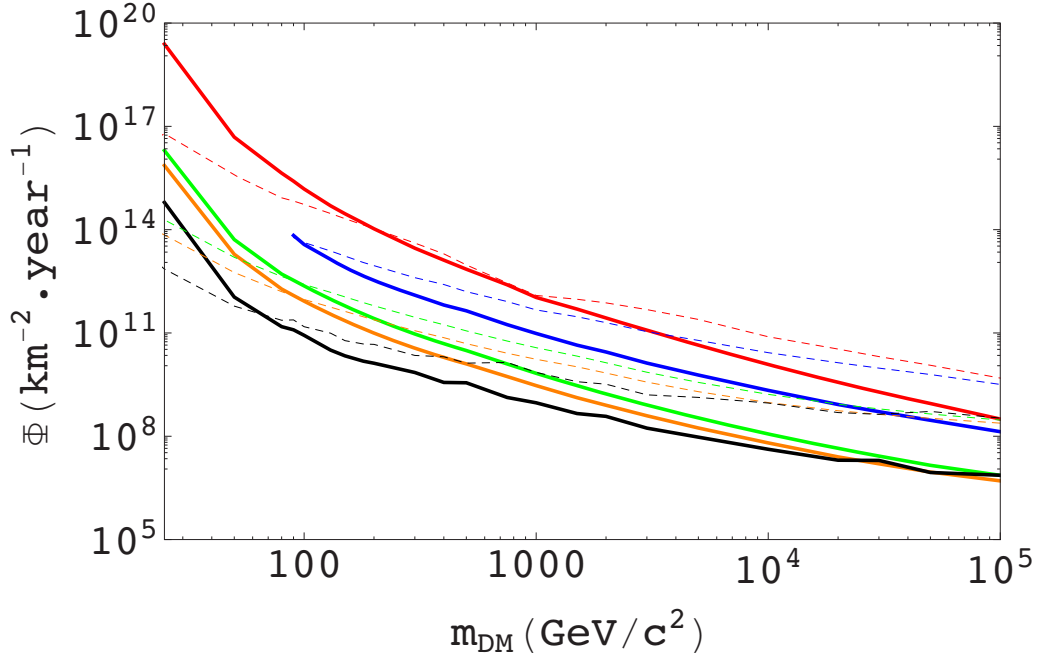


FIGURE 6.14 – Sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}^{90\%}$ du détecteur au signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l’hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour BBSFit (courbes en tirets) et BBMFit (courbes en trait plein), pour les 5 canaux d’auto-annihilation étudiés : $b\bar{b}$ (courbe rouge), W^+W^- (courbe bleue), $\tau^+\tau^-$ (courbe verte), $\mu^+\mu^-$ (courbe orange) et $\nu\bar{\nu}$ (courbe noire).

6.2.3 GridFit

L’algorithme GridFit est la version optimisée de l’algorithme FilteringFit pour les basses énergies. En plus de la sélection sur la variable $rLogL$ évaluant la qualité de la reconstruction, nous optimiserons la sélection sur une seconde variable, $Ratio$, qui permet de différencier les événements montants des événements descendants mal reconstruits (section 5.3.3).

Nous étudierons deux régions des paramètres différentes. La première est analogue à AAFit, avec une sélection sur $rLogL$ étudiée jusqu’à 6 (nous pouvons comparer les variables de qualité de AAFit et GridFit par l’approximation $\Lambda \sim -rLogL$). L’objectif étant d’améliorer les sensibilités à haute énergie, nous considérerons une sélection sur $Ratio$, entraînant un relâchement sur la sélection de $rLogL$ dont nous fixerons la valeur référence à 5.7. Comme pour AAFit, nous sélectionnerons les événements dont l’erreur angulaire est estimée à moins de 1° et nous excluons les événements pour lesquels cette estimation a échoué ($WOM \geq 0^\circ$). Nous conserverons uniquement les événements montants ($\cos\theta > 0$). La valeur de $Ratio$ est comprise entre 0.8 et 5 pour plus de 99% des événements. Cette variable évaluant la qualité de l’estimation du sens de la trajectoire d’un événement (montant ou descendant), nous pouvons attendre une valeur plus élevée de $Ratio$ pour des événements ayant un faible angle nadiral. Nous étudierons donc une sélection sur $Ratio$ dépendant de l’angle nadiral,

$$Ratio > R_0 + R_{diff} \frac{\theta_{\mu,rec}[deg] - 90^\circ}{90^\circ}, \quad (6.8)$$

où R_0 est la sélection basique que nous étudierons de 0.8 à 1.3 et R_{diff} le paramètre ajustant la corrélation avec θ . Ce dernier paramètre étant moins sensible, nous testerons uniquement les valeurs 1, 1.5 et 2.

La sélection sur cette région des paramètres est résumée tableau 6.5. Ce tableau présente également les trois sélections sur $rLogL$ que nous comparerons dans la suite de cette section.

sélection	$Q_{trajectoire} (rLogL)$	$Ratio$	$\cos \theta$	EEA (WOM)	nombre de lignes
relâchée	< 6				
standard	< 5.7	$> 1.2 + 1.5 \frac{90^\circ - \theta}{90^\circ}$	> 0	$< 1^\circ$	> 1
agressive	< 5.4				

TABLE 6.5 – Sélections analysées dans le texte pour l’optimisation à haute énergie de GridFit.

Afin d’optimiser nos résultats aux plus basses masses m_{dm} , nous testerons une seconde région des paramètres. Tout d’abord, nous relâchons la sélection sur l’estimation de l’erreur angulaire à $WOM < 20^\circ$, cette variable étant peu discriminante à basse énergie. La variable de qualité $rLogL$ ayant un impact moindre à basse énergie, nous attendons une optimisation de cette dernière entre $rLogL < 6$ et $rLogL < 6.5$. Une sélection plus relâchée n’est pas envisageable, la distribution du signal étant constante dans cette région alors que les événements de bruit de fond évolue exponentiellement.

Les événements de basse énergie sont les seuls à avoir une forte proportion d’événements verticaux ou quasi-verticaux ($\cos \theta < 10^\circ$). Nous pouvons donc appliquer une sélection très contraignante sur $Ratio$, testée ici jusqu’à $Ratio > 3.6$. Nous ne considérerons pas dans cette seconde région la corrélation entre $Ratio$ et l’angle nadiral θ , les événements sélectionnés ayant tous un faible angle θ . Tout comme pour la première région, cette dernière variable sera contrainte par $\cos \theta > 0$, dont la distribution est similaire à celle de BBSFit.

La sélection sur cette région des paramètres est résumée tableau 6.6. Ce tableau présente également les trois sélections sur $Ratio$ que nous comparerons dans la suite de cette section.

sélection	$Q_{trajectoire} (rLogL)$	$Ratio$	$\cos \theta$	EEA (WOM)	nombre de lignes
relâchée		> 2.4			
standard	< 6.3	> 3	> 0	$< 20^\circ$	> 1
agressive		> 3.6			

TABLE 6.6 – Sélections analysées dans le texte pour l’optimisation à basse énergie de GridFit.

Certaines reconstructions de mauvaise qualité ($X < 0$, voir section 5.3.3) peuvent passer les différents filtres de GridFit. Ces événements ont été reconstruits en utilisant moins de huit détections. Nous choisissons donc de ne pas conserver les événements ayant un X négatif en appliquant la sélection

$$N_{hit} > 1.1 rLogL \quad (6.9)$$

où N_{hit} est le nombre de détections ayant participé à la reconstruction de l’événement.

La surface effective du détecteur en fonction de l'énergie pour l'algorithme GridFit est présentée figure 6.15. Les figures du haut montrent la surface effective pour les sélections

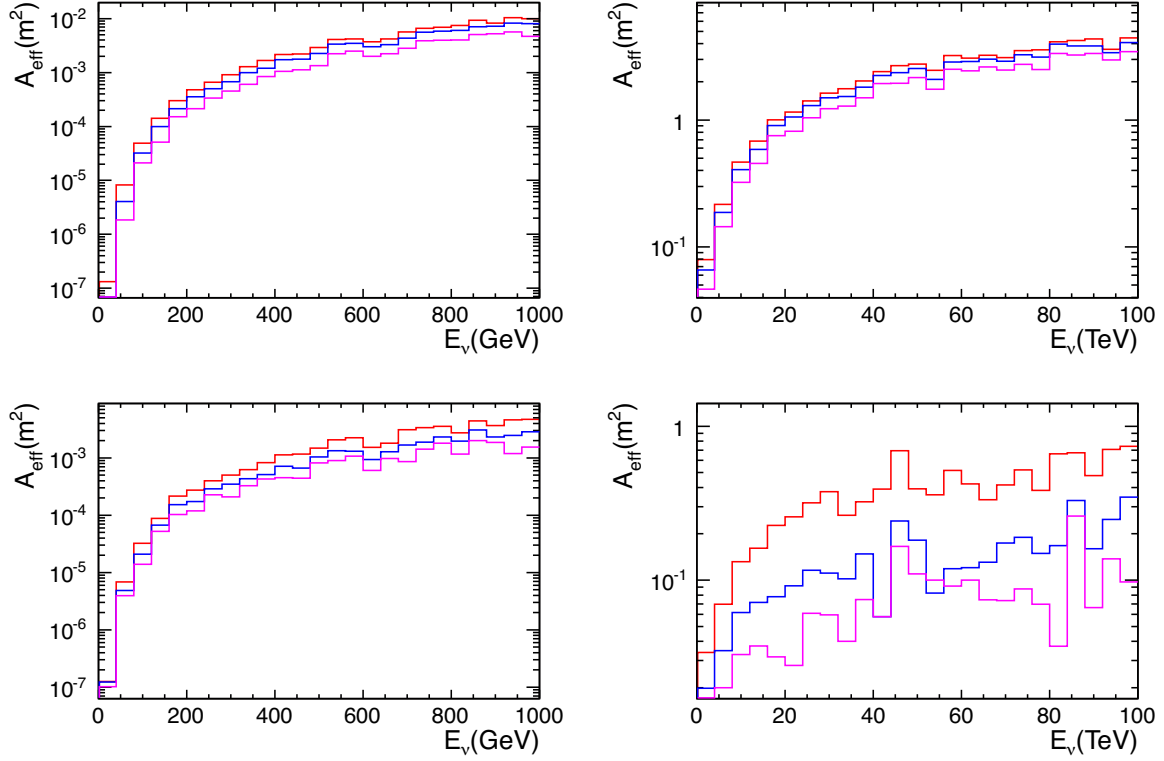


FIGURE 6.15 – Surface effective A_{eff} du détecteur pour le signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l'énergie des neutrinos, jusqu'à 1000 GeV (figure de gauche) et jusqu'à 100 TeV (figure de droite). Les événements utilisés sont reconstruits par l'algorithme GridFit pour différentes sélections listées tableau 6.5 (figures du haut) et tableau 6.6 (figures du bas). Les sélections les plus relâchées donnent la surface effective la plus élevée. L'angle d'ouverture est fixé à $\Phi_{Carina} = 3^\circ$.

du tableau 6.5. La sélection $rLogL > 5.7$ (courbe bleue) correspond à la valeur optimale retenue à haute énergie. Lorsque nous relâchons cette sélection ($rLogL < 6$, courbe rouge), la surface effective augmente en moyenne de 27% en dessous du TeV et de 12% au-dessus. Une sélection plus agressive ($rLogL < 5.4$, courbe rose) entraîne une diminution de la surface effective de 18% en dessous du TeV et de 49% au-dessus. Faire varier la sélection sur la variable *Ratio* au travers des paramètres R_0 et R_{diff} conduit à des variations de seulement 10% sur la surface effective. La variable $rLogL$ est donc la variable discriminante dans cet espace des paramètres, comme Λ pour l'algorithme AAFit. Lorsque nous appliquons les sélections standard de ces deux algorithmes, nous constatons que la surface effective produite ne varie que de 5 à 21% d'une sélection à l'autre. La surface effective est plus élevée pour l'algorithme GridFit à basse énergie puis pour l'algorithme AAFit à haute énergie. Les figures du bas correspondent aux sélections du tableau 6.6. Comme nous pouvons le constater, la surface effective est plus faible pour cette seconde région des paramètres. La

variation de la sélection sur *Ratio* entraîne d'importantes variations sur la surface effective. Pour une énergie inférieure au TeV, la surface effective varie de -45% à +33%. Ces variations atteignent -164% et +57% pour une énergie supérieure au TeV.

Le bruit de fond attendu obtenu avec les sélections du tableau 6.5 ne diffère de AAFit que de 4 à 23%. Ces différences sont équivalentes à celles des surfaces effectives obtenues avec les deux algorithmes. Les sélections de l'optimisation à basse énergie de GridFit (table 6.6) produisent un bruit de fond 50% plus faible que celles de l'optimisation à haute énergie (table 6.5).

L'optimisation de l'angle d'ouverture et des variables de qualité en fonction de m_{dm} est présentée figure 6.16. Sur l'ensemble de l'intervalle des hypothèses de masse du candidat

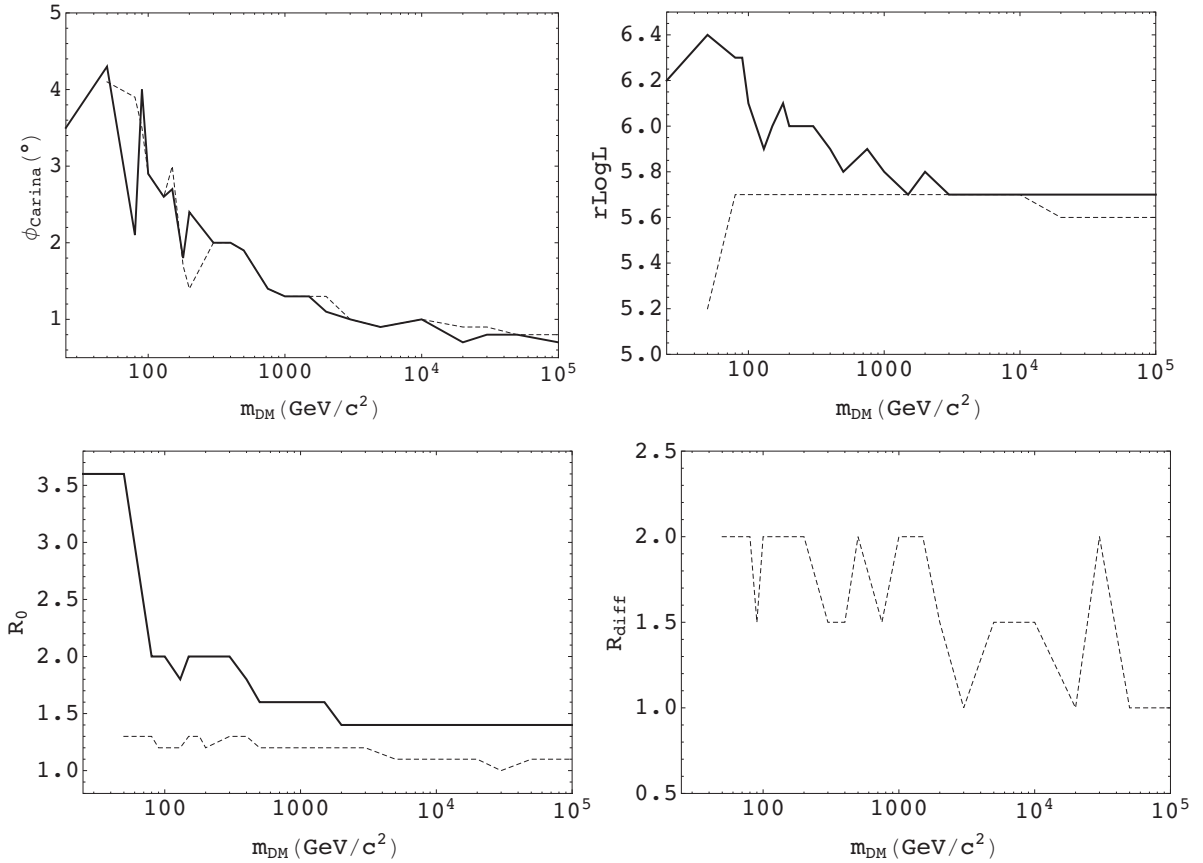


FIGURE 6.16 – Angle d'ouverture ϕ_{Carina} optimal (figure en haut à gauche), sélection sur la variable de qualité $rLogL$ (figure en haut à droite) et sélection sur *Ratio* (figures du bas) en fonction de l'hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour GridFit optimisé à basse énergie (courbes en trait plein) et GridFit optimisé à haute énergie (courbes en tirets) dans le canal d'auto-annihilation $\nu\bar{\nu}$.

de matière noire, nous constatons que l'ouverture angulaire optimale ne dépend pas de la région des paramètres que nous étudions. Cette optimisation, comme pour AAFit, ne semble

dépendre que de la résolution angulaire du détecteur. Pour $m_{dm} = 100 \text{ TeV}/c^2$, l'ouverture angulaire optimale est de moins de 1° . Notons que là encore, la sensibilité optimale du détecteur au signal de neutrinos dans le canal d'auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ requiert des angles d'ouverture plus important que dans les autres canaux.

Les trois autres figures présentent la sélection sur la variable de qualité $rLogL$ ainsi que celle sur la variable $Ratio$. Nous constatons que dans les deux types d'optimisation, la sélection sur ces variables varie faiblement à haute hypothèse de masse du candidat de matière noire. La sélection sur la variable de qualité tend vers $rLogL > 5.7$ tandis que la sélection sur $Ratio$ tend vers $Ratio > 1.1 + 1.5(1 - \theta/90^\circ)$ pour la sélection sur la région des paramètres du tableau 6.6 et vers $Ratio > 1.5$ pour la sélection sur la région des paramètres du tableau 6.5. Notons que le paramètre R_{diff} de l'équation 6.8 oscille entre 1 et 1.5 pour des masses m_{dm} élevées, ce paramètre étant le moins discriminant.

Seule l'optimisation à basse énergie de GridFit a été étudiée en dessous de $m_{dm} = 1 \text{ TeV}/c^2$. L'évolution en fonction de m_{dm} de $Ratio$ est directement corrélée à celle de $rLogL$. Lorsque $m_{dm} = 25 \text{ GeV}/c^2$, les sélections sont, respectivement, $Ratio > 3.6$ et $rLogL < 6.4$. Cela confirme que $Ratio$ est la variable la plus discriminante à basse énergie, ce qui suppose de meilleurs sensibilités que AAFit dans cette région.

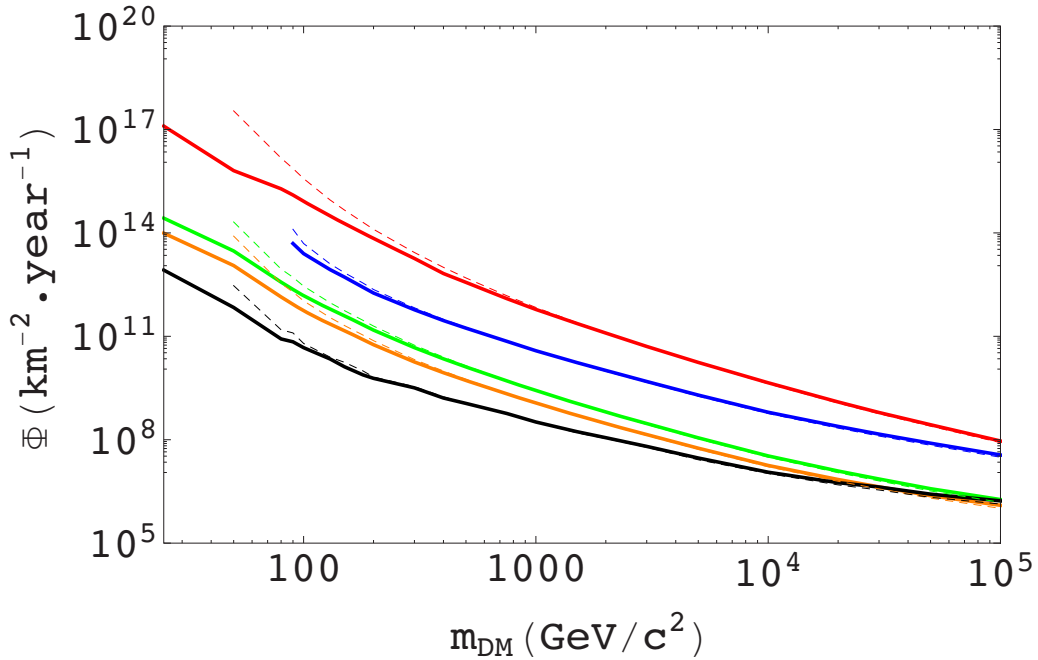


FIGURE 6.17 – Sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}^{90\%}$ du détecteur au signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l'hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour GridFit optimisé à basse énergie (courbes en trait plein) et GridFit optimisé à haute énergie (courbes en tirets), pour les 5 canaux d'auto-annihilation étudiés : $b\bar{b}$ (courbe rouge), W^+W^- (courbe bleue), $\tau^+\tau^-$ (courbe verte), $\mu^+\mu^-$ (courbe orange) et $\nu\bar{\nu}$ (courbe noire).

Nous pouvons constater figure 6.17 que les optimisations de GridFit à basse et haute énergie

donnent les meilleurs sensibilités respectivement en-dessous et au-dessus de $m_{dm} = 1 \text{ TeV}/c^2$. L'optimisation à basse énergie étant plus favorable au canal $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, cette optimisation donnera la meilleure sensibilité jusqu'à $m_{dm} = 3 \text{ TeV}/c^2$. À la plus faible hypothèse de masse m_{dm} , l'optimisation à basse énergie donne une sensibilité cinq fois meilleure en moyenne que l'optimisation à haute énergie. Cette dernière est, quant à elle, 20% meilleure en moyenne à $m_{dm} = 100 \text{ TeV}/c^2$. Dans cette région, seule la sélection sur l'estimation de l'erreur angulaire varie entre les deux optimisations. L'écart de sensibilité est donc représentatif de l'impact de la sélection sur cette variable à haute hypothèse de masse.

6.2.4 Analyse combinée

Chaque algorithme étant désormais optimisé pour notre analyse, nous pouvons comparer leurs résultats respectifs pour obtenir la sensibilité optimale du détecteur au signal de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines. Nous étudierons les résultats pour le flux de neutrinos provenant de la galaxie naine Carina.

Dans un premier temps, nous avons constaté que l'algorithme BBMFit ne produisait jamais la meilleure sensibilité, quelque soit l'hypothèse de masse du candidat de matière noire. La sensibilité produite à partir de BBMFit est au minimum 20% en-deçà de la meilleure sensibilité obtenue avec les autres algorithmes. Nous pouvons décomposer les algorithmes restants en deux catégories. D'une part BBSFit et l'optimisation de GridFit à basse énergie et d'autre part AAFit et l'optimisation de GridFit à haute énergie.

À basses hypothèses de masse (inférieure à $200 \text{ GeV}/c^2$), BBSFit produit de meilleures sensibilités que GridFit. BBSFit est plus particulièrement performant pour le canal $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$. L'optimisation de GridFit pour les basses énergies ne devient compétitive que pour des hypothèses de masse allant de $m_{dm} = 200 \text{ GeV}/c^2$ à $1 \text{ TeV}/c^2$.

À partir d'une hypothèse de masse du candidat de matière noire de $1 \text{ TeV}/c^2$, les meilleures sensibilités sont obtenues avec AAFit et GridFit optimisé pour les hautes énergies. Ce dernier produit de meilleures sensibilités jusqu'à des hypothèses de masse de $10 \text{ TeV}/c^2$ pour le canal $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$. À plus haute hypothèse de masse, AAFit est plus performant, jusqu'à 10% meilleur à $100 \text{ TeV}/c^2$. Cette dernière comparaison est en accord avec notre constat sur la surface effective obtenue respectivement avec ces deux algorithmes. En effet, cette dernière est plus élevée pour GridFit jusqu'à un seuil énergétique de l'ordre du TeV où la surface effective obtenue avec AAFit devient alors plus élevée.

Le résultat final de notre optimisation de la sensibilité sur le flux de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire dans la galaxie naine Carina est visible figure 6.18.

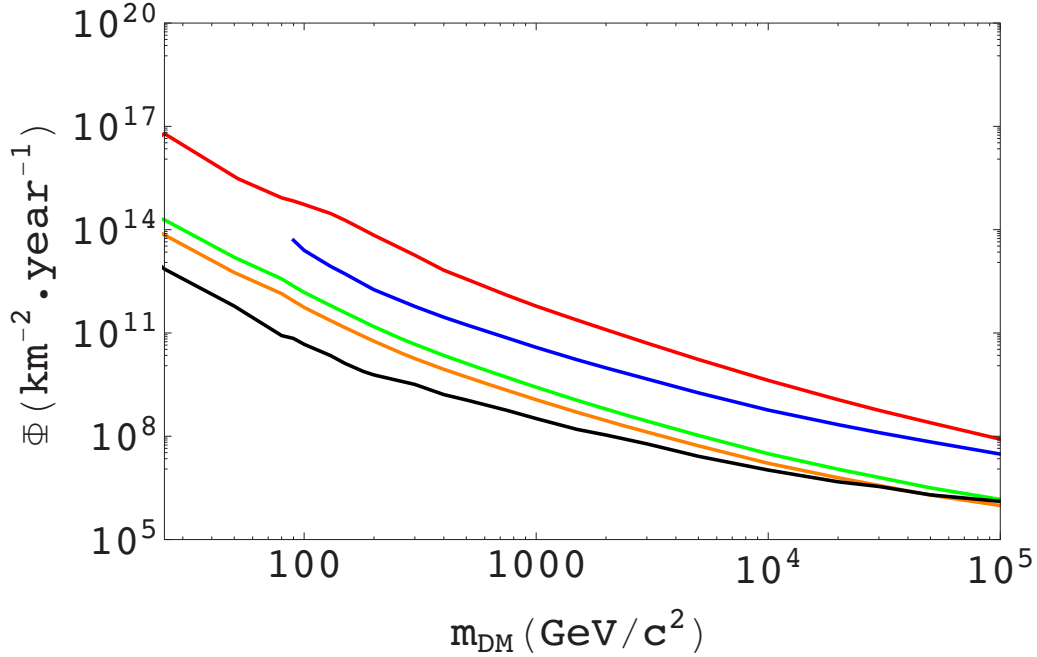


FIGURE 6.18 – Sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{90\%}$ du détecteur au signal de neutrino provenant de la galaxie Carina en fonction de l’hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour les 5 canaux d’auto-annihilation étudiés : $b\bar{b}$ (courbe rouge), W^+W^- (courbe bleue), $\tau^+\tau^-$ (courbe verte), $\mu^+\mu^-$ (courbe orange) et $\nu\bar{\nu}$ (courbe noire).

6.3 Sensibilité à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire

La sensibilité au signal de neutrinos $\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{90\%}$ étant connue pour chaque galaxie naine, nous pouvons déterminer la sensibilité du détecteur à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$ à partir de l’équation 4.1 :

$$\langle\sigma_a v\rangle^{90\%} = 2\pi \bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{90\%} \frac{m_{dm}^2}{J} \int_0^{m_{dm}} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} + \frac{dN_{\bar{\nu}}}{dE_{\bar{\nu}}} dE \quad (6.10)$$

Nous pouvons visualiser figure 6.19 la valeur combinée du facteur J en fonction des galaxies que nous considérons. La figure de gauche donne l’évolution du facteur J en fonction du nombre de galaxies considérées. Les galaxies sont ordonnées en fonction de la valeur de leur facteur J . La figure de droite montre l’apport de la Nième galaxie au facteur J regroupant les facteurs J des N-1 premières galaxies. La seconde moitié de ces galaxies apportent chacune moins de 5% de gain au facteur J total.

La sensibilité du détecteur au flux de neutrinos est optimale pour la galaxie naine Carina. Lorsque nous considérons la sensibilité à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$, cette optimisation diffère. En effet, les galaxies naines avec un facteur J élevé permettront d’obtenir une meilleure sensibilité à $\langle\sigma_a v\rangle$. La première galaxie naine que nous

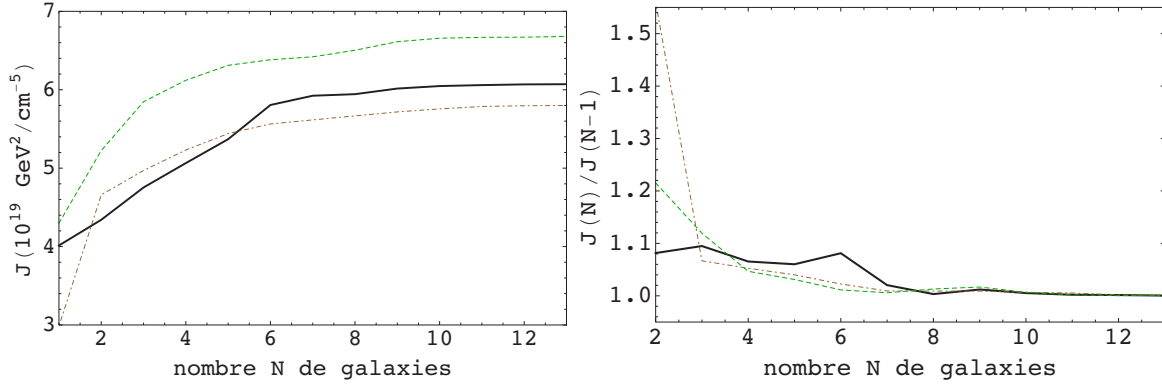


FIGURE 6.19 – Evolution du facteur J en fonction du nombre de galaxies additionnées (figure de gauche) et fraction $J(N)/J(N-1)$ (figure de droite) déterminant la contribution de la N ème galaxie. Le facteur J est donné pour le profil de Burkert (courbe en tirets), le profil NFW (courbe en trait plein) et le profil Einasto (courbe en tirets/pointillés). Les galaxies sont prises par ordre décroissant de facteur J .

devons considérer dans cette optique est donc la galaxie Segue 1. Lorsque nous discutons de l'optimisation du nombre de galaxies naines pour déterminer la meilleure sensibilité au flux de neutrinos, il apparaissait que la considération de Carina seule était le meilleur choix. Le facteur discriminant quant au nombre de galaxies naines considérées était la visibilité de chacune d'entre elles. Dans le cas présent, le facteur J est l'élément principal de l'optimisation. La visibilité des galaxies naines conservent toutefois une contribution mineure, ce qui suggère que certaines galaxies naines pourraient être ajoutées à Segue 1 pour améliorer la sensibilité à $\langle\sigma_a v\rangle$.

En considérant le profil NFW pour modéliser la distribution de matière noire dans les galaxies naines, nous observons que Fornax et Sculptor sont les deux galaxies avec le facteur J le plus élevé après Segue 1. Ces galaxies sont de plus les deux plus visibles pour le télescope ANTARES après Carina, avec respectivement 71% et 69.9% de visibilité contre seulement 41.4% pour Segue 1. Leur facteur J n'étant que dix fois inférieur à celui de Segue 1, nous pouvons espérer une sensibilité optimale à $\langle\sigma_a v\rangle$ en considérant l'addition du flux de neutrinos de ces trois galaxies.

Nous choisissons de comparer la sensibilité du détecteur à $\langle\sigma_a v\rangle$ obtenue avec Segue 1 avec celles obtenues pour trois autres configurations :

- Segue 1 + Fornax
- Segue 1 + Fornax + Sculptor
- Segue 1 + Fornax + Sculptor + Coma

Coma est la quatrième galaxie naine avec le facteur J le plus élevé. Le facteur J et la visibilité de Segue 2 et Bootes 1 ont des valeurs similaires à celles de Coma et peuvent remplacer cette dernière dans la troisième configuration listée ci-dessus. Le résultat de ces différentes configurations est montré à la figure 6.20. Cette figure correspond à l'optimisation de Λ , la variable de qualité de AAFit, pour le canal d'auto-annihilation en neutrinos primaires et pour une hypothèse de masse du candidat de matière noire de $m_{dm} = 30 \text{ TeV}/c^2$. Il apparaît que les configurations où plusieurs galaxies naines sont considérées produisent de meilleurs

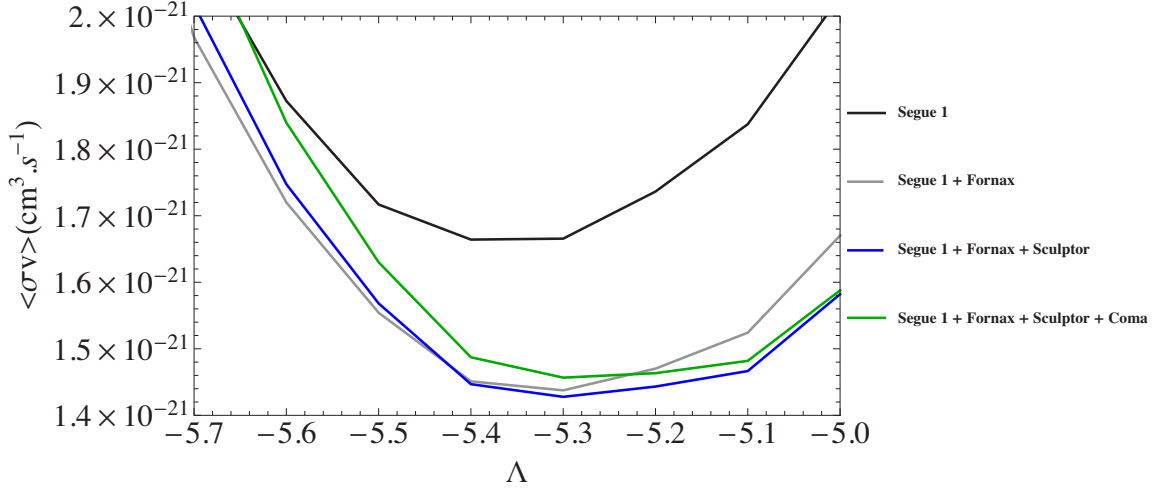


FIGURE 6.20 – Sensibilité du détecteur à $\langle \sigma_a v \rangle$ en fonction de la sélection sur Λ , la variable de qualité de AAFit. Les résultats sont ceux obtenus pour le canal d’auto-annihilation en neutrinos primaires et pour $m_{dm} = 30 \text{ TeV}/c^2$.

résultats que la considération de Segue 1 seule. Comme nous le supposons, la meilleure sensibilité est atteinte pour la configuration incluant trois galaxies : Segue 1, Fornax et Sculptor. Ces résultats sont présentés pour différents algorithmes, hypothèses de masse et canaux d’auto-annihilation dans le tableau 6.7. Les valeurs de ce tableau correspondent à la comparaison de la sensibilité à $\langle \sigma_a v \rangle$ obtenue avec Segue 1 de celle obtenue en considérant les configurations listées ci-dessus. Pour chaque algorithme⁶, une hypothèse de masse de matière noire caractéristique a été choisie pour comparer les sensibilités :

- $m_{dm} = 50 \text{ GeV}/c^2$ pour BBFit
- $m_{dm} = 500 \text{ GeV}/c^2$ pour GridFit optimisé pour les basses énergies
- $m_{dm} = 3 \text{ TeV}/c^2$ pour GridFit optimisé pour les hautes énergies
- $m_{dm} = 30 \text{ TeV}/c^2$ pour AAFit

Ces masses ont été choisies en fonction des régions où ces algorithmes sont les plus performants dans l’analyse individuelle des galaxies naines. Les résultats ont été donnés pour deux canaux d’auto-annihilations différents : $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ et $\chi\chi \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$.

6. BBFit correspond à BBFit single-line, BBFit multi-line n’étant pas considéré ici, en accord avec les conclusions de la section 6.2.2.

Galaxies	BBFit		low GridFit		high GridFit		AAFit	
	b	ν_μ	b	ν_μ	b	ν_μ	b	ν_μ
2	541%	56%	35%	53%	10%	14%	20%	16%
3	652%	97%	65%	98%	13%	15%	22%	17%
4	718%	116%	65%	97%	12%	14%	14%	14%

TABLE 6.7 – Amélioration de la sensibilité à $\langle\sigma_a v\rangle$ en passant de la considération de Segue 1 à la considération de deux, trois ou quatre galaxies naines, pour différents algorithmes et canaux d’auto-annihilation de matière noire.

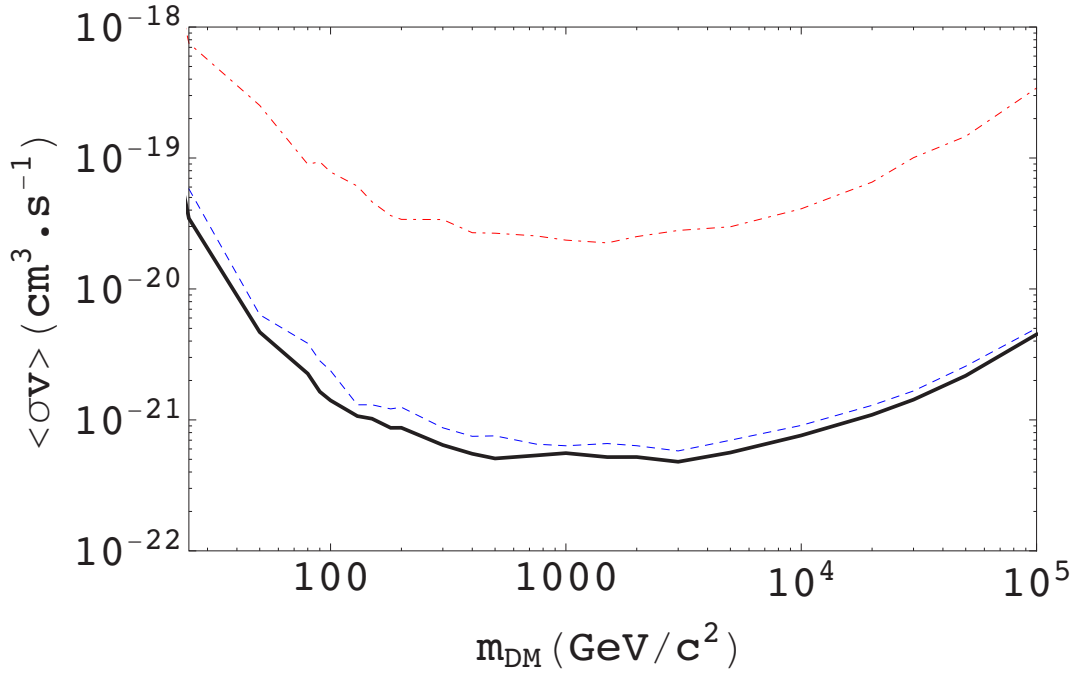


FIGURE 6.21 – Sensibilité du détecteur à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$ en fonction de l’hypothèse de masse de matière noire m_{dm} dans le canal $\nu\bar{\nu}$, pour trois sources : Carina (courbe en tirets-pointillés), Segue 1 (courbe en tirets) et pour les trois galaxies additionnées (courbe en trait plein). Le profil de densité de matière noire est le profil NFW.

La configuration incluant Segue 1, Fornax et Sculptor donnent les meilleures sensibilités à $\langle\sigma_a v\rangle$ exceptés pour BBFit single-line à basse hypothèse de masse où le manque de données conduit à considérer un maximum de galaxies naines. Le faible nombre d'événements provenant de Segue 1 explique également l'important gain en sensibilité visible dans le tableau 6.7.

Nous avons choisi de montrer la sensibilité du détecteur à $\langle\sigma_a v\rangle$ avec le profil de matière noire NFW. Le choix du profil d'Einasto augmenterait le facteur J de 10% et le choix du profil de Burkert le diminuerait de 5%. La figure 6.21 montre le résultat sur la sensibilité à $\langle\sigma_a v\rangle$ pour les galaxies Carina et Segue 1 ainsi que pour l'addition de Segue 1, Fornax et Sculptor. Les deux galaxies représentées sont respectivement celle donnant la meilleure sensibilité $\bar{\Phi}_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}^{90\%}$ au flux de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire et celle ayant le facteur J le plus élevé. La sensibilité à $\langle\sigma_a v\rangle$ varie de 11 à 70% entre Segue 1 et l'addition des trois galaxies. À basse hypothèse de masse, l'écart est plus faible que celui annoncé dans le tableau 6.7 car BBFit n'est pas utilisé pour Segue 1, dû au manque d'événements reconstruits dans cette direction. À haute hypothèse de masse

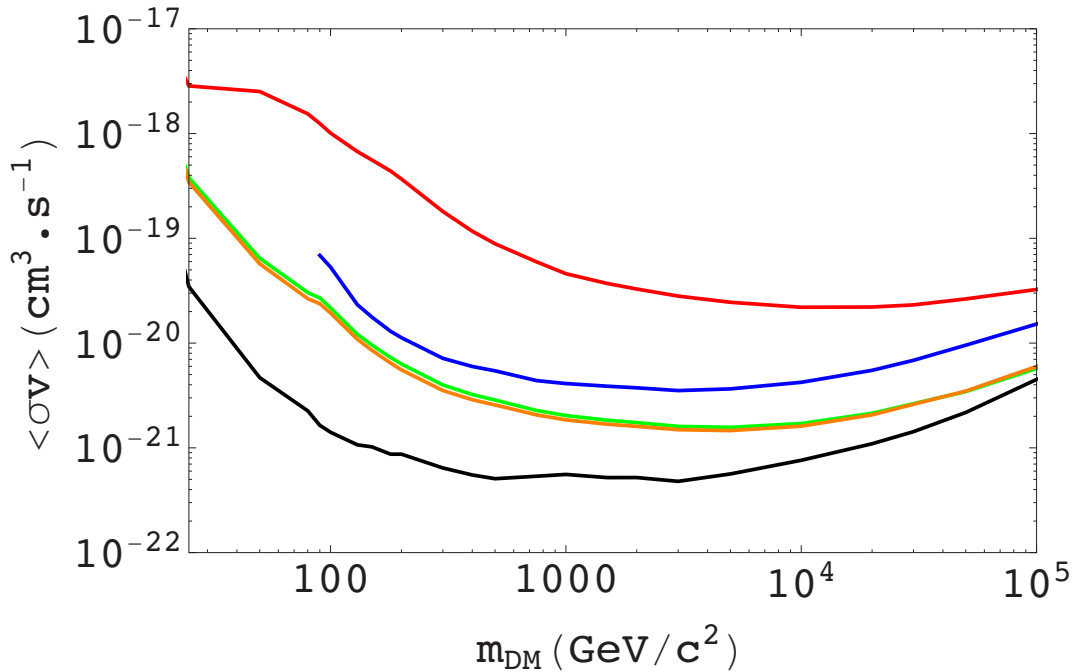


FIGURE 6.22 – Sensibilité du détecteur à la section efficace d'auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_a v\rangle$ en fonction de l'hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour les 5 canaux d'auto-annihilation étudiés : $b\bar{b}$ (courbe rouge), W^+W^- (courbe bleue), $\tau^+\tau^-$ (courbe verte), $\mu^+\mu^-$ (courbe orange) et $\nu\bar{\nu}$ (courbe noire). Le profil de densité de matière noire est le profil NFW et la source correspond à l'addition du flux de neutrinos provenant de Segue 1, Fornax et Sculptor.

($m_{dm} > 1 \text{ TeV}/c^2$), l'écart n'est plus que de 10 à 20%, en accord avec les améliorations annoncées dans le tableau 6.7. Retenons qu'à toutes les hypothèses de masse m_{dm} , la

sensibilité sur $\langle\sigma_a v\rangle$ donnée par l’addition des trois galaxies est meilleure que celles obtenues avec Segue 1. La sensibilité sur $\langle\sigma_a v\rangle$ pour les différents canaux et masses m_{dm} est visible figure 6.22 pour l’addition de Segue 1, Fornax et Sculptor.

Pour chaque canal, la sensibilité optimale est atteinte pour une hypothèse de masse m_{dm} comprise entre 1 TeV/ c^2 et 10 TeV/ c^2 . Au-delà de cet intervalle de masse, le flux de neutrinos provenant des galaxies naines diminue plus rapidement que la sensibilité du détecteur n’augmente, ce qui entraîne une dégradation de la sensibilité d’ANTARES sur $\langle\sigma_a v\rangle$ à partir de $m_{dm} = 10$ TeV/ c^2 .

Nous avons comparé dans la figure 6.23 la sensibilité obtenue dans le canal d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$ avec les limites publiées par différentes expériences. Nos résultats sont moins performants que ceux d’IceCube 59 lignes [4], jusqu’à un facteur 3 plus faible pour une hypothèse de masse de 3 TeV/ c^2 . Cela s’explique en grande partie par des considérations plus optimistes sur la valeur du facteur J de la galaxie naine Coma. Notons que seules ces deux analyses fournissent des résultats au-delà de $m_{dm} = 10$ TeV/ c^2 . L’expérience Fermi produit la limite la plus compétitive jusqu’à $m_{dm} = 400$ GeV/ c^2 en additionnant le signal de 15 galaxies naines. Les expériences VERITAS [50] et MAGIC [16] se sont focalisées sur la galaxie naine Segue 1, la seconde obtenant une limite plus compétitive de $m_{dm} = 400$ GeV/ c^2 à $m_{dm} = 10$ TeV/ c^2 . Nous avons également inclus les limites d’IceCube 79 lignes [6] et d’ANTARES (en cours de publication) pour le centre galactique. Le facteur J du centre galactique étant plus de deux ordres de grandeurs supérieur à celui des trois galaxies naines additionnées pour notre analyse, les résultats obtenus à partir des galaxies naines ne sont pas compétitifs. Les résultats obtenus avec le centre galactique sont meilleurs pour la collaboration ANTARES car la visibilité du centre galactique est plus importante depuis la localisation du détecteur ANTARES que depuis la localisation du détecteur IceCube.

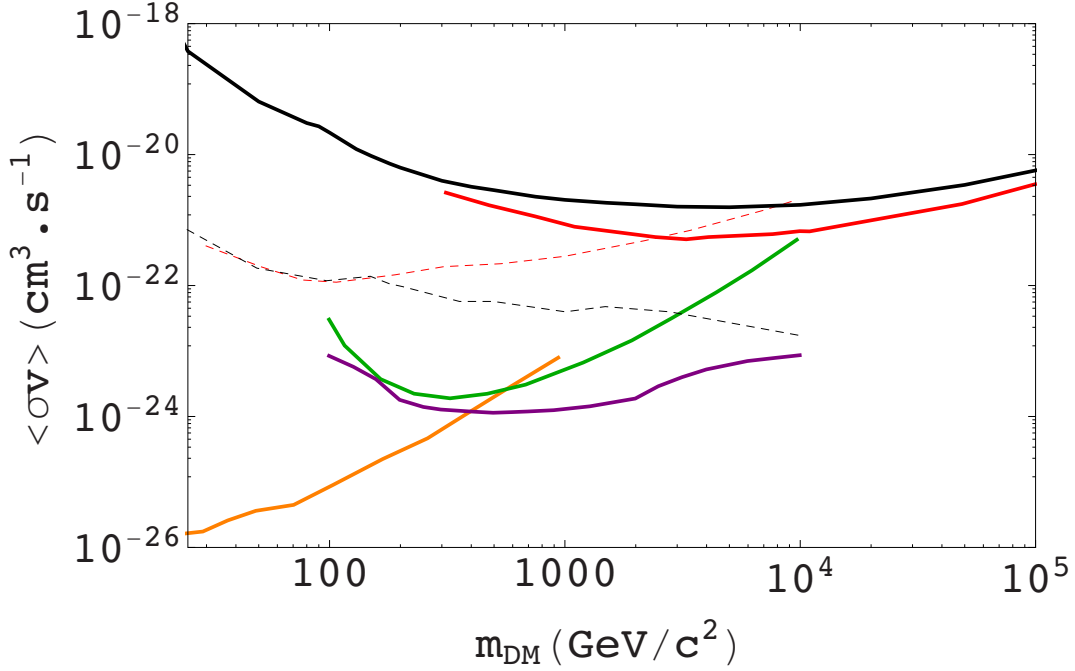


FIGURE 6.23 – Sensibilité du détecteur à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma v\rangle$ en fonction de l’hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour les galaxies naines dans ANTARES (en trait plein noir). Les limites d’autres expériences ayant utilisés les galaxies naines comme source sont représentées : Fermi (courbe orange), IceCube-59 (courbe rouge), VERITAS (courbe verte) et MAGIC (courbe pourpre). Le même résultat est montré pour les analyses utilisant le centre galactique comme source : ANTARES (courbe en pontillés noirs) et IceCube (courbe en pointillés rouges). Les résultats sont montrés pour le canal d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$.

6.4 Limite à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire

La collaboration ayant validé notre proposition quant à l’analyse des galaxies naines, l’optimisation a été appliquée aux données réelles. Avant d’en présenter les résultats, nous allons détailler les incertitudes et systématiques liées au détecteur ANTARES et au choix du profil de matière noire.

6.4.1 Incertitudes et systématiques

Nous distinguons trois origines différentes produisant une incertitude systématique sur la détection des photons [31]. Deux incertitudes sur la surface effective proviennent de la qualité des modules optiques. Nous retenons une incertitude de 15% due à la résolution temporelle des modules ainsi qu’une incertitude de 15% due à l’efficacité des photomultiplicateurs. La troisième incertitude porte sur la résolution angulaire du détecteur, dont la précision est estimée à 15%. Ces incertitudes ont été combinées à l’aide du logiciel Pole++ [70] pour en

déduire la valeur de l'incertitude systématique sur la détection des photons. Les résultats présentés dans [70] et complétés par l'analyse du centre de la Voie Lactée (publication en cours) ont permis de majorer cette estimation à 6%.

Les événements attendus étant simulés à partir des données réelles du détecteur, nous reportons une incertitude directement sur le nombre d'événements observés. Cette incertitude est calculée avec une loi de Poisson prenant en compte le nombre d'événements observés et que nous avons simplifiée par l'approximation suivante :

$$N_{obs} \begin{matrix} +\sigma(\sqrt{N_{obs}+0.25}+0.5) \\ -\sigma(\sqrt{N_{obs}+0.25}-0.5) \end{matrix} \quad (6.11)$$

où σ correspond au nombre de déviations standard pris en compte. Nous présenterons nos résultats en considérant une incertitude de 1σ .

Nous avons présenté au chapitre 3 notre estimation des paramètres des profils de matière noire pour chacune des galaxies naines étudiées. Nous avons également estimé les incertitudes sur les valeurs de ces paramètres qui permettent de déduire l'incertitude sur le facteur J pour chacune des galaxies naines (voir table 3.5).

Dans ce même chapitre, nous avons montré que notre méthode était peu sensible au choix du profil de matière noire. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser les résultats obtenus avec le profil NFW. Il est néanmoins apparu que la quantité de matière noire était sous-estimée lorsque nous modélisions sa distribution par le profil de Burkert. Inversement, cette quantité est sur-estimée lorsque nous utilisons le profil d'Einasto. Pour ces raisons, nous pouvons considérer le choix du profil de matière noire comme une incertitude systématique. L'ensemble de ces incertitudes sont résumées dans le tableau 6.8.

	Incertitudes	
	Estimation du facteur J	Choix du profil
Segue 1	-81%/+46%	-35%/+7%
Stacking	-74%/+43%	-43%/+2%

TABLE 6.8 – Incertitudes portant sur le profil de matière noire. L'addition (stacking) de galaxies comprend Segue 1, Fornax et Sculptor.

6.4.2 Résultats de l'analyse

Le nombre d'événements observés est comparé au nombre d'événements attendus pour chacune des galaxies naines considérées et pour les trois algorithmes de reconstruction utilisés. Un exemple de cette comparaison est montré à la figure 6.24 pour la galaxie Segue 1. Le chevauchement des événements n'étant une contrainte que pour l'addition des événements de plusieurs galaxies, la recherche de signal a été effectuée pour les treize galaxies naines considérées jusqu'à maintenant ainsi que pour Leo I et CV I. Aucun excès de neutrinos n'a été détecté.

Ce constat nous permet de considérer le nombre d'événements observés comme des événements de bruit de fond. Ce nombre d'événements étant connu, nous pouvons déterminer la limite d'ANTARES à la section efficace $\langle\sigma_a v\rangle$ en appliquant les tables IV et V

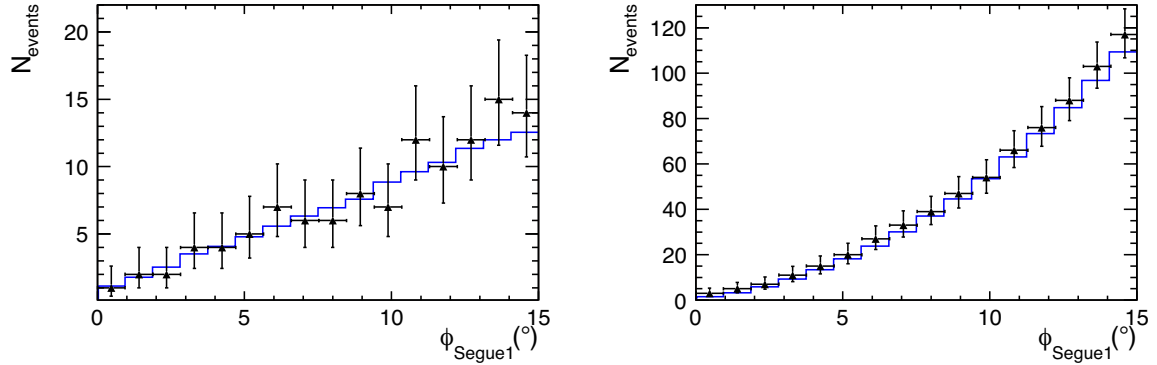


FIGURE 6.24 – Nombre d'événements de bruit de fond attendu (trait bleu) et nombre d'événements observés (points noirs) en direction de la galaxie Segue 1. La figure de gauche indique le nombre d'événements différentiels en fonction de l'angle d'ouverture ϕ_{Segue1} et la figure de droite le nombre d'événements cumulés. Ces résultats sont obtenus avec l'algorithme AAFit pour $\Lambda > -5.3$. Les barres d'incertitudes correspondent à une déviation standard.

de [47]. Comme nous l'avons déterminé à la section 6.3, la meilleure sensibilité est obtenue en additionnant les événements de Segue 1, Fornax et Sculptor. La limite d'ANTARES avec les galaxies naines sur la section efficace $\langle \sigma_a v \rangle$ est présentée à la figure 6.25 dans le canal d'auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$. Comme à la section 6.3, les résultats sont comparés à ceux des autres expériences. Les résultats de notre analyse sont proches de ceux d'IceCube malgré les éléments évoqués à la section précédente.

Les résultats de l'analyse combinée de l'addition des événements provenant de Segue 1, Fornax et Sculptor sont résumés dans les tableaux 6.9, 6.10, 6.11 et 6.12. La troisième colonne indique l'angle d'ouverture optimal. Comme attendu, cet angle diminue lorsque nous augmentons la valeur de l'hypothèse de masse du candidat de matière noire. Les colonnes 4 et 5 donnent le nombre d'événements de bruit de fond attendus et observés. Selon l'algorithme de reconstruction retenu, le nombre d'événements observés sera plus élevé ou moins élevé que le nombre d'événements attendus. Cette variation est due aux fluctuations statistiques de chaque algorithme. La sixième colonne correspond à la surface effective convoluée au spectre énergétique des neutrinos. Nous retrouvons la hiérarchie des canaux montrés à la figure 4.9. Cette valeur augmente également avec l'hypothèse de masse du candidat de matière noire. Les colonnes 7 et 8 indiquent respectivement la sensibilité au flux de neutrinos provenant de ces galaxies et la limite d'observation de ces flux. Les colonnes 9 et 10 quant à elles indiquent la sensibilité et la limite d'ANTARES à la section efficace $\langle \sigma_a v \rangle$ obtenue par l'analyse des galaxies naines satellites de la Voie Lactée.

Ces résultats étant en accord avec les valeurs attendues, nous retrouvons les mêmes constats que ceux établis précédemment. Nous avons vu au chapitre 4 que le flux de neutrinos produit était plus élevé dans le canal des neutrinos primaires. Au chapitre 6, nous avons observé que la limite attendue était moins bonne à partir d'une hypothèse de masse de $10 \text{ TeV}/c^2$. En accord ces deux derniers points, nous remarquons que la meilleure limite est établie dans le canal produisant des neutrinos primaires pour une hypothèse de masse du

candidat de matière noire de $5 \text{ TeV}/c^2$ où $\langle\sigma_{av}\rangle = 2.7 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. L'angle d'ouverture optimale diminue lorsque nous augmentons l'hypothèse de masse m_{DM} , comme expliqué précédemment dans le chapitre 6. Cet angle est particulièrement élevé à très basse masse dû à l'utilisation de l'algorithme BBSFit, qui ne reconstruit qu'un seul des deux angles de la trajectoire de la particule.

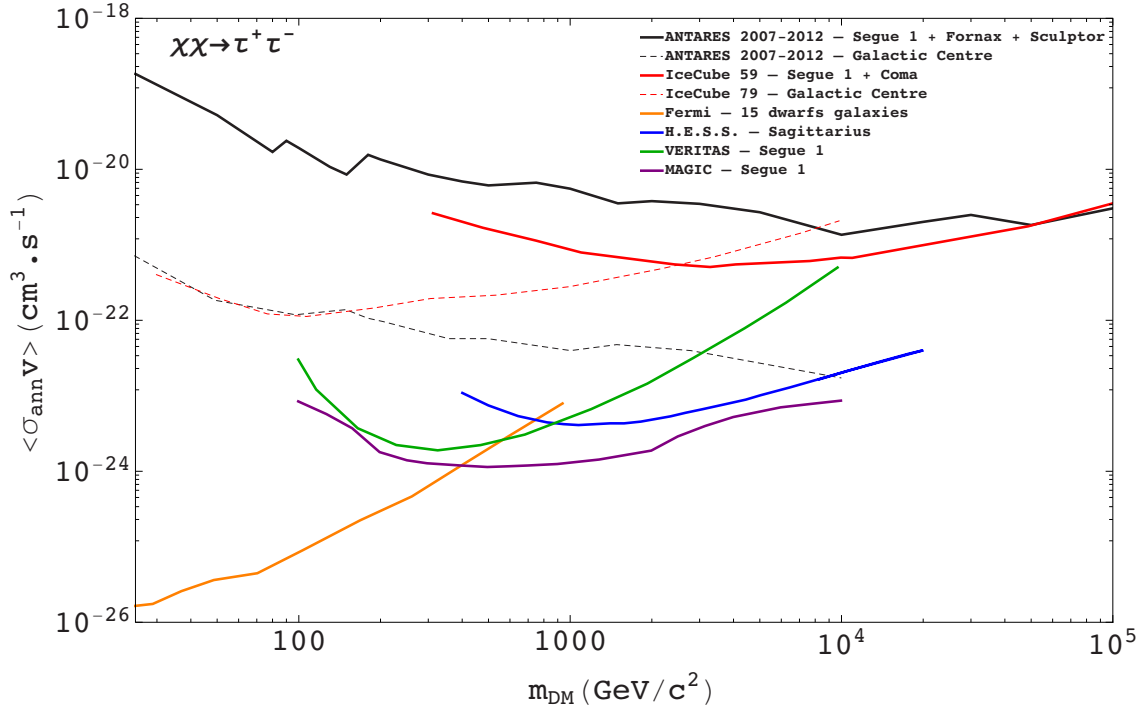


FIGURE 6.25 – Limite du détecteur à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire $\langle\sigma_{av}\rangle$ en fonction de l’hypothèse de masse de matière noire m_{dm} pour les galaxies naines dans ANTARES (en trait plein noir). Les limites d’autres expériences ayant utilisés les galaxies naines comme sources sont représentées : Fermi (courbe orange), IceCube-59 (courbe rouge), H.E.S.S. (courbe bleue), VERITAS (courbe verte) et MAGIC (courbe pourpre). Le même résultat est montré pour les analyses utilisant le centre galactique comme source : ANTARES (courbe en pontillés noirs) et IceCube (courbe en pointillés rouges). Les résultats sont montrés pour le canal d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$.

m_{DM} (GeV)	Canal	ϕ ($^\circ$)	$\bar{\mu}^{90\%}$	$\mu^{90\%}$	$\bar{A}_{\text{eff}}(\text{mDM})$ ($\text{km}^2 \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\overline{\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	$\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)
25	bb	6	79.9	30	$1.6 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{17}$	$1.9 \cdot 10^{17}$	$2.8 \cdot 10^{-18}$	$1.1 \cdot 10^{-18}$
25	$\tau^+ \tau^-$	10	82.7	40	$7.4 \cdot 10^{-15}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	$5.4 \cdot 10^{15}$	$3.8 \cdot 10^{-19}$	$1.8 \cdot 10^{-19}$
25	$\mu^+ \mu^-$	10	82.7	40	$2 \cdot 10^{-14}$	$4.2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$	$3.4 \cdot 10^{-19}$	$1.7 \cdot 10^{-19}$
25	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	8.7	47	30	$2.1 \cdot 10^{-13}$	$2.2 \cdot 10^{14}$	$1.4 \cdot 10^{14}$	$3.5 \cdot 10^{-20}$	$2.2 \cdot 10^{-20}$
50	bb	9.3	144.4	30	$1.1 \cdot 10^{-15}$	$1.4 \cdot 10^{17}$	$2.8 \cdot 10^{16}$	$2.5 \cdot 10^{-18}$	$5.2 \cdot 10^{-19}$
50	$\tau^+ \tau^-$	3.9	10.6	8.5	$2.2 \cdot 10^{-14}$	$4.8 \cdot 10^{14}$	$3.9 \cdot 10^{14}$	$6.4 \cdot 10^{-20}$	$5.2 \cdot 10^{-20}$
50	$\mu^+ \mu^-$	3.9	10.6	8.5	$6 \cdot 10^{-14}$	$1.7 \cdot 10^{14}$	$1.4 \cdot 10^{14}$	$5.7 \cdot 10^{-20}$	$4.6 \cdot 10^{-20}$
50	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	5	13.1	7.3	$1.7 \cdot 10^{-12}$	$7.6 \cdot 10^{12}$	$4.3 \cdot 10^{12}$	$4.7 \cdot 10^{-21}$	$2.6 \cdot 10^{-21}$
80	bb	2.5	7.2	6.2	$1.9 \cdot 10^{-16}$	$3.7 \cdot 10^{16}$	$3.2 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^{-18}$	$1.3 \cdot 10^{-18}$
80	$\tau^+ \tau^-$	5	13.1	7.3	$1.5 \cdot 10^{-13}$	$8.8 \cdot 10^{13}$	$4.9 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{-20}$	$1.7 \cdot 10^{-20}$
80	$\mu^+ \mu^-$	5	13.1	7.3	$4.1 \cdot 10^{-13}$	$3.2 \cdot 10^{13}$	$1.8 \cdot 10^{13}$	$2.7 \cdot 10^{-20}$	$1.5 \cdot 10^{-20}$
80	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	4.2	11.6	10.3	$8 \cdot 10^{-12}$	$1.4 \cdot 10^{12}$	$1.3 \cdot 10^{12}$	$2.3 \cdot 10^{-21}$	$2 \cdot 10^{-21}$
90	bb	2.5	7.2	6.2	$3 \cdot 10^{-16}$	$2.4 \cdot 10^{16}$	$2.1 \cdot 10^{16}$	$1.2 \cdot 10^{-18}$	$1.1 \cdot 10^{-18}$
90	$W^+ W^-$	5	13.1	7.3	$1.2 \cdot 10^{-14}$	$1.1 \cdot 10^{15}$	$6.3 \cdot 10^{14}$	$6.9 \cdot 10^{-20}$	$3.9 \cdot 10^{-20}$
90	$\tau^+ \tau^-$	5	10.2	9	$1.6 \cdot 10^{-13}$	$6.2 \cdot 10^{13}$	$5.5 \cdot 10^{13}$	$2.7 \cdot 10^{-20}$	$2.4 \cdot 10^{-20}$
90	$\mu^+ \mu^-$	5	13.1	7.3	$5.8 \cdot 10^{-13}$	$2.2 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^{-20}$	$1.3 \cdot 10^{-20}$
90	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	2	6.3	5.6	$7.6 \cdot 10^{-12}$	$8.3 \cdot 10^{11}$	$7.4 \cdot 10^{11}$	$1.6 \cdot 10^{-21}$	$1.5 \cdot 10^{-21}$
100	bb	3.5	9.6	8.1	$5.9 \cdot 10^{-16}$	$1.6 \cdot 10^{16}$	$1.4 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{-18}$	$8.6 \cdot 10^{-19}$
100	$W^+ W^-$	5	10.2	9	$1.5 \cdot 10^{-14}$	$6.9 \cdot 10^{14}$	$6.1 \cdot 10^{14}$	$5.3 \cdot 10^{-20}$	$4.7 \cdot 10^{-20}$
100	$\tau^+ \tau^-$	5	10.2	9	$2.5 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$3.5 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^{-20}$	$1.9 \cdot 10^{-20}$
100	$\mu^+ \mu^-$	5	10.2	9	$6.9 \cdot 10^{-13}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{13}$	$1.9 \cdot 10^{-20}$	$1.7 \cdot 10^{-20}$
100	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	3.2	6.9	7.2	$1.2 \cdot 10^{-11}$	$5.8 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{11}$	$1.4 \cdot 10^{-21}$	$1.5 \cdot 10^{-21}$
130	bb	5	13.1	7.3	$1.9 \cdot 10^{-15}$	$6.8 \cdot 10^{15}$	$3.8 \cdot 10^{15}$	$6.7 \cdot 10^{-19}$	$3.8 \cdot 10^{-19}$
130	$W^+ W^-$	2	6.8	11.4	$3.9 \cdot 10^{-14}$	$1.7 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{14}$	$2.3 \cdot 10^{-20}$	$3.9 \cdot 10^{-20}$
130	$\tau^+ \tau^-$	2	6.3	5.6	$4.7 \cdot 10^{-13}$	$1.3 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{-20}$	$1.1 \cdot 10^{-20}$
130	$\mu^+ \mu^-$	2	6.3	5.6	$1.3 \cdot 10^{-12}$	$4.9 \cdot 10^{12}$	$4.4 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^{-20}$	$9.7 \cdot 10^{-21}$
130	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.8	6.3	6.65	$2.4 \cdot 10^{-11}$	$2.6 \cdot 10^{11}$	$2.8 \cdot 10^{11}$	$1.1 \cdot 10^{-21}$	$1.1 \cdot 10^{-21}$

TABLE 6.9 – Résultats de l'analyse pour l'addition des événements provenant de Segue 1, Fornax et Sculptor et pour les hypothèses de masse de matière noire allant de $25 \text{ GeV}/c^2$ à $130 \text{ GeV}/c^2$.

m_{DM} (GeV)	Canal	ϕ ($^\circ$)	$\bar{\mu}^{90\%}$	$\mu^{90\%}$	$\bar{A}_{\text{eff}}(\text{mDM})$ ($\text{km}^2 \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\overline{\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	$\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)
150	$b\bar{b}$	5	13.1	7.3	$3 \cdot 10^{-15}$	$4.3 \cdot 10^{15}$	$2.4 \cdot 10^{15}$	$5.6 \cdot 10^{-19}$	$3.1 \cdot 10^{-19}$
150	$W^+ W^-$	1.8	6.3	13.3	$6.2 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{14}$	$2.1 \cdot 10^{14}$	$1.8 \cdot 10^{-20}$	$3.8 \cdot 10^{-20}$
150	$\tau^+ \tau^-$	2	6.3	5.6	$7.9 \cdot 10^{-13}$	$7.9 \cdot 10^{12}$	$7.1 \cdot 10^{12}$	$9.6 \cdot 10^{-21}$	$8.5 \cdot 10^{-21}$
150	$\mu^+ \mu^-$	2	6.3	5.6	$2.1 \cdot 10^{-12}$	$2.9 \cdot 10^{12}$	$2.6 \cdot 10^{12}$	$8.5 \cdot 10^{-21}$	$7.6 \cdot 10^{-21}$
150	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	2.4	7.3	4.75	$3.7 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{-21}$	$6.7 \cdot 10^{-22}$
180	$b\bar{b}$	2.5	7.2	6.2	$2.9 \cdot 10^{-15}$	$2.4 \cdot 10^{15}$	$2.1 \cdot 10^{15}$	$4.4 \cdot 10^{-19}$	$3.8 \cdot 10^{-19}$
180	$W^+ W^-$	1.8	6.3	13.3	$1.2 \cdot 10^{-13}$	$5.1 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	$1.3 \cdot 10^{-20}$	$2.8 \cdot 10^{-20}$
180	$\tau^+ \tau^-$	1.8	6.3	13.3	$1.5 \cdot 10^{-12}$	$4.2 \cdot 10^{12}$	$9 \cdot 10^{12}$	$7.3 \cdot 10^{-21}$	$1.6 \cdot 10^{-20}$
180	$\mu^+ \mu^-$	1.8	6.3	13.3	$4 \cdot 10^{-12}$	$1.6 \cdot 10^{12}$	$3.3 \cdot 10^{12}$	$6.4 \cdot 10^{-21}$	$1.4 \cdot 10^{-20}$
180	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.7	6	7.1	$4.8 \cdot 10^{-11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$8.7 \cdot 10^{-22}$	$1 \cdot 10^{-21}$
200	$b\bar{b}$	2	6.3	5.6	$3.7 \cdot 10^{-15}$	$1.7 \cdot 10^{15}$	$1.5 \cdot 10^{15}$	$3.7 \cdot 10^{-19}$	$3.3 \cdot 10^{-19}$
200	$W^+ W^-$	1.8	6.3	13.3	$1.7 \cdot 10^{-13}$	$3.6 \cdot 10^{13}$	$7.7 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{-20}$	$2.4 \cdot 10^{-20}$
200	$\tau^+ \tau^-$	1.8	6.3	13.3	$2.1 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$6.4 \cdot 10^{12}$	$6.3 \cdot 10^{-21}$	$1.4 \cdot 10^{-20}$
200	$\mu^+ \mu^-$	1.8	6.3	13.3	$5.6 \cdot 10^{-12}$	$1.1 \cdot 10^{12}$	$2.4 \cdot 10^{12}$	$5.6 \cdot 10^{-21}$	$1.2 \cdot 10^{-20}$
200	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.9	6.5	6.2	$6.1 \cdot 10^{-11}$	$1.1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{11}$	$8.7 \cdot 10^{-22}$	$8.3 \cdot 10^{-22}$
300	$b\bar{b}$	2	6.3	5.6	$1.6 \cdot 10^{-14}$	$3.9 \cdot 10^{14}$	$3.5 \cdot 10^{14}$	$1.8 \cdot 10^{-19}$	$1.6 \cdot 10^{-19}$
300	$W^+ W^-$	1.8	6.3	13.3	$6 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^{13}$	$7.2 \cdot 10^{-21}$	$1.5 \cdot 10^{-20}$
300	$\tau^+ \tau^-$	1.8	6.3	13.3	$7.3 \cdot 10^{-12}$	$8.5 \cdot 10^{11}$	$1.8 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{-21}$	$8.5 \cdot 10^{-21}$
300	$\mu^+ \mu^-$	1.8	6.3	13.3	$1.9 \cdot 10^{-11}$	$3.3 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{11}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$	$7.5 \cdot 10^{-21}$
300	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.8	6.3	6.65	$1.5 \cdot 10^{-10}$	$4.1 \cdot 10^{10}$	$4.4 \cdot 10^{10}$	$6.4 \cdot 10^{-22}$	$6.9 \cdot 10^{-22}$
400	$b\bar{b}$	1.8	6.3	13.3	$4.2 \cdot 10^{-14}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	$3.2 \cdot 10^{14}$	$1.2 \cdot 10^{-19}$	$2.5 \cdot 10^{-19}$
400	$W^+ W^-$	1.8	6.3	13.3	$1.2 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{-21}$	$1.3 \cdot 10^{-20}$
400	$\tau^+ \tau^-$	1.8	6.3	13.3	$1.6 \cdot 10^{-11}$	$3.9 \cdot 10^{11}$	$8.4 \cdot 10^{11}$	$3.2 \cdot 10^{-21}$	$6.9 \cdot 10^{-21}$
400	$\mu^+ \mu^-$	1.8	6.3	13.3	$4 \cdot 10^{-11}$	$1.6 \cdot 10^{11}$	$3.3 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{-21}$	$6.2 \cdot 10^{-21}$
400	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.7	6	7.1	$2.6 \cdot 10^{-10}$	$2.3 \cdot 10^{10}$	$2.7 \cdot 10^{10}$	$5.5 \cdot 10^{-22}$	$6.6 \cdot 10^{-22}$
500	$b\bar{b}$	1.8	6.3	13.3	$8.4 \cdot 10^{-14}$	$7.4 \cdot 10^{13}$	$1.6 \cdot 10^{14}$	$8.9 \cdot 10^{-20}$	$1.9 \cdot 10^{-19}$
500	$W^+ W^-$	1.7	6	14.2	$2 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$7.1 \cdot 10^{12}$	$5.4 \cdot 10^{-21}$	$1.3 \cdot 10^{-20}$
500	$\tau^+ \tau^-$	1.8	6.3	13.3	$2.8 \cdot 10^{-11}$	$2.3 \cdot 10^{11}$	$4.8 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{-21}$	$6.1 \cdot 10^{-21}$
500	$\mu^+ \mu^-$	1.8	6.3	13.3	$6.8 \cdot 10^{-11}$	$9.1 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{11}$	$2.6 \cdot 10^{-21}$	$5.5 \cdot 10^{-21}$
500	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.5	5.5	7.95	$3.7 \cdot 10^{-10}$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$2.1 \cdot 10^{10}$	$5.1 \cdot 10^{-22}$	$7.4 \cdot 10^{-22}$

TABLE 6.10 – Résultats de l'analyse pour l'addition des événements provenant de Segue 1, Fornax et Sculptor et pour les hypothèses de masse de matière noire allant de $150 \text{ GeV}/c^2$ à $500 \text{ GeV}/c^2$.

m_{DM} (GeV)	Canal	ϕ ($^\circ$)	$\bar{\mu}^{90\%}$	$\mu^{90\%}$	$\bar{A}_{\text{eff}}(\text{m}_{\text{DM}})$ ($\text{km}^2 \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\overline{\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	$\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)
750	$b\bar{b}$	1.8	6.3	13.3	$2.7 \cdot 10^{-13}$	$2.3 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{-20}$	$1.3 \cdot 10^{-19}$
750	$W^+ W^-$	1.5	5.5	15.9	$5 \cdot 10^{-12}$	$1.1 \cdot 10^{12}$	$3.2 \cdot 10^{12}$	$4.4 \cdot 10^{-21}$	$1.3 \cdot 10^{-20}$
750	$\tau^+ \tau^-$	1.5	5.5	15.9	$6.7 \cdot 10^{-11}$	$8.1 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{11}$	$2.3 \cdot 10^{-21}$	$6.7 \cdot 10^{-21}$
750	$\mu^+ \mu^-$	1.5	5.5	15.9	$1.6 \cdot 10^{-10}$	$3.4 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$	$2.1 \cdot 10^{-21}$	$6 \cdot 10^{-21}$
750	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.2	4.7	4.5	$5.8 \cdot 10^{-10}$	$8.1 \cdot 10^9$	$7.8 \cdot 10^9$	$5.4 \cdot 10^{-22}$	$5.2 \cdot 10^{-22}$
1000	$b\bar{b}$	1.7	6	14.2	$5.8 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{13}$	$2.5 \cdot 10^{13}$	$4.6 \cdot 10^{-20}$	$1.1 \cdot 10^{-19}$
1000	$W^+ W^-$	1.4	5.2	14.1	$8.7 \cdot 10^{-12}$	$5.9 \cdot 10^{11}$	$1.6 \cdot 10^{12}$	$4.1 \cdot 10^{-21}$	$1.1 \cdot 10^{-20}$
1000	$\tau^+ \tau^-$	1.4	5.2	14.1	$1.2 \cdot 10^{-10}$	$4.2 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{-21}$	$5.5 \cdot 10^{-21}$
1000	$\mu^+ \mu^-$	1.4	5.2	14.1	$2.9 \cdot 10^{-10}$	$1.8 \cdot 10^{10}$	$4.9 \cdot 10^{10}$	$1.9 \cdot 10^{-21}$	$5 \cdot 10^{-21}$
1000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1.3	5	6.8	$9.4 \cdot 10^{-10}$	$5.3 \cdot 10^9$	$7.3 \cdot 10^9$	$5.6 \cdot 10^{-22}$	$7.7 \cdot 10^{-22}$
1500	$b\bar{b}$	1.7	6	14.2	$1.6 \cdot 10^{-12}$	$3.8 \cdot 10^{12}$	$9.1 \cdot 10^{12}$	$3.7 \cdot 10^{-20}$	$8.8 \cdot 10^{-20}$
1500	$W^+ W^-$	1.2	4.7	9	$1.8 \cdot 10^{-11}$	$2.6 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{11}$	$3.9 \cdot 10^{-21}$	$7.5 \cdot 10^{-21}$
1500	$\tau^+ \tau^-$	1.2	4.7	9	$2.7 \cdot 10^{-10}$	$1.7 \cdot 10^{10}$	$3.3 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^{-21}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$
1500	$\mu^+ \mu^-$	1.2	4.7	9	$6.1 \cdot 10^{-10}$	$7.7 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^{-21}$	$3.2 \cdot 10^{-21}$
1500	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1	3.9	3.4	$1.5 \cdot 10^{-09}$	$2.5 \cdot 10^9$	$2.2 \cdot 10^9$	$5.2 \cdot 10^{-22}$	$4.6 \cdot 10^{-22}$
2000	$b\bar{b}$	1.5	5.5	15.9	$2.8 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{12}$	$5.7 \cdot 10^{12}$	$3.3 \cdot 10^{-20}$	$9.6 \cdot 10^{-20}$
2000	$W^+ W^-$	1.1	4.5	9.6	$3.1 \cdot 10^{-11}$	$1.4 \cdot 10^{11}$	$3.1 \cdot 10^{11}$	$3.7 \cdot 10^{-21}$	$8.1 \cdot 10^{-21}$
2000	$\tau^+ \tau^-$	1.1	4.5	9.6	$4.8 \cdot 10^{-10}$	$9.2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^{-21}$	$3.8 \cdot 10^{-21}$
2000	$\mu^+ \mu^-$	1.1	4.5	9.6	$1 \cdot 10^{-09}$	$4.3 \cdot 10^9$	$9.3 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^{-21}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$
2000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1	4.2	3.1	$2.7 \cdot 10^{-09}$	$1.5 \cdot 10^9$	$1.1 \cdot 10^9$	$5.2 \cdot 10^{-22}$	$3.9 \cdot 10^{-22}$
3000	$b\bar{b}$	1.4	5.2	14.1	$6.8 \cdot 10^{-12}$	$7.7 \cdot 10^{11}$	$2.1 \cdot 10^{12}$	$2.8 \cdot 10^{-20}$	$7.6 \cdot 10^{-20}$
3000	$W^+ W^-$	1.1	4.5	9.6	$7.1 \cdot 10^{-11}$	$6.2 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^{11}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$	$7.7 \cdot 10^{-21}$
3000	$\tau^+ \tau^-$	1.1	4.5	9.6	$1.1 \cdot 10^{-09}$	$3.9 \cdot 10^9$	$8.4 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^{-21}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$
3000	$\mu^+ \mu^-$	1.1	4.5	9.6	$2.4 \cdot 10^{-09}$	$1.8 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^{-21}$	$3.2 \cdot 10^{-21}$
3000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.9	3.9	3.35	$5.5 \cdot 10^{-09}$	$7 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^8$	$4.8 \cdot 10^{-22}$	$4.1 \cdot 10^{-22}$
5000	$b\bar{b}$	1.2	4.7	9	$1.9 \cdot 10^{-11}$	$2.5 \cdot 10^{11}$	$4.8 \cdot 10^{11}$	$2.5 \cdot 10^{-20}$	$4.7 \cdot 10^{-20}$
5000	$W^+ W^-$	0.9	3.9	6.7	$1.6 \cdot 10^{-10}$	$2.4 \cdot 10^{10}$	$4.1 \cdot 10^{10}$	$3.7 \cdot 10^{-21}$	$6.3 \cdot 10^{-21}$
5000	$\tau^+ \tau^-$	0.9	3.9	6.7	$2.8 \cdot 10^{-09}$	$1.4 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^{-21}$	$2.7 \cdot 10^{-21}$
5000	$\mu^+ \mu^-$	0.9	3.9	6.7	$5.7 \cdot 10^{-09}$	$6.9 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^{-21}$	$2.5 \cdot 10^{-21}$
5000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.7	3.4	1.6	$1 \cdot 10^{-08}$	$3.4 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^8$	$5.6 \cdot 10^{-22}$	$2.7 \cdot 10^{-22}$

TABLE 6.11 – Résultats de l'analyse pour l'addition des événements provenant de Segue 1, Fornax et Sculptor et pour les hypothèses de masse de matière noire allant de $750 \text{ GeV}/c^2$ à $5 \text{ TeV}/c^2$.

m_{DM} (GeV)	Canal	ϕ ($^\circ$)	$\bar{\mu}^{90\%}$	$\mu^{90\%}$	$\bar{A}_{\text{eff}}(\text{m}_{\text{DM}})$ ($\text{km}^2 \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\bar{\Phi}_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}$)	$\overline{\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle}$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	$\langle \sigma_{\text{aV}} \rangle$ ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)
10000	$b\bar{b}$	1.1	4.5	9.6	$7.6 \cdot 10^{-11}$	$5.8 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^{11}$	$2.2 \cdot 10^{-20}$	$4.8 \cdot 10^{-20}$
10000	W^+W^-	0.8	3.7	2.9	$5 \cdot 10^{-10}$	$7.3 \cdot 10^{09}$	$5.8 \cdot 10^{09}$	$4.2 \cdot 10^{-21}$	$3.4 \cdot 10^{-21}$
10000	$\tau^+\tau^-$	0.8	3.7	2.9	$9.3 \cdot 10^{-09}$	$3.9 \cdot 10^{08}$	$3.1 \cdot 10^{08}$	$1.7 \cdot 10^{-21}$	$1.4 \cdot 10^{-21}$
10000	$\mu^+\mu^-$	0.8	3.7	2.9	$1.8 \cdot 10^{-08}$	$2 \cdot 10^{08}$	$1.6 \cdot 10^{08}$	$1.6 \cdot 10^{-21}$	$1.3 \cdot 10^{-21}$
10000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.7	3.4	1.6	$2.6 \cdot 10^{-08}$	$1.3 \cdot 10^{08}$	$6.2 \cdot 10^{07}$	$7.6 \cdot 10^{-22}$	$3.6 \cdot 10^{-22}$
20000	$b\bar{b}$	0.9	3.9	6.7	$2.6 \cdot 10^{-10}$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$2.6 \cdot 10^{10}$	$2.2 \cdot 10^{-20}$	$3.8 \cdot 10^{-20}$
20000	W^+W^-	0.8	3.4	3.2	$1.4 \cdot 10^{-09}$	$2.5 \cdot 10^{09}$	$2.4 \cdot 10^{09}$	$5.5 \cdot 10^{-21}$	$5.2 \cdot 10^{-21}$
20000	$\tau^+\tau^-$	0.8	3.4	3.2	$2.7 \cdot 10^{-08}$	$1.3 \cdot 10^{08}$	$1.2 \cdot 10^{08}$	$2.1 \cdot 10^{-21}$	$2 \cdot 10^{-21}$
20000	$\mu^+\mu^-$	0.8	3.4	3.2	$4.9 \cdot 10^{-08}$	$7 \cdot 10^{07}$	$6.5 \cdot 10^{07}$	$2.1 \cdot 10^{-21}$	$1.9 \cdot 10^{-21}$
20000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.8	3.4	3.2	$6.3 \cdot 10^{-08}$	$5.4 \cdot 10^{07}$	$5.1 \cdot 10^{07}$	$1.1 \cdot 10^{-21}$	$1 \cdot 10^{-21}$
30000	$b\bar{b}$	0.9	3.9	6.7	$5.4 \cdot 10^{-10}$	$7.2 \cdot 10^{09}$	$1.2 \cdot 10^{10}$	$2.3 \cdot 10^{-20}$	$4 \cdot 10^{-20}$
30000	W^+W^-	0.8	3.4	3.2	$2.4 \cdot 10^{-09}$	$1.4 \cdot 10^{09}$	$1.3 \cdot 10^{09}$	$6.9 \cdot 10^{-21}$	$6.5 \cdot 10^{-21}$
30000	$\tau^+\tau^-$	0.8	3.4	3.2	$4.9 \cdot 10^{-08}$	$7 \cdot 10^{07}$	$6.6 \cdot 10^{07}$	$2.6 \cdot 10^{-21}$	$2.5 \cdot 10^{-21}$
30000	$\mu^+\mu^-$	0.8	3.4	3.2	$8.4 \cdot 10^{-08}$	$4 \cdot 10^{07}$	$3.8 \cdot 10^{07}$	$2.6 \cdot 10^{-21}$	$2.5 \cdot 10^{-21}$
30000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.8	3.4	3.2	$1 \cdot 10^{-07}$	$3.4 \cdot 10^{07}$	$3.2 \cdot 10^{07}$	$1.4 \cdot 10^{-21}$	$1.3 \cdot 10^{-21}$
50000	$b\bar{b}$	0.8	3.7	2.9	$1.2 \cdot 10^{-09}$	$3 \cdot 10^{09}$	$2.4 \cdot 10^{09}$	$2.6 \cdot 10^{-20}$	$2.1 \cdot 10^{-20}$
50000	W^+W^-	0.8	3.4	3.2	$4.6 \cdot 10^{-09}$	$7.4 \cdot 10^{08}$	$6.9 \cdot 10^{08}$	$9.5 \cdot 10^{-21}$	$9 \cdot 10^{-21}$
50000	$\tau^+\tau^-$	0.7	3.3	1.7	$9.6 \cdot 10^{-08}$	$3.3 \cdot 10^{07}$	$1.8 \cdot 10^{07}$	$3.4 \cdot 10^{-21}$	$1.8 \cdot 10^{-21}$
50000	$\mu^+\mu^-$	0.7	3.3	1.7	$1.6 \cdot 10^{-07}$	$2 \cdot 10^{07}$	$1.1 \cdot 10^{07}$	$3.5 \cdot 10^{-21}$	$1.8 \cdot 10^{-21}$
50000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.7	3.1	1.8	$1.5 \cdot 10^{-07}$	$2 \cdot 10^{07}$	$1.2 \cdot 10^{07}$	$2.2 \cdot 10^{-21}$	$1.3 \cdot 10^{-21}$
100000	$b\bar{b}$	0.8	3.7	2.9	$3.8 \cdot 10^{-09}$	$9.5 \cdot 10^{08}$	$7.5 \cdot 10^{08}$	$3.2 \cdot 10^{-20}$	$2.6 \cdot 10^{-20}$
100000	W^+W^-	0.8	3.4	3.2	$1.1 \cdot 10^{-08}$	$3.1 \cdot 10^{08}$	$2.9 \cdot 10^{08}$	$1.5 \cdot 10^{-20}$	$1.4 \cdot 10^{-20}$
100000	$\tau^+\tau^-$	0.7	3.3	1.7	$2.2 \cdot 10^{-07}$	$1.4 \cdot 10^{07}$	$7.6 \cdot 10^{06}$	$5.7 \cdot 10^{-21}$	$3 \cdot 10^{-21}$
100000	$\mu^+\mu^-$	0.7	3.3	1.7	$3.5 \cdot 10^{-07}$	$9.3 \cdot 10^{06}$	$4.9 \cdot 10^{06}$	$6 \cdot 10^{-21}$	$3.2 \cdot 10^{-21}$
100000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.8	3.3	3.5	$2.8 \cdot 10^{-07}$	$1.2 \cdot 10^{07}$	$1.3 \cdot 10^{07}$	$4.5 \cdot 10^{-21}$	$4.9 \cdot 10^{-21}$
100000	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	0.8	3.3	3.5	$2.8 \cdot 10^{-07}$	$1.2 \cdot 10^{07}$	$1.3 \cdot 10^{07}$	$4.5 \cdot 10^{-21}$	$4.9 \cdot 10^{-21}$

TABLE 6.12 – Résultats de l'analyse pour l'addition des événements provenant de Segue 1, Fornax et Sculptor et pour les hypothèses de masse de matière noire allant de $10 \text{ TeV}/c^2$ à $100 \text{ TeV}/c^2$.

Conclusion

Dans la seconde partie de ce manuscrit, nous avons établi la liste de galaxies naines intéressantes pour notre analyse. Nous avons ensuite modélisé la matière noire qu'elles contiennent.

Quinze galaxies naines ont été retenues pour notre analyse, dont deux ont été retirées a posteriori pour éviter la superposition du signal provenant de deux couples de galaxies trop proche l'une de l'autre. Une amélioration de la résolution angulaire sur les prochains télescopes à neutrinos pourrait toutefois apporter une solution à ce problème. L'augmentation constante de la quantité et de la qualité des données stellaires permettra d'inclure de nouvelles galaxies aux analyses futures utilisant ce type de source.

L'absence de consensus sur la forme de la distribution de matière noire au sein des galaxies naines nous a conduit à déterminer les facteurs J pour trois profils de matière noire : NFW, Burkert et Einasto. Nos résultats ont montré que la sensibilité du facteur J à ces profils était faible avec une variation de 15% au maximum entre le profil de Burkert et le profil d'Einasto. Afin de comparer nos résultats avec ceux d'autres expériences, nous avons choisi de ne représenter nos résultats qu'avec le profil NFW. Les incertitudes sur les facteurs J se sont avérées plus importantes pour les galaxies naines pour lesquelles nous possédons peu de données stellaires.

Les spectres énergétiques des neutrinos ont été calculés à partir du logiciel PYTHIA en supposant que les auto-annihilations de matière noire avaient lieu dans le vide. La comparaison avec les travaux de Cirelli [37] pour le centre galactique a montré des résultats identiques lorsque nous ne considérons pas les corrections électrofaibles, non comprises dans PYTHIA. Cette comparaison nous a conforté dans la compréhension de la production de neutrinos dans le processus d'auto-annihilation de matière noire dans le vide. De nouveaux spectres incluant les corrections électrofaibles ont été produit par Cirelli [38]. Ce sont ces spectres qui ont été utilisés pour notre analyse. La dernière étape a été de considérer l'oscillation des neutrinos dans le vide, de leur point de production jusqu'à leur arrivée sur Terre. Cinq canaux d'auto-annihilation ont été retenus dans la suite de notre étude : $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$. Ces canaux couvrent l'ensemble des types attendus de spectres énergétiques de neutrinos et permettent de comparer notre analyse avec les résultats des autres expériences.

Dans le chapitre 6, nous avons tout d'abord présenté l'optimisation de la sensibilité du détecteur au flux de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire dans les galaxies naines étudiées. Trois algorithmes de reconstruction, détaillés dans le chapitre 5, ont été utilisés pour effectuer une optimisation de la sensibilité du détecteur qui combine

les résultats obtenus avec ces trois algorithmes. Comme nous l’attendions, les algorithmes BBFit et GridFit ont permis d’établir les meilleures sensibilités pour des hypothèses de masse du candidat de matière noire inférieure à $100 \text{ GeV}/c^2$ dans le premier cas et allant jusqu’à $1 \text{ TeV}/c^2$ dans le second, pour le canal produisant des bosons W comme particules primaires. L’algorithme AAFit produit les meilleures sensibilités à très hautes masses (à plus de $10 \text{ TeV}/c^2$) mais une optimisation de l’algorithme GridFit pour les plus hautes énergies considérées dans notre analyse a montré de meilleurs résultats entre $m_{dm} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{dm} = 10 \text{ TeV}/c^2$. L’algorithme GridFit est donc compétitif dans la plupart des hypothèses de masse de notre analyse, les algorithmes BBFit et AAFit n’étant préférés qu’aux hypothèses de masse extrêmes. Les canaux d’auto-annihilation requièrent des optimisations similaires, où seul le canal d’auto-annihilation produisant deux quarks b comme particules primaires nécessite une optimisation différente, ce canal produisant plus de neutrinos à faible fraction d’énergie. Carina étant la seule galaxie visible en permanence par le détecteur ANTARES, elle permet d’obtenir la meilleure sensibilité au flux de neutrinos provenant des galaxies naines et ce à toutes les hypothèses de masse du candidat de matière noire.

Après ce premier travail d’optimisation, nous avons appliqué les résultats obtenus dans la seconde partie du manuscrit pour déterminer la sensibilité du détecteur à la section efficace d’auto-annihilation de matière noire. Nous avons choisi de ne considérer que la contribution des galaxies naines dans ce calcul, la Voie Lactée constituant l’objet d’une analyse différente portant sur son halo de matière noire. Aucun signal de matière noire n’ayant été détecté jusqu’à présent, nous n’avons pas eu à considérer de contribution provenant de la Voie Lactée. Sous ces considérations, la détermination de cette sensibilité a requis l’addition des événements de trois galaxies naines : Segue 1, Fornax et Sculptor. La sensibilité attendue par le détecteur ANTARES s’avère être inférieure à la limite la plus récente obtenue par IceCube avec les galaxies naines. L’explication principale reste la méthode utilisée pour calculer le facteur J des galaxies naines, différente dans les deux collaborations, et qui conduit à des résultats plus optimistes dans le cas d’IceCube.

L’accès aux données réelles du détecteur ANTARES n’a révélé aucun excès de neutrinos en provenance des galaxies naines. Les limites sur $\langle\sigma_a v\rangle$ que nous obtenons sont en accord avec les valeurs attendues et sont compétitives avec les limites déterminées par IceCube à partir d’une masse du candidat de matière noire de $50 \text{ TeV}/c^2$.

Bibliographie

- [1] Georges Aad et al. Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a jet and missing transverse momentum with the ATLAS detector. *JHEP*, 1304 :075, 2013.
- [2] C.E. Aalseth et al. Search for An Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data. 2014.
- [3] S. J. Aarseth, C. A. Tout, and R. A. Mardling, editors. *The Cambridge N-Body Lectures*, volume 760 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 2008.
- [4] M.G. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou, M. Ackermann, J. Adams, et al. IceCube Search for Dark Matter Annihilation in nearby Galaxies and Galaxy Clusters. *Phys.Rev.*, D88 :122001, 2013.
- [5] M.G. Aartsen et al. Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector. *Science*, 342(6161) :1242856, 2013.
- [6] M.G. Aartsen et al. The IceCube Neutrino Observatory Part IV : Searches for Dark Matter and Exotic Particles. 2013.
- [7] R. Abbasi et al. Search for Dark Matter from the Galactic Halo with the IceCube Neutrino Observatory. *Phys.Rev.*, D84 :022004, 2011.
- [8] A. Abramowski et al. Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of Dwarf Spheroidal Galaxies. 2014.
- [9] Ackermann et al. Optical properties of deep glacial ice at the South Pole. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 111 :13203, July 2006.
- [10] P.A.R. Ade et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. 2013.
- [11] S. Adrian-Martinez, M. Ageron, J.A. Aguilar, I. Al Samarai, A. Albert, et al. The Positioning System of the ANTARES Neutrino Telescope. *JINST*, 7 :T08002, 2012.
- [12] J.A. Aguilar et al. Transmission of light in deep sea water at the site of the ANTARES Neutrino Telescope. *Astropart.Phys.*, 23 :131–155, 2005.
- [13] J.A. Aguilar et al. ANTARES Technical Design Report. 2006.
- [14] J.A. Aguilar et al. The data acquisition system for the ANTARES Neutrino Telescope. *Nucl.Instrum.Meth.*, A570 :107–116, 2007.
- [15] M. Aguilar 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.

- [16] J. Aleksić, S. Ansoldi, L.A. Antonelli, P. Antoranz, A. Babic, et al. Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC. *JCAP*, 1402 :008, 2014.
- [17] G. Angloher, M. Bauer, I. Bavykina, A. Bento, C. Bucci, et al. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search. *Eur.Phys.J.*, C72 :1971, 2012.
- [18] A.D. Avrorin et al. The prototyping/early construction phase of the BAIKAL-GVD project. *Nucl.Instrum.Meth.*, A742 :82–88, 2014.
- [19] H. W. Babcock. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 19 :41–51, 1939.
- [20] T. M. Bania, R. T. Rood, and D. S. Balser. The cosmological density of baryons from observations of $^3\text{He}^+$ in the Milky Way. *Nature*, 415 :54–57, January 2002.
- [21] G. Bellini, L. Ludhova, G. Ranucci, and F.L. Villante. Neutrino oscillations. *Advances in High Energy Physics*, page 2013, 191960.
- [22] V. Belokurov et al. Cats and Dogs, Hair and A Hero : A Quintet of New Milky Way Companions. *Astrophys.J.*, 654 :897–906, 2007.
- [23] V. Belokurov, M.G. Walker, N.W. Evans, D.C. Faria, G. Gilmore, et al. Leo V : A Companion of a Companion of the Milky Way Galaxy. *Astrophys.J.*, 686 :L83–L86, 2008.
- [24] V. Belokurov, M.G. Walker, N.W. Evans, G. Gilmore, M.J. Irwin, et al. Segue 2 : A Prototype of the Population of Satellites of Satellites. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 397 :1748–1755, 2009.
- [25] Sidney van den Bergh. Globular Clusters and Dwarf Spheroidal Galaxies. 2007.
- [26] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86 :010001, 2012.
- [27] R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano, et al. Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase1. *Eur.Phys.J.*, C73 :2648, 2013.
- [28] Gianfranco Bertone, Geraldine Servant, and Guenter Sigl. Indirect detection of Kaluza-Klein dark matter. *Phys.Rev.*, D68 :044008, 2003.
- [29] Samoil M. Bilenky and S.T. Petcov. Massive Neutrinos and Neutrino Oscillations. *Rev.Mod.Phys.*, 59 :671, 1987.
- [30] J. Binney and S. Tremaine. *Galactic Dynamics : Second Edition*. Princeton University Press, 2008.
- [31] C. Bogazzi. Point Source Search with 2007 and 2008 data. *Internal Note*, ANTARES-PHYS-2010-008, 2010.
- [32] J. Brunner. Antares 2000-001. *Note interne ANTARES*, 2000.
- [33] A. Burkert. The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies. *IAU Symp.*, 171 :175, 1996.
- [34] A. Charbonnier, C. Combet, M. Daniel, S. Funk, J.A. Hinton, et al. Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies : perspectives for present and future gamma-ray observatories - I. The classical dSphs. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 418 :1526–1556, 2011.

- [35] A. Charbonnier, C. Combet, and D. Maurin. CLUMPY : a code for gamma-ray signals from dark matter structures. *Comput.Phys.Commun.*, 183 :656–668, 2012.
- [36] T. Chiarusi, S. Aiello, F. Ameli, M. Anghinolfi, G. Barbarino, et al. Status and first results of the NEMO Phase-2 tower. *JINST*, 9 :C03045, 2014.
- [37] Paolo Ciafaloni, Denis Comelli, Antonio Riotto, Filippo Sala, Alessandro Strumia, et al. Weak Corrections are Relevant for Dark Matter Indirect Detection. *JCAP*, 1103 :019, 2011.
- [38] Marco Cirelli, Gennaro Corcella, Andi Hektor, Gert Hutsi, Mario Kadastik, et al. PPC 4 DM ID : A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection. *JCAP*, 1103 :051, 2011.
- [39] A. Coc, E. Vangioni-Flam, M. Cassé, and M. Rabiet. Constraints on Ω_b from nucleosynthesis of ${}^7\text{Li}$ in the standard big bang model. *Physical Review D*, 65(4) :043510, February 2002.
- [40] Jr. Davis, Raymond and John C. Evans. EXPERIMENTAL LIMITS ON EXTRA-TERRESTRIAL SOURCES OF NEUTRINOS. 1973.
- [41] Tansu Daylan, Douglas P. Finkbeiner, Dan Hooper, Tim Linden, Stephen K. N. Portillo, et al. The Characterization of the Gamma-Ray Signal from the Central Milky Way : A Compelling Case for Annihilating Dark Matter. 2014.
- [42] W.J.G. de Blok. The Core-Cusp Problem. *Adv.Astron.*, 2010 :789293, 2010.
- [43] Jurg Diemand, Michael Kuhlen, and Piero Madau. Formation and evolution of galaxy dark matter halos and their substructure. *Astrophys.J.*, 667 :859–877, 2007.
- [44] G.V. Domogatsky et al. The Lake Baikal deep underwater detector. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 19 :388–395, 1991.
- [45] Aaron A. Dutton and Andrea V. Macciò. Cold dark matter haloes in the Planck era : evolution of structural parameters for Einasto and NFW profiles. 2014.
- [46] A.E. Egorov and E. Pierpaoli. Constraints on dark matter annihilation by radio observations of M31. *Phys.Rev.*, D88(2) :023504, 2013.
- [47] G. J. Feldman and R. D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D*, 57 :3873–3889, April 1998.
- [48] J.A. Formaggio and G.P. Zeller. From eV to EeV : Neutrino Cross Sections Across Energy Scales. *Rev.Mod.Phys.*, 84 :1307, 2012.
- [49] M.C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Jordi Salvado, and Thomas Schwetz. Global fit to three neutrino mixing : critical look at present precision. *JHEP*, 1212 :123, 2012.
- [50] J. Grube and VERITAS Collaboration. VERITAS limits on dark matter annihilation from dwarf galaxies. In F. A. Aharonian, W. Hofmann, and F. M. Rieger, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 689–692, December 2012.
- [51] Urmaz Haud and Jaan Einasto. A GALACTIC MASS MODEL WITH MASSIVE CORONA. 1986.
- [52] A.J. Heijboer. *titre*. PhD thesis, Faculteit der Natuurwetenschappen, 2004.

- [53] Juan Jose Hernandez-Rey. The KM3NeT neutrino telescope : Status and prospects. *Nucl.Instrum.Meth.*, A742 :77–81, 2014.
- [54] Lars Hernquist. An Analytical Model for Spherical Galaxies and Bulges. *Astrophys.J.*, 356 :359, 1990.
- [55] E. Hubble. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15 :168–173, March 1929.
- [56] J. H. Jeans. On the theory of star-streaming and the structure of the universe. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 76 :70–84, December 1915.
- [57] T. H. Jordan. Structural Geology of the Earth’s Interior. *Proceedings of the National Academy of Science*, 76 :4192–4200, September 1979.
- [58] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys.Rept.*, 267 :195–373, 1996.
- [59] I. King. The structure of star clusters. I. an empirical density law. *Astrophys.J.*, 67 :471, October 1962.
- [60] Spencer Klein. Recent Highlights from IceCube. 2013.
- [61] A. Koch, J.T. Kleyana, M.I. Wilkinson, E.K. Grebel, G.F. Gilmore, et al. Stellar kinematics in the remote Leo II dwarf spheroidal galaxy – Another brick in the wall. *Astron.J.*, 134 :566–578, 2007.
- [62] A. Koch, M.I. Wilkinson, J.T. Kleyana, M. Irwin, D.B. Zucker, et al. A spectroscopic confirmation of the Bootes II dwarf spheroidal. *Astrophys.J.*, 690 :453–462, 2009.
- [63] Sergey E. Koposov, G. Gilmore, M.G. Walker, V. Belokurov, N. Wyn Evans, et al. Accurate Stellar Kinematics at Faint Magnitudes : application to the Bootes I dwarf spheroidal galaxy. *Astrophys.J.*, 736 :146, 2011.
- [64] Andrey V. Kravtsov, Anatoly A. Klypin, James S. Bullock, and Joel R. Primack. The Cores of dark matter dominated galaxies : Theory versus observations. *Astrophys.J.*, 502 :48, 1998.
- [65] A. Liddle. *An Introduction to Modern Cosmology, Second Edition*. May 2003.
- [66] A. R. Liddle and D. H. Lyth. The cold dark matter density perturbation. *Physics Reports*, 231 :1–105, August 1993.
- [67] T. Lisker, R. Brunngräber, and E. K. Grebel. Early-type dwarf galaxies with spiral structure. *Astronomische Nachrichten*, 330 :966, December 2009.
- [68] Wen-Hao Liu, Yan-Ning Fu, Zu-Gan Deng, and Jie-Hao Huang. An Equilibrium dark matter halo with the Burkert profile. *Publ.Astron.Soc.Jap.*, 2005.
- [69] E. L. Lokas, S. Kazantzidis, L. Mayer, and S. Callegari. *Tidal Stirring of Milky Way Satellites : A Simple Picture with the Integrated Tidal Force*. 2011.
- [70] S. Loucatos. Systematics of the indirect DM search. *Internal Note*, ANTARES-PHYS-2011-015, 2011.
- [71] G. A. Mamon and E. L. Lokas. Dark matter in elliptical galaxies - II. Estimating the mass within the virial radius. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 363 :705–722, November 2005.

- [72] M. A. Markov and I. M. Zheleznykh. On high energy neutrino physics in cosmic rays. *Nuclear Physics*, 27 :385–394, October 1961.
- [73] G. D. Martinez. A Robust Determination of Milky Way Satellite Properties using Hierarchical Mass Modeling. *ArXiv e-prints*, September 2013.
- [74] G. D. Martinez, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, L. E. Strigari, and R. Trotta. Indirect Dark Matter detection from Dwarf satellites : joint expectations from astrophysics and supersymmetry. *JCAP*, 6 :14, June 2009.
- [75] Mario Mateo. Dwarf galaxies of the local group. *Arxiv*, (astro-ph/9810070) :66, 1998.
- [76] Mario Mateo, Edward W. Olszewski, and Matthew G. Walker. The Velocity Dispersion Profile of the Remote Dwarf Spheroidal Galaxy Leo. 1. A Tidal Hit and Run? *Astrophys.J.*, 2007.
- [77] A. W. McConnachie. The Observed Properties of Dwarf Galaxies in and around the Local Group. *Astronom.J.*, 144 :4, July 2012.
- [78] Stacy S. McGaugh, Michael K. Barker, and W.J.G. de Blok. A Limit on the cosmological mass density and power spectrum from the rotation curves of low surface brightness galaxies. *Astrophys.J.*, 584 :566–576, 2003.
- [79] D. Merritt. Spherical stellar systems with spheroidal velocity distributions. *Astrophys.J.*, 90 :1027–1037, June 1985.
- [80] Mordehai Milgrom. MOND : A pedagogical review. *Acta Phys.Polon.*, B32 :3613, 2001.
- [81] Vasiliki A. Mitsou. Overview of searches for dark matter at the LHC. 2014.
- [82] Ben Moore, Thomas R. Quinn, Fabio Governato, Joachim Stadel, and George Lake. Cold collapse and the core catastrophe. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 310 :1147–1152, 1999.
- [83] R. Morse et al. The AMANDA neutrino astronomy project. 1993.
- [84] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D.M. White. The Structure of cold dark matter halos. *Astrophys.J.*, 462 :563–575, 1996.
- [85] Matthew Newby et al. A Spatial Characterization of the Sagittarius Dwarf Galaxy Tidal Tails. *Astrophys.J.*, 145 :163, 2013.
- [86] J. H. Oort. Some Problems Concerning the Structure and Dynamics of the Galactic System and the Elliptical Nebulae NGC 3115 and 4494. *Astrophys J.*, 91 :273, April 1940.
- [87] J. P. Ostriker and P. J. E. Peebles. A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies : or, can Cold Galaxies Survive? *Astrophys J.*, 186 :467–480, December 1973.
- [88] P. J. E. Peebles. Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations. *Astrophys.J.*, 263 :L1–L5, December 1982.
- [89] W. J. Percival, S. Cole, D. J. Eisenstein, R. C. Nichol, J. A. Peacock, A. C. Pope, and A. S. Szalay. Measuring the Baryon Acoustic Oscillation scale using the Sloan Digital Sky Survey and 2dF Galaxy Redshift Survey. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 381 :1053–1066, November 2007.
- [90] S. Perlmutter et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae. *Astrophys.J.*, 517 :565–586, 1999.

- [91] H. C. Plummer. On the problem of distribution in globular star clusters. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 71 :460–470, March 1911.
- [92] E. Polisensky and M. Ricotti. Constraints on the dark matter particle mass from the number of Milky Way satellites. *Physical Review D*, 83(4) :043506, February 2011.
- [93] Carlton Pryor, Charles E. Roos, and Medford S. Webster. Detecting Thermal Neutrinos From Supernovae With Dumand. *Astrophys.J.*, 329 :335, 1988.
- [94] Petros A. Rapidis. The NESTOR underwater neutrino telescope project. *Nucl.Instrum.Meth.*, A602 :54–57, 2009.
- [95] Adam G. Riess et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron.J.*, 116 :1009–1038, 1998.
- [96] Miguel A. Sanchez-Conde and Francisco Prada. The flattening of the concentration-mass relation towards low halo masses and its implications for the annihilation signal boost. 2013.
- [97] Joshua D. Simon and Marla Geha. The Kinematics of the Ultra-Faint Milky Way Satellites : Solving the Missing Satellite Problem. *Astrophys.J.*, 670 :313–331, 2007.
- [98] Joshua D. Simon, Marla Geha, Quinn E. Minor, Gregory D. Martinez, Evan N. Kirby, et al. A Complete Spectroscopic Survey of the Milky Way Satellite Segue 1 : The Darkest Galaxy. *Astrophys.J.*, 733 :46, 2011.
- [99] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605 :026, 2006.
- [100] S. Smith. The Mass of the Virgo Cluster. *Astrophys J.*, 83 :23, January 1936.
- [101] David N. Spergel and Paul J. Steinhardt. Observational evidence for selfinteracting cold dark matter. *Phys.Rev.Lett.*, 84 :3760–3763, 2000.
- [102] Volker Springel, Jie Wang, Mark Vogelsberger, Aaron Ludlow, Adrian Jenkins, et al. The Aquarius Project : the subhalos of galactic halos. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 391 :1685–1711, 2008.
- [103] Maurizio Spurio. Status report (2006) of the ANTARES project. 2006.
- [104] Louis E. Strigari, James S. Bullock, Manoj Kaplinghat, Joshua D. Simon, Marla Geha, et al. A common mass scale for satellite galaxies of the Milky Way. *Nature*, 454 :1096–1097, 2008.
- [105] N. Suzuki, D. Rubin, C. Lidman, G. Aldering, R. Amanullah, et al. The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey : V. Improving the Dark Energy Constraints Above $z > 1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample. *Astrophys.J.*, 746 :85, 2012.
- [106] Romain Teyssier, Andrew Pontzen, Yohan Dubois, and Justin Read. Cusp-core transformations in dwarf galaxies : observational predictions. 2012.
- [107] Erik J. Tollerud, James S. Bullock, Louis E. Strigari, and Beth Willman. Hundreds of Milky Way Satellites? Luminosity Bias in the Satellite Luminosity Function. *Astrophys.J.*, 688 :277–289, 2008.
- [108] J. Va’vra. A New Possible Way to Explain DAMA Results. 2014.

- [109] A. Viana. Dark Matter searches with H.E.S.S. towards dwarf spheroidal galaxies. *PoS, IDM2010* :074, 2011.
- [110] Matthew G. Walker, Vasily Belokurov, N. Wyn Evans, Michael J. Irwin, Mario Mateo, et al. Leo V : Spectroscopy of a Distant and Disturbed Satellite. *Astrophys.J.*, 694 :L144–L147, 2009.
- [111] Matthew G. Walker, Mario Mateo, and Edward Olszewski. Stellar Velocities in the Carina, Fornax, Sculptor and Sextans dSph Galaxies : Data from the Magellan/MMFS Survey. 2008.
- [112] Matthew G. Walker, Mario Mateo, Edward W. Olszewski, Jorge Penarrubia, N. Wyn Evans, et al. A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies. *Astrophys.J.*, 704 :1274–1287, 2009.
- [113] S.M. Walsh, H. Jerjen, and B. Willman. A Pair of Bootes : A New Milky Way Satellite. *Astrophys.J.*, 662 :L83–L86, 2007.
- [114] David H. Weinberg, James S. Bullock, Fabio Governato, Rachel Kuzio de Naray, and Annika H. G. Peter. Cold dark matter : controversies on small scales. 2013.
- [115] D. R. Weisz, A. E. Dolphin, E. D. Skillman, J. Holtzman, K. M. Gilbert, J. J. Dalcanton, and B. F. Williams. The Star Formation Histories of Local Group Dwarf Galaxies I. Hubble Space Telescope / Wide Field Planetary Camera 2 Observations. *ArXiv e-prints*, April 2014.
- [116] Beth Willman, Michael R. Blanton, Andrew A. West, Julianne J. Dalcanton, David W. Hogg, et al. A New Milky Way companion : Unusual globular cluster or extreme dwarf satellite? *Astron.J.*, 129 :2692–2700, 2005.
- [117] D. Zaborov. Coincidence analysis in ANTARES : Potassium-40 and muons. *Phys.Atom.Nucl.*, 72 :1537–1542, 2009.
- [118] Daniel B. Zucker et al. A New Milky Way Dwarf Satellite in Canes Venatici. *Astrophys.J.*, 643 :L103–L106, 2006.
- [119] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *Astrophys.J.*, 86 :217–246, 1937.

Résumé

La première partie de ce document résume les arguments astrophysiques permettant de supposer l'existence de matière noire. Le modèle cosmologique Λ CDM y est présenté ainsi que la notion de section efficace d'auto-annihilation de matière noire.

Les galaxies naines satellites de la Voie Lactée, sources de notre étude, sont introduites dans un second chapitre. Après un rappel des grandes structures qui composent l'univers, les problématiques liées aux galaxies naines sont abordées : nombre de ces galaxies, distribution de la densité de matière noire en leur sein et forces de marées dues à la Voie Lactée.

La seconde partie discute de la modélisation de la densité de matière noire dans les galaxies naines. La méthode employée, utilisant l'équation de Jeans et la dispersion des vitesses projetées des étoiles, y est présentée. Trois profils de matière noire sont retenus : NFW, Burkert et Einasto ainsi que quinze galaxies naines.

La production de neutrinos lors de l'auto-annihilation de matière noire est ensuite abordée. Les spectres énergétiques des neutrinos produits sont générés avec le logiciel PYTHIA puis comparé avec d'autres résultats pour le centre galactique. Vingt-trois hypothèses de masse du candidat de matière noire sont choisies, allant de $25 \text{ GeV}/c^2$ à $100 \text{ TeV}/c^2$. Cinq canaux d'auto-annihilation sont sélectionnés pour l'analyse : $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$.

La troisième partie comporte une présentation du détecteur utilisé pour l'étude, le télescope à neutrinos ANTARES. Trois algorithmes de reconstruction développés et utilisés au sein de la collaboration y sont également détaillés : AAFit, BBFit et GridFit.

L'analyse des données d'ANTARES ayant pour but de mettre en évidence un excès de neutrinos caractéristique de l'auto-annihilation de matière noire est résumée dans le sixième et dernier chapitre. Aucun excès n'ayant été observé, une limite sur la section efficace d'auto-annihilation de matière noire a été déterminée.

mots-clés : matière noire, galaxies naines, ANTARES, télescope, neutrinos, recherche indirecte, analyse, modélisation, densité de matière noire, section efficace d'auto-annihilation

Abstract

The first part of this document summarizes the astrophysical arguments to suppose the existence of dark matter. The cosmological model Λ CDM is presented as well as the concept of cross section of dark matter self-annihilation.

Dwarf galaxies satellites of the Milky Way, the sources of our study are introduced into a second chapter. After recalling the large structures that make up the universe, the issues related to dwarf galaxies are addressed : missing satellites problem, distribution of dark matter density within them and tidal forces due to the Milky Way

The second part discusses the modeling of the dark matter density in dwarf galaxies. The methodology, using the Jeans equation and dispersion of projected stars velocities, is presented. Three dark matter profiles are retained : NFW, Burkert and Einasto and fifteen dwarf galaxies.

Neutrino production during the self-annihilation of dark matter is then addressed. The energy spectra of neutrinos are generated with PYTHIA software and compared with other results for the galactic center. Twenty-three assumptions of mass dark matter candidates are chosen, ranging from $25 \text{ GeV}/c^2$ $100 \text{ TeV}/c^2$. Five self-annihilation channels are selected for analysis : $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, W^+W^- $\tau^+\tau^-$ $\mu^+\mu^-$ $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$.

The third part includes a presentation of the detector used for the study, the ANTARES neutrino telescope. Three reconstruction algorithms developed and used in collaboration are also detailed : AAFIT, BBFit and GridFit.

The analysis of data ANTARES aimed to find a neutrinos excess characteristic of dark matter self-annihilation is summarized in the sixth and final chapter. No excess was observed, a limit on the cross section of dark matter self-annihilation was determined.

keywords : dark matter, dwarf galaxies, ANTARES, telescope, neutrinos, indirect search, analysis, modelization, dark matter density, self-annihilation cross section

Galaxies	Nombres d'étoiles		Galaxies	Nombres d'étoiles	
	déteçtées	membres		déteçtées	membres
Fornax	2632	2279	CV II	58	25
Carina	1981	746	Coma	102	59
Sculptor	1540	1349	Hercules	86	30
Sextans	947	397	Leo T	61	19
Leo I	387	328	Leo IV	51	18
Leo II	200	177	Leo V	169	5
Segue 1	522	124	Bootes 1	112	37
Segue 2	422	28	Bootes 2	17	5
CV I	269	214			

TABLE 3.2 – Nombre d'étoiles déteçtées dans la direction des quinze galaxies naines étudiées et nombre d'étoiles considérées comme membre après sélection, pour chacune de ces galaxies.

facteur J pour les galaxies concernées. Notons par ailleurs qu'aucune valeur de facteur J n'a été trouvé dans la littérature pour ces deux galaxies. Nous les écarçterons donc dans la suite de notre travail.

Avec l'équation 3.9, nous estimons la dispersion des vitesses projetées à différentes distances du centre de la galaxie. Par défaut, nous constituons des lots d'étoiles comportant \sqrt{N} étoiles, N étant le nombre total d'étoiles membres déteçtées. La vitesse moyenne de chacun des lots d'étoiles est la vitesse moyenne de l'ensemble du lot d'étoiles.

La figure 3.7 montre le résultat du logarithme de la fonction de vraisemblance en fonction de σ_{los} pour les 5 premiers bins de Carina. À faible valeur de σ_{los} , la fonction diminue expo-

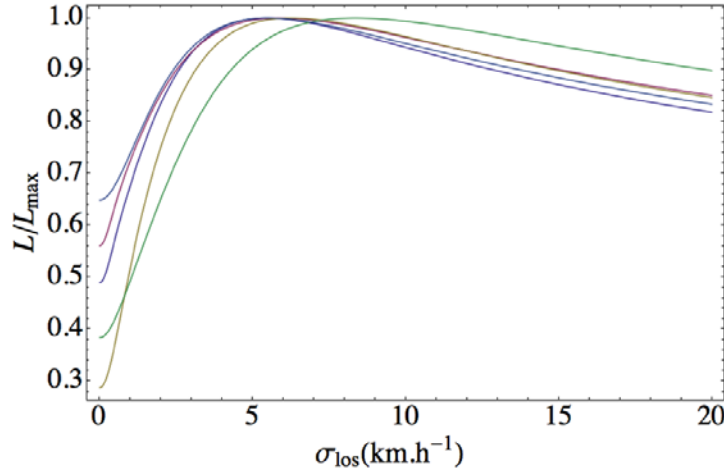


FIGURE 3.7 – Fonction de vraisemblance pour les 5 premiers bins de la galaxie naine Carina

mentiellement. À l'inverse, lorsque σ_{los} augmente, l'exponentielle tend vers 1 et la fonction de vraisemblance tend vers son maximum puis diminue en $1/\sigma_{los}^2$. Nous considérerons un comportement gaussien autour du maximum de vraisemblance et nous calculerons l'incertitude à partir de l'espérance de la dérivée seconde du maximum de vraisemblance par rapport à

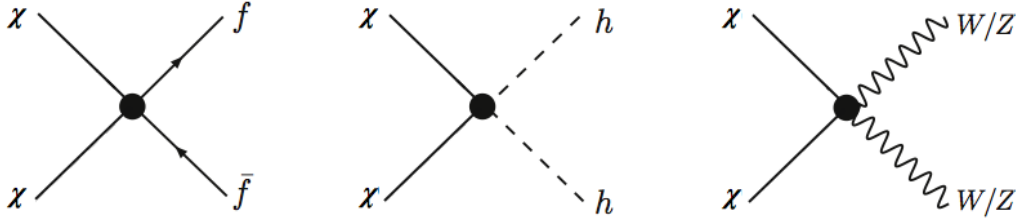


FIGURE 4.1 – Diagrammes de Feynman de l’auto-annihilation de deux particules de matière noire χ produisant respectivement un fermion f et un anti-fermion \bar{f} (diagramme de gauche), deux bosons de Higgs h (diagramme du centre) et deux bosons de jauge W^+W^- ou ZZ (diagramme de droite).

toutefois permis que dans un modèle donné, comme la production directe de neutrinos, qui ne peut se réaliser que si les particules de matière noire sont de type Kaluza-Klein (chapitre 1).

La caractéristique commune de ces canaux est la production de mésons légers, notamment de pions chargés. Le π^\pm se désintègrera quasi systématiquement en un muon et un anti-neutrino muonique (ou leurs anti-particules associées pour le π^+). Nous distinguerons cependant trois formes de spectre différents.

Le premier correspond aux canaux dit *hard* qui ont une importante proportion de neutrinos emportant une énergie proche de la masse de la particule de matière noire ($dE_\nu/dm_{dm} \lesssim 1$). Dans le cas du canal d’auto-annihilation produisant des bosons W comme particules primaires, ces neutrinos proviennent de la désintégration de la particule en un lepton et un anti-neutrino de même saveur (figure 4.2 à gauche) [26]

$$\text{BR} (W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\bar{\nu}_\ell)) = 0.32$$

La distribution des neutrinos produits dans le canal d’auto-annihilation $\chi\chi \rightarrow ZZ$ est similaire, la particule se désintégrant en deux neutrinos de même saveur [26] (figure 4.2 à droite)

$$\text{BR} (Z \rightarrow \nu_\ell \bar{\nu}_\ell) = 0.20$$

Ces deux canaux d’auto-annihilation de matière noire produisent des spectres énergétiques

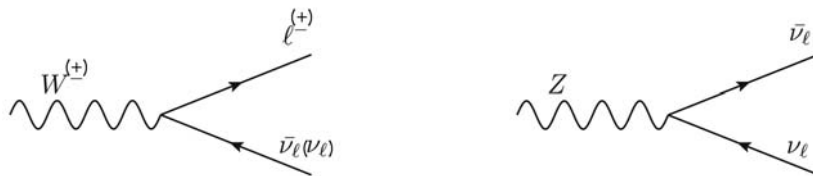


FIGURE 4.2 – Désintégration d’un boson W en un lepton et un anti-neutrino de même saveur (à gauche) et désintégration d’un boson Z en deux neutrinos de même saveur (à droite)

de neutrinos très similaires. Nous choisirons de n’étudier que le canal $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$. Sa masse étant de $80.403 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ [26], l’étude de ce canal débutera à l’hypothèse de

toutes les analyses de physique de la collaboration. Visibles en vert sur la figure 5.5, ils sont issus de la désintégration de hadrons dans l’atmosphère, plus particulièrement des pions chargés (les photons atmosphériques sont eux principalement produits par la désintégration de pions neutres π^0). Nous avons vu figure 5.3 que les muons ayant une énergie d’1 TeV

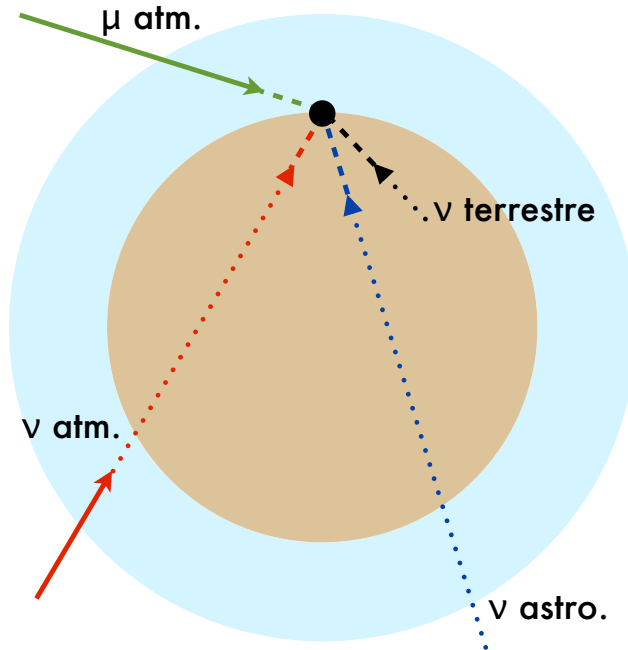


FIGURE 5.5 – Différentes sources de muons (tirets), provenant de neutrinos (pointillés) ou directement de hadrons (trait plein). Nous distinguons quatre types d’événements : les muons atmosphériques (en vert), les neutrinos atmosphériques (en rouge), les neutrinos astrophysiques (en bleu) et les neutrinos terrestres (en noir). Les différents éléments ne sont pas à l’échelle.

pouvaient parcourir 2 km dans l’eau, soit la distance entre le niveau de la mer et les premiers étages du télescope à neutrinos ANTARES. Il est donc tout à fait possible que des muons atmosphériques soient détectés au sein du volume instrumenté malgré l’importante quantité d’eau se trouvant au-dessus. Les différentes sources de muons sont représentés figure 5.5. Les muons ayant une probabilité quasi nulle de traverser la Terre, ils ne peuvent être que des événements descendants. L’angle nadiral de la trajectoire des particules sera donc une variable fortement discriminante pour différencier les muons atmosphériques du signal.

Les dernières composantes du bruit de fond sont propres à chaque analyse. Dans le cas de l’analyse de la matière noire contenue dans les galaxies naines, aucun bruit de fond spécifique n’est à relever à l’exception de la contribution de la Voie Lactée (voir 3.3.3). Avant de détailler le télescope à neutrinos ANTARES utilisé pour notre analyse, nous allons brièvement présenter l’histoire des télescopes à neutrinos ainsi que l’avenir de ce domaine.