

THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard - LYON 1

pour l'obtention

du **DIPLÔME DE DOCTORAT**

(arrêté du 30 mars 1992)

Spécialité : Physique des Particules

présentée et soutenue publiquement le

31 Octobre 2002

par

Doriane STUBERT

**Contribution à l'expérience ANTARES :
évaluation de site
et étude de la sensibilité à la détection de neutralinos**

Devant le jury composé de :

M. Houmani El Mamouni

M. Daniel Huss

M. Bernard Ille

M. Luciano Moscoso

M. Gérard Sajot

Directeur de thèse

Président du jury

Rapporteur

Rapporteur

Table des matières

Remerciements	6
Introduction	9
1 Possibilités offertes aux télescopes à neutrinos	11
1.1 Le Modèle Standard et le neutrino	11
1.1.1 La mise en évidence du neutrino	11
1.1.2 L'interaction électrofaible	12
1.1.3 Oscillation de neutrinos	15
1.2 La matière sombre	17
1.2.1 Cosmologie	17
1.2.2 Galaxies	18
1.2.3 Composition de la matière sombre	20
1.3 Astronomie neutrino	22
1.3.1 Le rayonnement cosmique primaire	23
1.3.2 Les photons	23
1.3.3 Intérêt de l'astronomie neutrino	25
1.3.4 Les sources potentielles de neutrinos	25
1.4 Principe de détection des neutrinos	29
1.4.1 Interaction neutrino-nucléon	30
1.5 Expériences en cours	35
1.5.1 BAĬKAL	35
1.5.2 AMANDA	36
1.5.3 Le projet ICECUBE	38
1.5.4 NESTOR	38
1.6 Conclusion	39
2 L'expérience Antarès	41
2.1 Le détecteur	41
2.1.1 Le site Antarès	41
2.1.2 Le détecteur, vue d'ensemble	43
Les modules optiques	45
Le circuit intégré ARS	49
Les modules de contrôle	50
La boîte de jonction	53
2.2 La ligne instrumentée	54
2.3 Calibration du détecteur	55
2.3.1 Le système de calibration du détecteur	55
2.3.2 Le système de déclenchement	59

2.3.3	Les données	60
2.3.4	Le système d'horloge	61
2.3.5	Le contrôle asynchrone	61
2.3.6	Le système de positionnement acoustique	61
2.4	Les installations à terre du télescope Antarès	62
2.5	Caractérisation du milieu marin	63
2.5.1	Dépôt de salissures sur les modules optiques	63
	Dispositif expérimental	63
	Résultats	64
2.5.2	Transparence de l'eau	65
	Dispositif expérimental	66
	Modèle utilisé pour décrire le milieu	67
	Résultats	68
2.5.3	Les bruits de fond optiques : la bioluminescence et le potassium 40 - généralités	68
2.5.4	Caractérisation des bruits de fond optiques	71
	Dispositif expérimental	71
	Résultats obtenus	73
	Conclusion	76
2.6	Conclusion	77
3	L'analyse des données du démonstrateur d'Antarès	79
3.1	Le démonstrateur d'Antarès	80
3.1.1	Description générale	80
	Architecture de la ligne	81
	Les modules optiques utilisés	81
	Transmission des données	82
	Les diverses prises de données	83
	Calibration temporelle du détecteur	84
	Le positionnement spatial de la ligne	84
3.1.2	Conclusion	89
3.2	L'analyse des données de la bioluminescence	89
3.2.1	Généralités	89
3.2.2	Analyse des données	90
3.3	Analyse des données du courantomètre	93
3.3.1	Principe de fonctionnement	93
3.3.2	Analyse des données	94
3.4	Conclusion	98
4	Quelques paramètres supersymétriques	99
4.1	Introduction à la supersymétrie	99
4.1.1	Les limites du Modèle Standard	99
4.1.2	La supersymétrie	101
4.1.3	Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal	102
4.1.4	Contraintes expérimentales	108
4.1.5	Le modèle minimal de Supergravité (m-SUGRA)	110
4.2	Le neutralino	111

4.2.1	Quelle LSP ?	111
4.2.2	Abondance cosmologique des neutralinos	112
4.2.3	Section efficace Neutralino-Nucléon	113
4.2.4	Méthode de détection directe	116
4.2.5	Méthode de détection indirecte	118
4.2.6	Taux d'annihilation dans le Soleil et la Terre	121
4.3	Conclusion	122
5	Neutdriver et DarkSusy	125
5.1	Description des générateurs	125
5.2	Espace des paramètres supersymétriques	126
5.3	Spectre de neutrinos	128
5.3.1	Spectre de neutrinos, généralités	128
5.3.2	Les canaux d'annihilation	129
5.3.3	Spectres de neutrinos issus de la Terre	131
	Canaux $t\bar{t}$, $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$	131
	Canal leptonique $\tau^+\tau^-$	133
	Canal des bosons de jauge W^+W^- et Z^0Z^0	133
	Canal contenant des bosons de Higgs	133
	Autres canaux	134
5.3.4	Désintégration des bosons de Higgs supersymétriques	135
	Bosons de Higgs neutres	136
	Bosons de Higgs chargés	138
5.3.5	Spectres de neutrinos issus du Soleil	139
5.3.6	Calcul des spectres dans DarkSusy	141
5.4	Résultats obtenus pour la Terre	142
5.5	Résultats pour le Soleil	147
5.6	Conclusion	151
6	Analyse du signal de neutralinos provenant du centre de la Terre	153
6.1	Première approche	153
6.2	Les outils de simulation	154
6.2.1	Les générateurs d'événements	154
6.2.2	Simulation du détecteur	156
6.2.3	Pré-sélection avant reconstruction : <i>Faust</i>	158
6.2.4	Reconstruction : <i>Posidonia</i>	159
6.3	Tri des évènements	160
6.3.1	Evènements engendrés	160
6.3.2	Evènements reconstruits	161
6.3.3	Sélection des évènements	162
6.4	Analyse du signal	164
6.4.1	Méthode employée : la pondération	164
6.4.2	Neutrinos atmosphériques	166
6.4.3	Flux doublement différentiel	167
	Dépendance angulaire	168
	Dépendance en énergie	170
6.4.4	Résolution angulaire obtenue	171

6.5	Surfaces effectives	173
6.5.1	Surface effective obtenue pour le signal	173
6.5.2	Surface effective obtenue pour le bruit de fond atmosphérique	174
6.5.3	Surface effective muonique	175
6.6	Limites obtenues	177
6.7	Perspectives	179
6.8	Conclusion	182
	Conclusion	183
	Bibilographie	185

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Messieurs Daniel Huss et René Blaes de m'avoir accueilli au sein du Groupe de Recherche en Physique des Hautes Energies (GRPHE) de Mulhouse à la fois comme Directeur de Thèse et comme Directeurs du laboratoire.

Je remercie sincèrement Messieurs Luciano Moscoso et Gérard Sajot d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Leurs conseils avisés ont beaucoup apporté au manuscrit.

Je remercie Messieurs Bernard Ille et Houmani El Mamouni qui m'ont fait l'honneur de faire partie du jury de cette thèse.

M. Yan Benhammou a aussi joué un rôle important pendant la première partie de ce travail. Nous avons appris ensemble les diverses subtilités de la physique de la matière sombre et il m'a donné de nombreux conseils lors du travail sur Neutdriver. Nous nous sommes supporté dans le même bureau durant ces 3 années. Je tiens donc à le remercier de son aide à mes débuts, cela m'ayant permis d'acquérir suffisamment d'autonomie pour finir cette thèse.

Je remercie également Mme Charling Tao qui m'a beaucoup apporté au cours de mes déplacements à Marseille ainsi que lors de nos nombreuses conversations téléphoniques. Son expérience ainsi que ses idées ont contribué activement à mon travail.

Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude à Mme Olga Suvorova qui, par ses nombreux conseils, nos discussions et son soutien, m'a permis d'achever cette thèse.

Je souhaite exprimer ici mes remerciements à tous les membres du GRPHE pour leur bonne humeur, les nombreuses discussions d'enseignement ou de physique, leur soutien, l'aide informatique oh combien utile, etc. Il s'agit de Arnould Albert, Yan Benhammou, François Charles, Frédéric Drouhin, Jean-Pierre Ernenwein, Jean-Charles Fontaine, Nicolas Girard sans oublier notre chef à tous, René Blaes.

Je remercie aussi sincèrement toutes les personnes que j'ai pu cotoyer au sein de la Collaboration ANTARES et aussi à l'IReS. Je voudrais citer notamment Mme Chantal Racca qui était toujours là pour aider à la relecture du manuscrit, ses conseils et ses encouragements. Je pense aussi au reste de l'équipe ANTARES de l'IReS, Jean-Michel, Jean-Pierre et Sophie, sans oublier toutes les personnes du 1^{er} et 2nd étage du bâtiment 21.

Un grand merci aussi à Josiane, Monique et Sylvie pour leur formidable travail.

J'en viens maintenant à la dernière partie de ces remerciements. J'exprime ici toute ma gratitude à ma famille. Ils m'ont tous toujours soutenus, je pense à mes parents bien

sur, sans qui je ne serai pas là, ma soeur Sandrine et mon beau-frère Philippe (ainsi que mes deux nièces) de même que ma grand-mère maternelle. Ils ont toujours été là y compris dans les moments difficiles et je ne les remercierai jamais assez pour cela. Mes amis ont eu aussi leurs parts de doutes, d'hésitations mais aussi de bons moments et ils ont toujours été disponibles et à mon écoute. Je pense bien sûr à Marie, Sylvie et Stéphane, Céline, Sylvie, Alexandra et Julien, Olivier et Christelle, Thomas, François et Aurélia et enfin Bernard. Je les remercie du fond du coeur. Sans oublier ceux avec qui j'ai passé de très bons moments et qui, sans le savoir, ont contribué à ce travail de thèse. Il s'agit de Anne, Antoine, Thierry, Olivier, Valérie, Sylvie et Francis et Marie-Pierre.

Je pense aussi à Monique et Michel, Sylvie et Olivier, Stéphanie et Laurent. Ils m'ont accueilli à bras ouverts il y a maintenant un peu plus d'un an. Ils ont été présents dans les pires moments ; leur soutien et leur intérêt m'ont beaucoup apporté.

Mon dernier remerciement s'adresse à Frédéric qui partage ma vie. Il a toujours été là durant ces 3 ans ; nos longues discussions, son incessant soutien, sa patience sans cesse mise à rude épreuve ainsi que ses conseils m'ont toujours été précieux. Qu'il sache par ces quelques mots combien je l'en remercie infiniment (certainement jamais assez !) et combien je tiens à lui.

Enfin, merci à tous ceux que j'oublie.

A ma famille,

Introduction

La très faible interaction des neutrinos avec la matière entraîne que, s'ils sont détectés, ils peuvent permettre l'exploration de sources éloignées de l'Univers. En effet, les photons de haute énergie sont absorbés par le fond de rayonnement cosmologique, le fond diffus infra-rouge ou radio (effet GZK). Les protons sont, quant à eux, déviés par les champs magnétiques intergalactiques perdant ainsi l'information de la provenance de ces particules et les neutrons ont une durée de vie trop courte pour se propager sur de telles distances. Il reste le neutrino comme messenger possible pour l'étude de telles régions éloignées de l'Univers. Les neutrinos étant des particules neutres, de faible masse et interagissant peu avec la matière, ils permettent alors l'observation de l'Univers sur une très large gamme d'énergie. C'est dans cette optique que la construction du télescope à neutrinos Antarès (Astronomy Neutrino Telescope with Abyss environmental RESearch) a été décidée. Un tel détecteur est sensible à la lumière Cherenkov créée par les muons (issus des neutrinos) lors de leur passage dans le milieu de détection, l'eau de mer dans le cas d'Antarès.

Le principal objectif de ce travail de thèse est de déterminer la sensibilité du détecteur Antarès lorsque l'on se situe à basse énergie et plus particulièrement la sensibilité du télescope à la matière sombre de notre Univers. En effet, les recherches effectuées durant ces dernières années tendent à montrer que la majeure partie de la masse de l'Univers est non-lumineuse et donc difficilement détectable par les méthodes usuelles. Cette matière sombre pourrait être constituée, tout au moins en partie, d'une particule supersymétrique, si elle existe et si elle est la particule supersymétrique la plus légère dans ce modèle, le neutralino. Ces modèles supersymétriques se situent au delà du Modèle Standard. La supersymétrie entraîne l'existence de nombreuses nouvelles particules associées à celles déjà connues.

Cependant, on ne peut pas détecter ces neutralinos directement avec un télescope tel qu'Antarès étant donné qu'il ne détecte que de la lumière Cherenkov. Par contre, les neutralinos, s'ils existent, peuvent se trouver gravitationnellement piégés au centre de structures massives telles que le Soleil, la Terre et le Centre Galactique. Il y a alors un phénomène de concentration de neutralinos au centre de ces structures à tel point qu'ils finissent par s'annihiler au repos. Les désintégrations des produits d'annihilation peuvent alors être des neutrinos énergétiques, détectables par des télescopes à neutrinos tels qu'Antarès.

Le premier chapitre de cette thèse commence par une brève introduction à la physique du neutrino, puis présente les deux principales indications (théorique et

expérimentale) de présence de matière sombre dans l'Univers. La partie suivante présente, plus en détails, l'intérêt d'un télescope à neutrinos et le principe de détection. Ce chapitre se termine par une brève présentation des autres expériences de même type qu'Antarès ainsi que leurs derniers résultats au sujet de la matière sombre, sujet principal de cette thèse.

Le second chapitre présente le détecteur Antarès de façon très détaillée dans la mesure où il constitue la version finale qui sera déployée dès 2003. Une partie est consacrée à la caractérisation du milieu marin, caractérisation qui a été cruciale dans le choix du site de l'expérience. Cette partie était nécessaire pour introduire le chapitre suivant consacré au démonstrateur d'Antarès immergé en Novembre 1999 et dont l'analyse des données de bioluminescence ainsi que celle du mesureur de vitesse de courant sont présentés. Ceci représente une première partie de mon travail de thèse et constitue le chapitre 3.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à la physique à basse énergie et plus particulièrement à la matière sombre.

La théorie relative à la supersymétrie et plus particulièrement la physique du neutralino telle que nous la supposons dans la suite de l'analyse est présentée dans le chapitre 4. Le chapitre 5 explique le travail effectué sur le générateur de la physique de la matière sombre disponible à cette époque ainsi qu'une comparaison faite entre ce générateur et un deuxième alors rendu public. Le dernier chapitre de la thèse est consacré à la détermination de la sensibilité du détecteur Antarès selon les hypothèses prises au sein du groupe de travail consacré à cette physique. Avant d'expliquer et d'obtenir cette sensibilité, tout un travail de comparaison et de compréhension des outils informatiques disponibles dans la collaboration est présenté. L'ultime résultat est la comparaison de la sensibilité d'Antarès à celle des autres expériences.

Chapitre 1

Possibilités offertes aux télescopes à neutrinos

L’astronomie gamma a permis de découvrir et d’observer des phénomènes inconnus tels que les sursauts gamma mais ces observations sont limitées en énergies. En effet, à partir d’une certaine énergie, les photons interagissent avec la matière et avec les rayonnements Infra-rouge et cosmologique. Les seules observations possibles, par astronomie gamma, se limitent donc à des zones de l’Univers proche (dimension de l’ordre de la Galaxie). De plus, les photons étant absorbés par la matière, ils ne permettent pas l’exploration des milieux denses [1].

Les neutrinos étant électriquement neutres, les champs magnétiques ne peuvent pas les dévier. De plus, ils n’interagissent que très faiblement avec la matière. Ils vont donc permettre d’observer des sources lointaines et denses tout en conservant la directionnalité de leur source. On parle alors d’astronomie neutrinos.

Ce chapitre introduit la théorie relative au neutrino : le Modèle Standard électrofaible et les oscillations neutrinos. Nous montrerons aussi que les neutrinos pourraient permettre de mettre en évidence la matière sombre qui constitue 90% de l’Univers. Les sources principales et potentielles de neutrinos sont passées en revue. Les deux dernières parties du chapitre sont consacrées aux télescopes à neutrinos : principe de détection et principales expériences. Le chapitre donne aussi les derniers résultats des télescopes à neutrinos vis-à-vis de la matière sombre, sujet principal de ce travail de thèse.

1.1 Le Modèle Standard et le neutrino

1.1.1 La mise en évidence du neutrino

Le neutrino est une particule électriquement neutre avec une faible masse [2]. Dans les années 30, W.Pauli proposa l’existence d’une telle particule afin d’expliquer l’énergie manquante existante dans la désintégration β (équation 1.1). En effet, le

spectre en énergie observé des électrons émis lors d’une désintégration β n’était pas discret mais continu jusqu’à la valeur attendue. A cette époque, les seules particules connues étaient le proton et l’électron [3].

$$\begin{aligned} A(Z, N) &\rightarrow A'(Z + 1, N - 1) + e^- + \bar{\nu}_e \\ n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \end{aligned} \quad (1.1)$$

Cette hypothèse d’une nouvelle particule permettait alors de respecter le principe de conservation de l’énergie. Quelques années plus tard, E. Fermi utilise cette notion pour développer sa théorie sur la désintégration β du neutron (équation 1.1). Dans les années 50, Reines et Cowan mettent en évidence le neutrino électronique [4]. Reines obtient d’ailleurs le prix Nobel pour cette découverte en 1995. Le neutrino muonique est découvert en 1962 [5] et ce n’est que récemment que le neutrino tauique a été observé [6].

Le Modèle Standard, modélisant avec succès la physique des particules, comprend douze particules élémentaires : trois générations de quarks et de leptons, particules de spin 1/2.

$$\begin{aligned} Q = +2/3 : & \quad u \quad c \quad t \\ Q = -1/3 : & \quad d \quad s \quad b \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Ces trois générations ont des propriétés de jauge identiques et ne diffèrent qu’en masse. Les leptons chargés subissent les interactions électromagnétique, faible et gravitationnelle. Parmi ces douze particules, seuls les neutrinos sont sans masse dans le cadre du Modèle Standard. Etant électriquement neutres, les neutrinos n’interagissent avec la matière que par interaction faible. Les neutrinos électroniques sont créés surtout par désintégration β . Le processus inverse les absorbe (équation 1.2).

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.2)$$

1.1.2 L’interaction électrofaible

Le Modèle électrofaible Standard repose sur le groupe de jauge $SU(2) \otimes U(1)$ avec les bosons de jauge W_μ^i , $i=1, 2, 3$ et B_μ pour $SU(2)$ et $U(1)$ respectivement. Les constantes de couplage respectives sont g et g' . Les champs de fermions gauches $\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix}$ de la i -ème famille de fermions se transforment comme des doublets sous $SU(2)$, où $d_i' \equiv \sum_j V_{ij} d_j$; d_j sont les quarks “down” et V est la matrice de mélange CKM (Cabibbo, Kobayashi et Maskawa, matrice de passage des états propres de masses des quarks aux états propres de l’interaction faible [7]). Les champs de fermions droits sont des singlets de $SU(2)$. Dans le modèle minimal, il y a trois familles de fermions, quatre bosons (W^+ , W^- , γ et Z) ainsi qu’un doublet de Higgs complexe $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$. C’est le mécanisme de Higgs qui génère la masse des leptons chargés

(ainsi que celle de toutes les autres particules). Après brisure spontanée de symétrie, le Lagrangien des champs de fermions s'écrit [8] :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_F = & \sum_i \bar{\psi}_i \left(\not{\partial} - m_i - \frac{gm_i H}{2M_W} \right) \psi_i \\
 & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i \\
 & - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \\
 & - \frac{g}{2\cos(\theta_W)} \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

$\theta_W = \cot g'/g$ est l'angle de mélange faible (angle de Weinberg) et $e = g \sin \theta_W$ est la charge électrique du positron.

$A = B \cos \theta_W + W^3 \sin \theta_W$ est le champ du photon.

On définit aussi $W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$ et $Z = -B \sin \theta_W + W^3 \cos \theta_W$ comme les champs des bosons de jauge massifs chargés et neutres respectivement.

T^+ et T^- sont les opérateurs d'isospin faible tandis que q_i est la charge de ψ_i en unité de e . Le premier terme comprend trois contributions : une contribution cinématique, une contribution due aux masses des fermions et la dernière correspondant au couplage du boson de Higgs aux fermions. Le second terme du Lagrangien est l'interaction faible courant chargé (échange d'un $W^\pm$ lors de l'interaction). Le troisième terme décrit l'interaction électromagnétique (échange d'un photon) et le dernier terme correspond à l'interaction faible courant neutre (échange d'un Z^0). m_i est la masse du i -ème fermion ψ_i et H est le boson scalaire physique de Higgs restant après la brisure spontanée de symétrie. Les neutrinos jouent un rôle particulier dans la théorie électrofaible $SU(2) \otimes U(1)$: Tandis que les neutrinos d'hélicité gauche appartiennent à des doublets sous $SU(2)$

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_{l_i} \\ l_i^- \end{pmatrix}, \quad l_i = \{e, \mu, \tau\}, \tag{1.4}$$

les neutrinos d'hélicité droite sont des singlets de $SU(2)$. En effet, l'interaction faible violant la parité, seuls les neutrinos gauches et les anti-neutrinos droits peuvent subir l'interaction faible. La charge électromagnétique Q et l'hypercharge Y de $U(1)$ suivent la relation

$$Q = T_3 + Y, \tag{1.5}$$

T_3 étant la troisième composante de l'isospin faible. Les neutrinos étant électriquement neutres, les neutrinos de chiralité droite n'ont pas de charge $SU(2) \otimes U(1)$. Les seuls neutrinos produits par interaction faible sont donc de chiralité gauche et on ne peut détecter les neutrinos de chiralité droite qu'indirectement, comme, par exemple, par l'existence d'une masse pour les neutrinos.

Afin de discuter comment les neutrinos peuvent acquérir une masse dans le Modèle Standard, il est nécessaire d'introduire la notion de masse des fermions en théorie des champs. Le terme de masse d'un fermion décrit par un champ ψ et son conjugué $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ est

$$\mathcal{L}_{masse} = -m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) = \mathcal{L}^{Dirac}, \tag{1.6}$$

avec

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi ; \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \quad (1.7)$$

Ce terme confère aux particules et aux anti-particules la même masse m . Ce terme de masse est le seul terme de masse possible pour toute particule invariante de jauge.

Pour les neutrinos, qui sont électriquement neutres, il est possible de voir apparaître d'autres termes de masse contenant des champs de neutrinos (ou d'anti-neutrinos). Ce nouveau terme viole la conservation du nombre leptonique mais est permis par invariance de Lorentz ; il est encore appelé terme de masse de Majorana.

$$\mathcal{L}_{masse} = -m(\bar{\psi}_L^c \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_L^c) = \mathcal{L}_L^{Majorana} \quad (1.8)$$

Dans cette expression, $\bar{\psi}_L^c$ est le champ conjugué de charge. Les états propres de masse sont alors des particules de Majorana, c'est-à-dire qu'elles sont leurs propres anti-particules. Ce terme peut apparaître sans neutrino de chiralité droite mais si ce dernier existe, il peut acquérir un terme de masse identique.

$$\mathcal{L}_{masse} = -m(\bar{\psi}_R^c \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_R^c) = \mathcal{L}_R^{Majorana} \quad (1.9)$$

On peut donc écrire le Lagrangien général, valable pour les neutrinos, comme une combinaison de ces différents Lagrangiens de masse et le mettre sous la forme

$$\mathcal{L}_{masse}^\nu = -\frac{1}{2} \left[(\bar{\nu}_L^c \bar{\nu}_R) \begin{pmatrix} m_L^M & (m^D)^T \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} \right] + \text{hermitique conjugué (h.c.)} \quad (1.10)$$

Pour trois générations de neutrinos, les six états propres de masses m_i sont les valeurs propres de la matrice 6×6

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_L^M & (m^D)^T \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Comme $\mathbf{M}$ n'est pas forcément hermitienne, sa diagonalisation nécessite une transformation unitaire

$$U_R^\dagger M U_L = M_{diag} \quad (1.12)$$

où U_L et U_R sont des matrices unitaires 6×6 . On peut aussi définir de nouveaux champs η_L et η_R par

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} = U_L \eta_L ; \quad \psi_R = \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} = U_R \eta_R \quad (1.13)$$

Ce sont les états propres de masse. Maintenant, plaçons-nous dans le cas simple d'une seule et unique famille de neutrinos et supposons de plus que $m_L^M = 0$ et que $m_R^M \gg m^D$. Alors la matrice M , 2×2 , peut s'écrire

$$M = \begin{pmatrix} 0 & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Cette matrice a deux valeurs propres données approximativement par $m_1 \simeq m_R^M$ et par $m_2 \simeq -m^D/m_R^M$. m_1 correspond à un neutrino droit d'état de masse lourd et m_2 à un neutrino gauche d'état propre léger. De plus, il est naturel de supposer que la masse

Dirac m_D est du même ordre de grandeur que la masse du lepton chargé associé. On obtient ainsi une hiérarchie de masse pour les leptons :

$$(m_\nu)_{léger} \sim m_l \left(\frac{m_l}{m_R^M} \right) \ll m_l \ll (m_\nu)_{lourd} \sim m_R^M \quad (1.15)$$

Donc, s'il existe une échelle de masse associée aux neutrinos d'hélicité droite (m_R^M) et indépendante de l'échelle du groupe $SU(2) \otimes U(1)$, on peut s'attendre à ce que les masses des neutrinos soient petites par rapport aux masses des leptons chargés. Ce mécanisme de hiérarchie de masses est communément appelé le mécanisme de "see-saw" [9], [10]. En généralisant le raisonnement précédent, on peut facilement obtenir ce mécanisme de hiérarchie pour les trois familles de neutrinos.

Certaines mesures directes de masse des neutrinos n'ont donné que des limites supérieures (équation 1.16) [12].

$$\begin{aligned} M_{\nu_e} &< 3 \text{ eV} \\ M_{\nu_\mu} &< 0,19 \text{ MeV (90\% de niveau de confiance (CL))} \\ M_{\nu_\tau} &< 18,2 \text{ MeV (95\% CL)} \end{aligned} \quad (1.16)$$

1.1.3 Oscillation de neutrinos

Le phénomène d'oscillation peut se produire si les masses des neutrinos ne sont pas nulles et si les champs de saveur sont un mélange des champs massifs. Il s'agit d'un changement de saveur d'un neutrino au cours du temps. On peut écrire

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |i\rangle, \quad (\alpha = e, \mu, \tau, \dots), \quad (1.17)$$

Ici $|i\rangle$ est le vecteur correspondant au neutrino de masse m_i et d'énergie E_i .

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + \vec{p}^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p}, \quad (m_i^2 \ll p^2) \quad (1.18)$$

L'état $|i\rangle$ est un état propre de l'Hamiltonien libre H_0 :

$$H_0 |i\rangle = E_i |i\rangle \quad (1.19)$$

La relation 1.17 implique que les états de saveur des neutrinos sont des superpositions des états de masses. Cela est valable uniquement si les différences entre les masses sont faibles.

Si à $t = 0$, un neutrino est dans l'état $|\nu_\alpha\rangle$, la probabilité de transition de cet état vers un état $|\nu_\beta\rangle$ à un temps t est donnée par :

$$\begin{aligned} \langle \nu_\beta | e^{-iH_0 t} | \nu_\alpha \rangle &= \sum_i \langle \nu_\beta | i \rangle e^{-iE_i t} \langle i | \nu_\alpha \rangle \\ &= \sum_i U_{\beta i} e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* \end{aligned} \quad (1.20)$$

A partir de l'expression 1.20 et utilisant l'unitarité de la matrice de mélange, la probabilité de transition entre un état $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ peut s'écrire :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \delta_{\beta\alpha} + \sum_i U_{\beta i} (e^{-i\Delta m_{i1}^2 \frac{L}{2p}} - 1) U_{\alpha i}^* \right|^2 \quad (1.21)$$

Dans cette équation, $L \simeq ct$ est la distance entre la source de neutrinos et le détecteur. $\Delta m_{i1}^2 = m_i^2 - m_1^2$ (dans le modèle du “seesaw”, on considère que les masses des neutrinos satisfont la relation $m_1 \ll m_2 \ll m_3$). La probabilité de transition $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ peut s'écrire de la même façon :

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = \left| \delta_{\beta\alpha} + \sum_i U_{\beta i}^* (e^{-i\Delta m_{i1}^2 \frac{L}{2p}} - 1) U_{\alpha i} \right|^2 \quad (1.22)$$

Cependant, l'invariance sous CPT nous permet d'écrire :

$$P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \quad (1.23)$$

Si $\Delta m_{i1}^2 < p/L$, alors les oscillations neutrinos ne peuvent être observées (car, on a alors $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$). Il est donc nécessaire, pour les observer, que $\Delta m_{i1}^2 \geq p/L$.

Plaçons-nous dans le cas d'une oscillation à deux saveurs. Dans ce cas, la matrice de mélange unitaire U s'écrit :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

θ représente l'angle de mélange entre les deux saveurs concernées. A l'aide de 1.23 et de 1.24, on obtient :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) \\ &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2p} \right) \quad (\beta \neq \alpha) \end{aligned} \quad (1.25)$$

Dans l'expression précédente, $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ et α, β peuvent prendre les valeurs e, μ ou μ, τ , etc. On peut encore ré-écrire l'expression 1.25 comme :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos 2.54 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right) \quad (1.26)$$

où L est la distance en m , E est l'énergie du neutrino en MeV et Δm^2 est la différence du carré des masses en eV^2 . Pour la longueur d'oscillation, on a, d'après 1.25 et 1.26, la relation :

$$L_0 = 4\pi \frac{E}{\Delta m^2} = 2.47 \frac{E(MeV)}{\Delta m^2(eV^2)} m \quad (1.27)$$

Donc, dans le cas simple d'oscillations entre deux saveurs, la probabilité de transition entre deux saveurs de neutrinos dépend de $\sin^2 2\theta$ qui est l'amplitude d'oscillation et

de Δm^2 qui caractérise la longueur d'oscillation. La condition nécessaire pour que les oscillations soient observables est :

$$\Delta m^2 \frac{L}{E} \geq 1. \quad (1.28)$$

Donc plus la valeur du paramètre L/E est grande, plus l'expérience de détection d'oscillations sera sensible à la valeur de Δm^2 . L'expérience Super-Kamiokande obtient, pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\Delta m^2 = 1,7 \sim 4.10^{-3} \text{eV}^2$ et $\sin^2 2\theta > 0,89$ à 90 % de degré de confiance. Nous procéderons à un état des lieux des différentes expériences d'oscillations de neutrinos lorsque nous donnerons la sensibilité d'Antarès aux oscillations neutrinos.

1.2 La matière sombre

Une des énigmes actuelles en physique est le problème de la matière sombre dans l'Univers. La plupart des astronomes, cosmologistes et physiciens des particules sont convaincus qu'environ 90% de la masse de l'Univers est due à une forme de matière non-lumineuse, appelé encore la "matière noire". Même si ce concept a été suggéré dès 1933 par Zwicky, nous ne connaissons toujours pas sa composition.

1.2.1 Cosmologie

La densité cosmologique d'un objet est généralement décrite à l'aide du paramètre Ω :

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (1.29)$$

ρ est la densité de l'objet considéré et ρ_c est la densité critique définie par :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G_N} \quad (1.30)$$

où H_0 est la valeur actuelle du paramètre de Hubble, entre 50 et 80 $\text{km.s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ [12]. Cette constante contraint l'estimation de la taille et de l'âge de l'Univers et G_N est la constante de gravitation ($G_N = 1/\text{M}_{Pl}^2$).

$\Omega < 1$ décrit un Univers toujours en expansion, $\Omega > 1$ correspond à un Univers fermé finissant et $\Omega = 1$ représente un Univers "plat". Les observations récentes (BOOMERANG, [11]) favorisent $\Omega = 1$:

$$\Omega = 1.07 \pm 0.06 \quad (1.31)$$

Cette valeur a été mesurée grâce à l'étude des anisotropies du fond cosmologique de photons de température de 2,7 K. De plus, cette valeur de Ω , proche de 1, est prédite par la théorie de l'inflation (théorie qui propose que dans un temps compris entre 10^{-42} et 10^{-35} s après l'origine, l'Univers est passé de la taille d'une bille de moins de 1 cm

à celle d’une immense “bulle” large de milliards de kilomètres).

On peut en déduire la valeur actuelle de ρ_c :

$$\rho_c = 5.10^{-6} \text{ GeV cm}^{-3}$$

Ω_{total} a deux composantes :

$$\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda \simeq 1 \quad (1.32)$$

où $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2$ (Λ la constante cosmologique des équations de relativité générale d’Einstein, $\Lambda = 8\pi G_N \rho_{vide}/c^4$, [12]) et Ω_M , la densité cosmologique de la matière. Les limites inférieure et supérieure sur Λ donnent ρ_{vide} étonnamment faible :

$$\rho_{vide} \leq 10^{-46} \text{ GeV}^4$$

Les résultats des études sur les supernovae de type Ia [13] combinées avec celles de BOOMERANG donnent :

$$\begin{aligned} \Omega_M &\leq 0.3 \\ \Omega_\Lambda &\simeq 0.7 \end{aligned} \quad (1.33)$$

Certaines contributions à la densité sont bien déterminées :

- Les photons du fond cosmologique ont une énergie d’environ $7 \cdot 10^{-13} \text{ GeV}$, ce qui correspond à :

$$\rho_\gamma = n_\gamma \langle E \rangle = 3 \cdot 10^{-10} \text{ GeV.cm}^{-3} \simeq 6 \cdot 10^{-5} \rho_c \quad (1.34)$$

- Pour les neutrinos, ils ont une densité moyenne de 100 cm^{-3} et par espèce et donc :

$$\rho_\nu = \sum_\nu n_\nu m_\nu < 7.10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-3} \simeq 0.15 \rho_c \quad (1.35)$$

- La Nucléosynthèse Primordiale indique que la densité totale de baryons est de l’ordre de $4 \cdot 10^{-2}$ [12]. Or, les baryons visibles (les étoiles) ne représentent qu’une densité de l’ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ [12]. Cette contribution baryonique n’est pas suffisante pour obtenir $\Omega_{baryons}$ total. Une deuxième contribution est nécessaire et est formée par les baryons sombres.

D’autre part, si on somme les contributions des photons, des neutrinos ainsi que celle des baryons, on n’obtient pas la valeur attendue pour Ω_M ce qui indique la présence d’une matière sombre, c’est-à-dire visible uniquement par ses effets gravitationnels. Ceci est une évidence de l’existence de la matière sombre non-baryonique.

1.2.2 Galaxies

Pour calculer la vitesse de rotation des étoiles ou des nuages d’hydrogène situés loin du centre galactique, il suffit d’utiliser les lois de Newton, valables aussi pour des distances galactiques. Pour une distance moyenne, r , entre la planète et le centre du soleil, les lois de Newton impliquent :

$$\frac{v^2(r)}{r} = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.36)$$

où $v(r)$ la vitesse moyenne de la planète, $G_N = 6.6710^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ est la constante de Newton et $M(r)$ est la masse totale à l'intérieur de l'orbite. On obtient :

$$v(r) = \sqrt{\frac{G_N M(r)}{r}} \quad (1.37)$$

Donc après un certain rayon, $v(r)$ décroît lorsque le rayon croît si $M(r)$ est constant. Cette relation est valable pour les galaxies : on peut supposer une distribution de masse sphérique voire ellipsoïdale et ainsi estimer la vitesse de rotation de la galaxie considérée. Ainsi, si la masse de la galaxie est concentrée dans sa partie visible, on s'attend à observer un comportement du type :

$$v(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}} \quad (1.38)$$

pour des distances éloignées du rayon “visible”. Au lieu de cela, on constate en mesurant la vitesse de rotation d'une galaxie par effet Doppler que cette vitesse atteint une valeur constante comprise entre 100 km.s^{-1} et 200 km.s^{-1} et ce, aussi loin du centre de la galaxie que l'on ait pu mesurer (figure 1.1). Cela signifie que, à de grandes distances, le

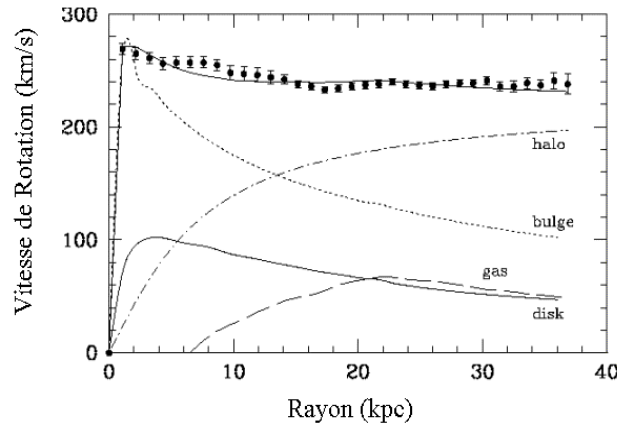


FIG. 1.1 – *Vitesse de rotation du nuage de la galaxie NGC-7331 en fonction de la distance au centre.*

rapport $M(r)/r$ est à peu près constant et donc que la masse de la galaxie (à l'intérieur du rayon r) augmente linéairement avec r . La figure 1.1 présente ce phénomène. Si on additionne la vitesse de rotation mesurée du disque ainsi que celle du gaz, on n'obtient pas la distribution mesurée pour la galaxie. En introduisant un halo composé de matière non-lumineuse, ou encore de matière noire, cela complète les contributions du disque et du gaz pour obtenir celle de la galaxie. Ce phénomène a déjà été observé pour une centaine de galaxies [14]. Ce type d'analyse implique que 90 % de la masse dans les galaxies est sombre.

1.2.3 Composition de la matière sombre

Dans cette partie, nous allons dénombrer les candidats les plus probables à la matière noire. En particulier, j'expliquerai que les objets baryoniques, c'est-à-dire formés de protons et de neutrons comme le gaz, les naines brunes, etc., peuvent être des constituants de la matière sombre mais que d'autres candidats (non-baryoniques) sont aussi nécessaires. Même si la physique des particules et le Modèle Standard offrent de nombreux candidats, nous avons besoin des extensions du Modèle Standard pour permettre l'existence de particules non-baryoniques pouvant contribuer à la matière sombre. Détecter de la matière non-baryonique serait une preuve que la physique au delà du Modèle Standard est réelle. Je montrerai aussi que les WIMPs (particules massives interagissant faiblement avec la matière) sont de bons candidats, en particulier le neutralino, une particule prédite par l'extension supersymétrique du Modèle Standard. Nous détaillerons plus cette partie ainsi que le modèle de neutralinos utilisé dans le chapitre 4.

Cette matière est sombre dans la mesure où elle n'émet et n'absorbe que peu ou pas de radiations électro-magnétiques.

les candidats baryoniques : Comme la matière ordinaire est baryonique, il est normal de supposer la matière sombre l'est elle-aussi. La contribution du gaz n'est pas suffisante pour rendre compte des courbes de rotation des galaxies spirales malgré une masse de gaz à peu près égale à celle des étoiles visibles. Les principaux candidats sont les MACHOs (Massive Compact Halo Objects) et regroupent les naines brunes et blanches, les étoiles à neutrons ainsi que les trous noirs. La Nucléosynthèse Primordiale, qui explique la formation d'éléments après le Big Bang, prenant en compte les quantités mesurées d'hélium, de deutérium et de lithium, impose des limites sur le nombre de baryons qui sont présents dans l'Univers [12] :

$$\Omega_{baryons} \leq 0.04 \quad (1.39)$$

Cette densité est trop faible et ne peut représenter toute la matière sombre présente dans l'Univers. On peut donc conclure que la matière baryonique pourrait constituer une partie de la matière sombre mais nous avons besoin d'autres candidats et de candidats composés de matière non-baryonique. Ce résultat est confirmé par les observations de MACHOs dans le halo de notre galaxie, grâce aux expériences de lentilles gravitationnelles (expériences MACHO [15] et EROS [16]). Leur contribution à la densité de matière sombre est faible.

Les neutrinos : Si les masses de neutrinos sont de l'ordre de 30 eV, ils peuvent contribuer de manière significative à la matière sombre non-baryonique de l'Univers. Ces neutrinos seraient des reliques du Big Bang et leur quantité dans l'Univers serait de l'ordre de :

$$\Omega_\nu \sim \frac{m_{\text{totale}}}{30 \text{ eV}} \quad (1.40)$$

avec m_{totale} , la somme des masses de tous les neutrinos.

Ils appartiennent à la partie "chaude" de la matière sombre dans la mesure où ils ont des vitesses relativistes lorsque les galaxies se sont formées [17]. Cependant la matière

sombre “chaude” seule ne reproduit pas correctement la structure observée de l’Univers. Un Univers dominé par des neutrinos produiraient de structures à grandes échelles et les plus petites se formeraient par fragmentation de ces gros objets. Un tel Univers serait donc composé de galaxies formées récemment. Cette échelle de temps semble incompatible avec l’idée actuelle d’évolution des galaxies.

Actuellement, la plupart des cosmologistes favoriseraient un modèle alternatif dans lequel les particules constituant la matière sombre seraient plutôt froides (non-relativistes) que chaudes. C’est le cas des axions et des neutralinos.

Les axions : Les axions sont des particules de spin 0. Ils ont été introduits afin de résoudre dynamiquement la violation de CP dans les interactions fortes [12]. L’axion ne se couple que très faiblement à la matière et son temps de vie est donc grand, plus grand que l’âge de l’Univers de plusieurs ordres de grandeur. Cela fait de l’axion un candidat à la matière sombre [18]. Il aurait été produit en grande quantité lors du Big Bang sous forme de condensat de Bose qui n’atteint jamais l’équilibre thermique. L’axion est alors toujours non-relativiste (matière sombre froide). Si l’axion est un composant significatif de la matière sombre, sa masse doit être de l’ordre de :

$$m_a \sim 10^{-5} \text{ eV} \quad (1.41)$$

Par analogie au π^0 [12], l’axion peut se coupler à deux photons. Une méthode de détection serait donc à travers sa conversion en deux photons dans un champ magnétique intense et externe [19].

Les WIMPs : Ce sont des particules massives interagissant faiblement avec la matière (WIMP pour Weakly Interacting Massive Particles en anglais). Nous ne présenterons dans ce chapitre que les aspects généraux, cette partie sera détaillée pour le cas du neutralino dans le chapitre 4 (une revue récente se trouve dans, par exemple, la référence [20]). La densité actuelle des WIMPs serait de :

$$\Omega_{WIMP} \simeq \frac{7 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} \quad (1.42)$$

avec σ_{ann} , la section efficace d’annihilation d’une paire de WIMPs en particules du Modèle Standard et v , la vitesse relative entre les deux WIMPs. Les WIMPs sont actuellement candidats à la matière noire : si cette nouvelle particule existe et subit l’interaction faible comme on la connaît, sa section efficace sera alors $\sigma \simeq \alpha^2/m_{faible}^2$ où $\alpha \simeq \mathcal{O}(10^{-2})$ est le couplage faible et $m_{faible}^2 \simeq \mathcal{O}(100 \text{ GeV}^2)$ est approximativement la masse du boson W associé au groupe $SU(2)$ du Modèle Standard. On obtient alors $\sigma \simeq 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$. Or à la température de “freeze-out”, température en dehors de laquelle les WIMPs ne sont plus produits, v est proche de la vitesse de la lumière c et donc on obtient :

$$\langle \sigma_{ann} v \rangle \simeq 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.43)$$

Cette valeur est remarquablement proche de celle nécessaire pour obtenir la densité observée dans l’Univers. Cela est donc une indication que la physique - nouvelle - à l’échelle faible nous fournit une solution fiable au problème de la matière sombre de l’Univers. Comme on le verra dans le chapitre 4, la supersymétrie est une théorie qui

introduit une nouvelle physique, précisément à l'échelle faible, et qui prédit qu'une nouvelle particule, le neutralino, pourrait être stable et ainsi constituer la matière sombre.

La recherche du neutralino en tant que particule supersymétrique constituant la matière sombre de l'Univers n'est pas l'objectif physique premier d'Antarès. Les principales études physiques sont la recherche de neutrinos provenant de sursauts gamma, de noyaux actifs de galaxies, d'astronomie neutrino de manière plus générale. Nous allons maintenant présenter brièvement la théorie de tels phénomènes physiques. Cependant l'expérience Antarès a la possibilité de détecter les oscillations des neutrinos ainsi que la matière sombre dans l'Univers, études à plus basse énergie. Ces études sont "gratuites" dans la mesure où le détecteur n'est pas construit pour ce genre d'études mais il est possible de les faire, alors pourquoi s'en priver ? Cette thèse a pour sujet la détection de neutralinos provenant de la Terre donc nous reviendrons sur ce sujet ultérieurement.

1.3 Astronomie neutrino

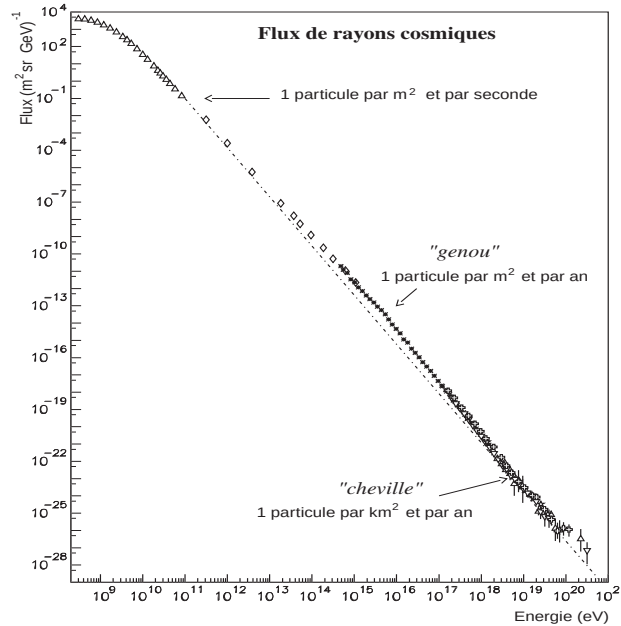


FIG. 1.2 – Spectre mesuré des rayons cosmiques. Les pointillés représentent un spectre en E^{-3} et servent de référence.

Les neutrinos proviennent de sources astrophysiques telles que les noyaux actifs de galaxies (AGN), les sursauts gamma et les neutrinos atmosphériques. Ces derniers constituent le principal bruit de fond des expériences d'astronomie neutrino mais permettent aussi de calibrer les flux observés.

L'idée de détecter les neutrinos muoniques en mesurant les muons induits par interac-

tion courant-chargé sur les noyaux

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + X \quad (1.44)$$

où N est noyau du matériau entourant ou constituant le détecteur, a été suggérée par Markov et Zheleznykh [21]

1.3.1 Le rayonnement cosmique primaire

Les “rayons cosmiques primaires” constituent un flux isotrope dans notre atmosphère terrestre. Le flux atmosphérique est d’environ $1000 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (essentiellement des muons) et suit un spectre en énergie relativement bien connu (figure 1.2) caractérisé par :

$$I(E) = \frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha} \text{ avec } \alpha \simeq \begin{cases} 2,7 & \text{pour } E < E_1 \\ 3,0 & \text{pour } E_1 < E < E_2 \\ 2,7 & \text{pour } E > E_2 \end{cases}$$

Ce spectre expérimental présente deux changements de pente. Le premier se situe à une énergie d’environ 10^{15} eV (E_1) et est communément appelé le “genou”. Le second, la “cheville”, se situe à environ 10^{19} eV (E_2). La question que l’on se pose est l’origine de ces particules de si haute énergie. Elles sont presque toutes chargées et sont donc déviées par les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques. Elles perdent ainsi l’information directionnelle de leur source, sauf les plus énergétiques sur lesquelles les champs magnétiques ont moins d’influence. Les particules ayant des énergies inférieures à celle du “genou” auraient une origine galactique tandis que celles d’énergies supérieures à celle de la “cheville” sont, vraisemblablement d’origine extra-galactique [22].

On observe que le flux des rayons cosmiques s’étend jusqu’à des énergies extrêmes d’environ 10^{20} eV . On sait peu de choses sur l’origine de ces particules de haute énergie et on a beaucoup de mal à expliquer les mécanismes capables de telles accélérations. De telles énergies sont, bien sûr, hors d’atteinte des accélérateurs et ce flux cosmique est un éventuel outil d’extension des champs d’observation en physique fondamentale vers les échelles de masse de grande unification.

1.3.2 Les photons

Les particules chargées subissant les champs magnétiques galactique et extra-galactique, leur détection ne nous renseigne pas sur leur provenance.

Le photon étant une particule neutre, sa trajectoire pointe sur sa source. C’est donc le messager “idéal” pour l’astronomie de haute énergie. Il a d’ailleurs permis des découvertes majeures sur plus de 18 ordres de grandeur en énergie. Le troisième catalogue EGRET [23] dénombre presque 300 sources entre 100 MeV et 20 GeV (dont le Grand Nuage de Magellan). Les télescopes à effet Cherenkov atmosphériques sont maintenant capables de distinguer les cascades électromagnétiques des cascades hadroniques, avec un seuil d’environ 300 GeV. On obtient ainsi les premières détections

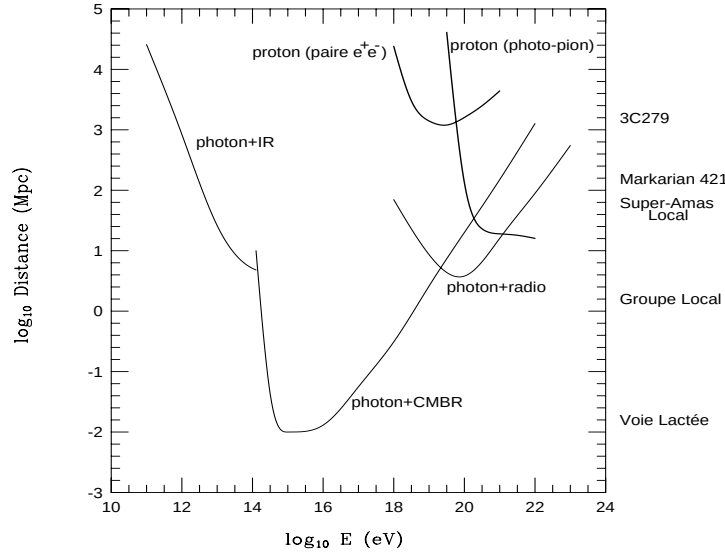


FIG. 1.3 – Cette figure représente la longueur moyenne d’atténuation des rayons gamma (traits fins) et des protons (en gras) dans l’Univers. Les processus d’absorption décrits dans le texte, le fond diffus cosmologique infra-rouge, micro-onde et radio sont pris en compte [25].

de sources de photons gamma d’énergies supérieures au TeV [24]. Cependant, plus les énergies sont élevées, plus la possibilité de détecter des photons diminue. Cette observation peut s’expliquer par l’interaction des photons avec la matière interstellaire comme les gaz ou les poussières, sur le fond micro-onde, fossile du Big Bang, sur le fond radioélectrique ainsi que sur le fond infra-rouge. Ce phénomène s’appelle l’effet Greisen-Zatsepin-Kuz’mín (GZK), [25], 1.3).

Les observations en rayons γ de haute énergie se limitent à des distances relativement proches de l’Univers et à des milieux peu denses en raison de l’absorption des γ par la matière. En effet, quelques centaines de grammes par centimètre carré de matière (gaz, poussières) suffisent à arrêter les photons ayant une énergie intéressante pour nous, physiciens des particules. De plus, les photons de hautes énergies qui voyagent à travers l’Univers, produisent des paires e^+e^- par interaction avec le fond diffus de photons via le processus :

$$\gamma_{\text{haute énergie}} + \gamma_{\text{fond diffus}} \rightarrow e^+e^- \quad (1.45)$$

La longueur d’atténuation des photons à travers l’Univers, due à ce processus est présentée sur la figure 1.3. La longueur d’atténuation des protons est également présentée pour le processus de production de pions qui donne la coupure GZK. Elle est également donnée pour la création de paires e^+e^- selon :

$$\begin{aligned} p_{\text{haute énergie}} + \gamma_{\text{fond diffus}} &\rightarrow p + \pi^0 \text{ ou } n + \pi^+ \\ p_{\text{haute énergie}} + \gamma_{\text{fond diffus}} &\rightarrow p + e^+e^- \end{aligned} \quad (1.46)$$

Pour éliminer cet effet, il faut donc utiliser des messagers neutres (pour garder la directionnalité) interagissant peu et c’est le cas des neutrinos. Cela nous permet alors

d'étudier les neutrinos provenant de sources situées hors de la Voie Lactée. D'autre part, les sources explorées peuvent être plus denses que celles permises par l'astronomie γ en raison de l'absorption des γ par la matière.

1.3.3 Intérêt de l'astronomie neutrino

Les mécanismes susceptibles de produire des neutrinos de haute énergie sont surtout des désintégrations leptoniques des hadrons telles que :

$$\begin{array}{ccccccc}
 p/\gamma + p/N \rightarrow & \pi^0 & & + \pi^+ & & + \pi^- & + \dots \\
 & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & \\
 & \gamma + \gamma & & \mu^+ + \nu_\mu & & \mu^- + \bar{\nu}_\mu & \\
 & & & \downarrow & & \downarrow & \\
 & & & e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu & & e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu &
 \end{array} \quad (1.47)$$

Leur observation permet de signer l'accélération des protons ou de nucléons ou la présence et la désintégration de particules massives (WIMPs par exemple). Des champs magnétiques intenses sont susceptibles de piéger les particules chargées (ions, protons, électrons) dans des zones de confinement. Par rayonnement synchrotron, les électrons perdent leurs énergies et produisent ainsi des photons de relativement basse énergie. Ces photons deviennent alors des cibles potentielles pour des protons de haute énergie. L'Univers est quasiment transparent pour les neutrinos. Ils vont donc pouvoir s'échapper des sources les plus compactes et traverser l'espace inter-galactique et les champs magnétiques qui l'entourent sans subir d'interaction. A titre d'exemple, la longueur d'atténuation d'un photon de 1 TeV est de quelques g cm^{-2} alors que celle d'un neutrino de même énergie est d'environ $3.10^{11} \text{ g cm}^{-2}$! En outre, les photons produits par désintégration de π^0 ne peuvent pas tous s'échapper en raison de l'opacité de certains milieux.

1.3.4 Les sources potentielles de neutrinos

On peut distinguer deux sources de production de neutrinos : les sources galactiques et extra-galactiques d'une part et les désintégrations de particules massives (physique des particules / cosmologie) d'autre part.

les sources galactiques :

Les neutrinos atmosphériques : L'interaction des rayons cosmiques primaires dans la haute atmosphère produit un flux important de neutrinos. Ce flux atmosphérique domine tous les autres flux possibles quelle que soit la source et ce sur plusieurs ordres de grandeur allant du MeV au TeV pour les neutrinos muoniques. Ce flux suit le spectre des rayons cosmiques jusqu'à 100 GeV avec un indice spectral de 2.7 (c'est-à-dire suivant $E^{-2.7}$). Au dessus de 100 GeV, les muons proviennent de la désintégration des mésons qui atteignent la surface de la Terre et sont arrêtés avant de se désintégrer.

Donc au dessus de 100 GeV, le spectre des neutrinos décroît plus rapidement. Au delà de 1 TeV, le flux moyenné sur tous les angles suit la relation :

$$\frac{d^2\Phi_{(\nu \text{ atm})}}{dE_\nu d\Omega} = 4.9 \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{-3.6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (1.48)$$

Les systèmes binaires : Ce sont des objets compacts, le plus souvent un trou noir ou une étoile à neutrons, accompagné d'une étoile lui transférant une importante quantité de masse. Ce sont les sources de rayons X les plus lumineuses. En présence d'un champ magnétique très intense (10^{12} G), celui de l'objet compact, le processus d'accrétion génère des chocs dans le plasma. Les protons deviennent alors fortement énergétiques par accélération stochastique. Le flux d'accrétion, l'étoile compagnon ou le vent stellaire très dense constituent des cibles où peuvent avoir lieu l'interaction de ces particules accélérées et donc la production de neutrinos. Le flux de neutrinos produits est alors comparable à un flux d'indice spectral égal à 2.

Des calculs de flux attendus de neutrinos provenant du système binaire appelé Cygnus X-3 ont été faits par plusieurs auteurs indépendamment les uns des autres [26]. Les résultats s'accordent à mieux qu'un facteur 2. Le flux total de muons montants pour une distance de 10 kpc est de $2\text{-}3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, c'est-à-dire 50 à 100 muons montants par km^2 par an pour un détecteur efficace à 100 %. A ce niveau, ces flux sont supérieurs à celui du bruit de fond atmosphérique pour $E_\mu \geq 100 \text{ GeV}$.

Les vestiges de Supernovae : Les explosions de Supernovae entraînent l'éjection d'une quantité importante de matière qui va accélérer les particules jusqu'à de hautes énergies (de l'ordre du PeV). Cette accélération suit le mécanisme de Fermi du premier ordre. L'interaction des protons avec la matière éjectée produit alors des neutrinos et des photons, provenant des désintégrations des pions chargés et des pions neutres respectivement [27], [28]. Cette production de neutrinos peut durer de un an à une dizaine d'années après l'explosion initiale sauf si les protons accélérés ne sont pas confinés dans le jet produit auquel cas le signal ne durera pas plus de deux ans [29]. Les Supernovae sont des phénomènes très rares.

Les neutrinos solaires : La température au centre du soleil est suffisamment élevée pour initier la combustion de l'hydrogène par la réaction primaire $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ qui produit les neutrinos dits ν_{pp} . Cette réaction initie le cycle de production de ${}^4\text{He}$ dont sont issus la quasi-totalité des neutrinos produits par le soleil :



La détection de neutrinos solaires est actuellement réalisée par quatre expériences, dont les différents seuils sont indiqués sur la figure 1.4. Ces seuils entraînent des sensibilités à une composition variable des types de neutrinos. Sur cette figure, nous pouvons distinguer une raie mono-énergétique attribuée aux neutrinos du béryllium (ν_{Be}) et un spectre à plus haute énergie provenant des neutrinos du bore (ν_B). Deux expériences radiochimiques au gallium (GALLEX [30] et SAGE [31]) sont particulièrement sensibles aux ν_{pp} et n'observent que environ 60% des neutrinos prédits par les modèles. Homestake, la première expérience de détection de neutrinos solaires sensible aux neutrinos de moyenne et de haute énergie, n'observe qu'un tiers du flux prédit. Quant à

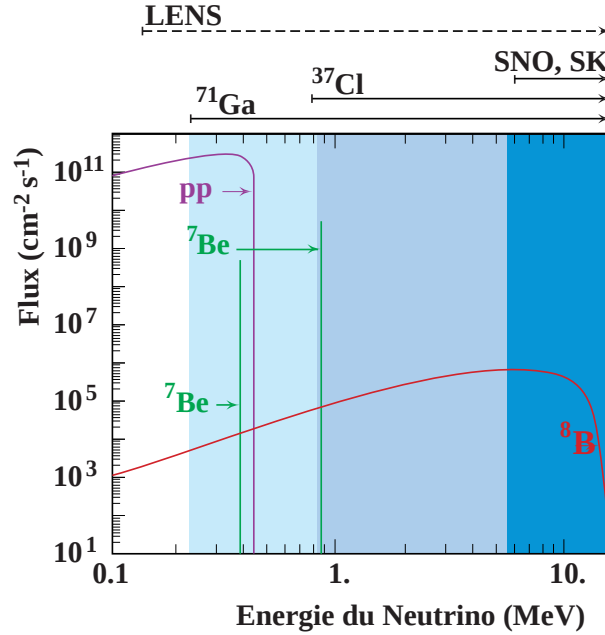


FIG. 1.4 – *Spectre en énergie des neutrinos solaires. Les seuils de sensibilité des expériences sont indiqués au dessus.*

l'expérience SuperKamiokande, elle n'est sensible qu'aux neutrinos les plus énergétiques et n'observe que la moitié du flux prédit. On mesure donc un déficit de neutrinos par rapport aux modèles solaires. L'oscillation des neutrinos expliquerait ce déficit : si les ν_e émis par le soleil se convertissent en ν_μ ou en ν_τ sur leur trajet, les détecteurs actuels n'y étant pas sensibles, cela induirait une diminution du taux de ν_e observé. Il existe quatre scénarii d'oscillations [32], [33].

Les neutrinos provenant du plan galactique : Il est possible d'estimer grossièrement les flux diffus de rayons gamma et de neutrinos provenant du disque galactique en convoluant le flux observé de rayons cosmiques avec un gaz interstellaire d'une densité donnée. La source est alors concentrée dans le disque de la galaxie et constituera ainsi la source secondaire de photons. L'observation de ce flux secondaire révèle des sources ponctuelles associés aux nuages ainsi qu'aux bras spiraux de la galaxie [35].

Les micro-quasars : Ce sont des sources capables d'accélérer des particules à des énergies extrêmement élevées qui pourraient contribuer à la production du rayonnement cosmique ainsi qu'à celle de neutrinos de hautes énergies [36].

les sources extragalactiques :

Les noyaux actifs de galaxies (AGN) : Ce sont les objets les plus lumineux dans l'Univers. En effet, leur luminosité varie entre 10^{42} et 10^{48} erg/s (unité usuelle pour la luminosité). On suppose qu'ils sont formés entre autres d'un trou noir d'une masse comprise entre 10^4 et $10^{10} M_\odot$. Ces fortes luminosités seraient dues à l'accrétion de

matière autour de ce trou noir. Il y a deux sortes de modèles possibles de production de neutrinos de haute énergie : les modèles génériques et les modèles de jet. Dans les modèles génériques, les neutrinos résultent de l'interaction des protons avec la matière dans le disque d'accrétion ou le champ de rayonnement ambiant. A cause du champ de radiation, ces sources sont opaques et ne donnent aucun flux de rayons cosmiques hormis des flux de neutrinos. Les flux prédits de neutrinos peuvent être très élevés [37]. Dans les modèles de jets [38], deux mécanismes de production de neutrinos sont considérés. Dans les régions intérieures des jets, des protons interagissent avec le rayonnement ambiant émis par le disque d'accrétion ou produit comme rayonnement synchrotron dans les jets (interaction $p\gamma$). A la fin des jets, dans les *hotspots*, des protons interagissent entre eux ou avec d'autres protons de la matière ambiante (interaction pp).

En résumé, les prédictions dépendent des modèles utilisés pour comprendre les phénomènes existants dans les noyaux actifs de galaxie et il est raisonnable d'interpréter ces prédictions comme des limites supérieures des flux à attendre.

Les sursauts gamma : Les sursauts gamma (GRB) sont de courtes (~ 10 s) mais intenses émissions de photons détectés à des énergies de l'ordre d'une centaine de keV. Ces émissions ont été découvertes par hasard au début des années 70 par les satellites américains VELA chargés de contrôler le respect d'un accord interdisant les explosions nucléaires extra-atmosphériques. L'origine extragalactique de ces sursauts gamma, avancée par le détecteur BATSE (Burst And Transient Source Experiment), semble confirmée par les récentes observations X du satellite BeppoSAX [39], permettant d'établir l'éloignement de la source. Un des modèles, le modèle de la "boule de feu relativiste" [40], prédit que les sursauts gamma seraient dûs à des sources cosmologiques capables d'émettre des protons accélérés par un mécanisme similaire au mécanisme de Fermi, à des énergies supérieures à 10^{20} eV. L'interaction de protons d'énergie inférieure, présents en grande quantité, de l'ordre de 10^{15} eV, avec les photons proches de 1 MeV qui composent une grande partie de la boule de feu, seraient à l'origine de neutrinos d'énergie $\sim 10^{14}$ eV par le mécanisme classique $p\gamma \rightarrow \pi + \dots \rightarrow \nu + \dots$. E.Waxman et J.Bahcall ont, récemment, proposé un flux diffus de neutrinos muoniques issus de sources de sursauts gamma du type "boule de feu" [41]. La détection de sursauts gamma par l'expérience Antarès a déjà fait l'objet d'une thèse [42].

La figure 1.5 regroupe différents modèles pour les flux de neutrinos issus de noyaux actifs de galaxies, de sursauts gamma et de neutrinos atmosphériques.

La matière sombre La détection indirecte de matière sombre non-baryonique consiste à observer des neutrinos produits par l'annihilation de particules au centre de corps célestes comme le soleil, la terre et le centre de la galaxie. Ces particules, appelées WIMPs pour Weakly Interacting Massive Particles, interagiraient faiblement avec la matière et auraient une masse de l'ordre de celle du boson W . Elles auraient été produites lors du Big Bang. Le neutralino, particule supersymétrique la plus légère, est le candidat préféré à l'heure actuelle de cette matière sombre non-baryonique. L'objectif de cette thèse est de déterminer la sensibilité du détecteur Antarès à des neutrinos produits par annihilation de neutralinos et nous détaillerons ultérieurement la super-

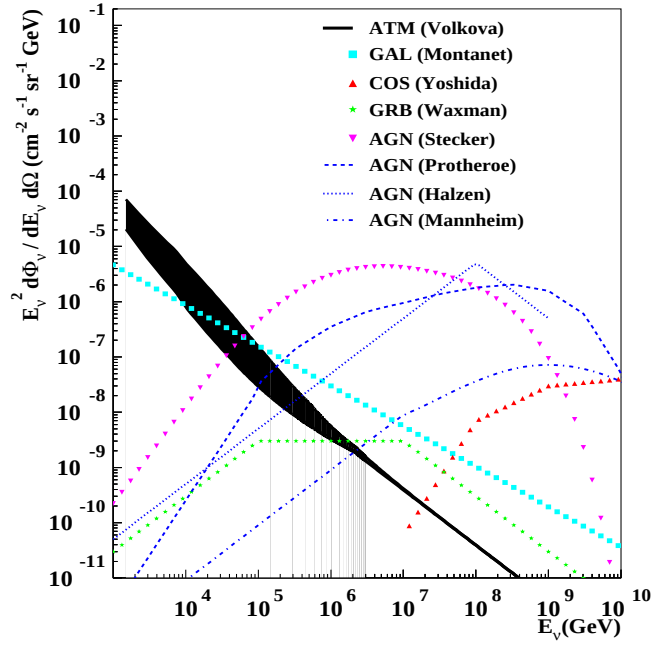


FIG. 1.5 – *Flux génériques diffus de neutrinos provenant de sources différentes : noyaux actifs de galaxies, sursauts gamma et neutrinos atmosphériques. Les références correspondants aux modèles utilisés se trouvent dans [42].*

symétrie et le modèle utilisé pour le neutralino.

Les sources de neutrinos de haute énergie sont nombreuses, qu'elles soient diffuses ou ponctuelles. Les télescopes à neutrinos ont pour objectif de sonder l'Univers plus profondément que l'astronomie gamma et pouvoir ainsi apporter des contraintes supplémentaires aux modèles existants.

1.4 Principe de détection des neutrinos

Les neutrinos n'interagissent que par interaction faible. Cela explique leur si grande longueur d'interaction et aussi le fait que la plupart d'entre eux peuvent traverser la Terre sans interagir.

1.4.1 Interaction neutrino-nucléon

L'interaction neutrino - nucléon intéressante pour Antarès est l'interaction courant-chargé profondément inélastique :

$$\begin{aligned}\nu_\mu + N &\rightarrow \mu^+ + X \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \mu^- + X\end{aligned}\tag{1.50}$$

où $N = \frac{n+p}{2}$, approximation possible vu que l'interaction des neutrinos se situe dans la Terre. Ce processus est illustré par la figure 1.6 représentant les diagrammes de

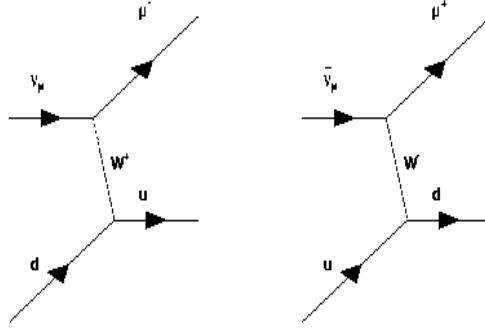


FIG. 1.6 – Diagrammes de Feynman pour l'interaction courant chargé du neutrino muonique.

Feynman associés à cette interaction.

L'étude des neutrinos provenant des éventuelles annihilations de neutralinos situés au centre de corps massifs se situe dans la gamme d'énergie entre 10 GeV à environ 1 TeV (la masse du neutralino limitant l'énergie des neutrinos). Dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces d'interaction des neutrinos sont bien connues et peuvent être approximées par :

$$\begin{aligned}\sigma_{cc}(\nu N) &= (0,686 \pm 0,019)10^{-38} \frac{E_\nu}{GeV} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{cc}(\bar{\nu} N) &= (0,339 \pm 0,010)10^{-38} \frac{E_{\bar{\nu}}}{GeV} \text{ cm}^2\end{aligned}\tag{1.51}$$

où l'énergie du neutrino est exprimée en GeV. Ces approximations sont des ajustements des valeurs de [43]. Dans ce régime d'énergies, les sections efficaces sont donc essentiellement proportionnelles à l'énergie du neutrino. Pour des énergies plus grandes, l'augmentation de la section efficace avec l'énergie est lente et plus l'énergie sera grande, moins les calculs de sections efficaces seront corrects. La figure 1.7 montre les résultats des calculs provenant de [43]. Les sections efficaces des neutrinos et des anti-neutrinos sont représentées. A très haute énergie, les sections efficaces des neutrinos et des anti-neutrinos sont les mêmes. Pour les basses énergies, ce qui nous intéresse dans ce travail de thèse, les sections efficaces des anti-neutrinos sont plus faibles que celles des neutrinos. Mais, d'un autre côté, les anti-neutrinos vont donner une fraction plus importante

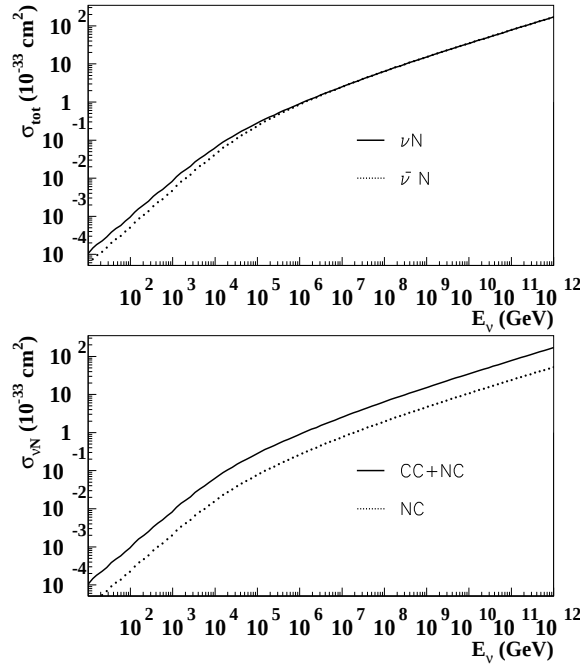


FIG. 1.7 – Cette figure représente les sections efficaces des interactions neutrino - nucléon.

de leur énergie aux muons produits. On peut le voir sur la figure 1.8 où l'inélasticité moyenne, y , définie comme

$$y = \frac{E_\nu - E_\mu}{E_\nu} \quad (1.52)$$

est représentée d'après les calculs de [43].

Absorption et diffusion dans la Terre

Comme les sections efficaces de neutrinos augmentent avec l'énergie, la probabilité qu'un neutrino soit absorbé en traversant la Terre varie de la même façon. On peut modéliser la fraction de neutrinos absorbés par

$$f(E_\nu, \Theta) = e^{-\sigma(E_\nu)X(\Theta)N_A} \quad (1.53)$$

où $\sigma(E_\nu)$ est la section efficace neutrino-nucléon pour un neutrino d'énergie E_ν , $X(\Theta)$ est la quantité de matière traversée le long de la trajectoire avec un angle Θ par rapport à la verticale et N_A est le nombre d'Avogadro. Des calculs détaillés montrent que le libre parcours moyen du neutrino est comparable au diamètre de la Terre à partir d'une énergie de neutrino de l'ordre de 10 TeV [43]. Celui des anti-neutrinos est supérieur, leur section efficace étant inférieure. L'absorption n'est donc pas très grande pour notre étude de neutrinos provenant de neutralinos mais a cependant été incluse dans les programmes de génération d'événements. La Terre devient opaque aux neutrinos d'énergies supérieures à 100 TeV.

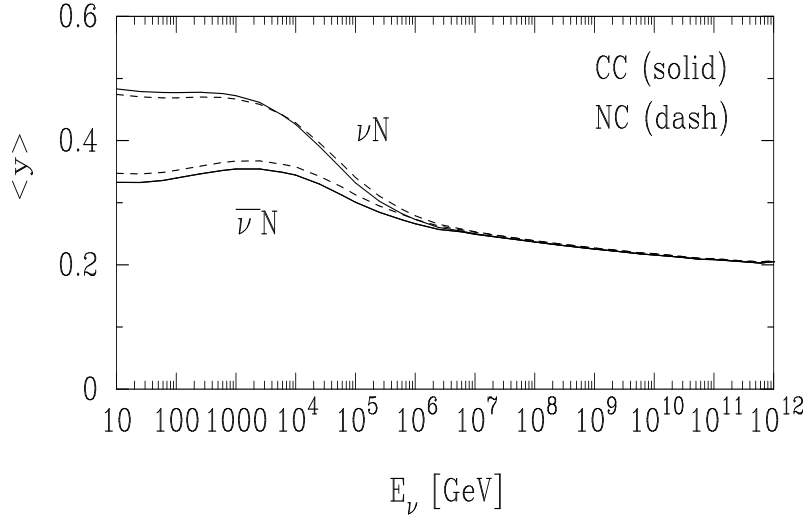


FIG. 1.8 – Calcul de l'inélasticité moyenne, y . Les lignes pleines correspondent aux interactions courant chargé et les lignes pointillées aux interactions courant neutre.

Les neutrinos peuvent aussi diffuser lors d'interactions à courant-neutre avec la matière lorsqu'ils traversent la Terre ; ils vont perdre de l'énergie et leur directionnalité est quelque peu dénaturée. La longueur d'interaction est définie comme

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{\sigma_{\nu N}(E_\nu)N_A} \quad (1.54)$$

La figure 1.9 représente sa dépendance en énergie pour les neutrinos et anti-neutrinos. Sur la figure 1.9, on voit que, à basses énergies, la longueur d'interaction pour les interactions neutrino-nucléon courant neutre est légèrement supérieure à celle des interactions neutrino-nucléon courant chargé ce qui signifie que la section efficace νN_{NC} est plus petite que νN_{CC} . Donc, pour notre étude basse énergie, cela n'aura pas un effet important car l'énergie est inférieure à 10 TeV.

Angle entre muon et neutrino

Les calculs cinématiques prédisent que [12], [44], dans le repère propre du neutrino, l'angle entre le neutrino incident et le muon produit varie comme

$$\sqrt{\langle \theta_{\nu\mu}^2 \rangle} \sim \sqrt{\frac{m_N}{E_\nu}} \quad (1.55)$$

Au niveau du détecteur, cela se traduit par :

$$\langle \theta_{\nu\mu} \rangle = \begin{cases} \frac{0,65^\circ}{(\frac{E_\nu}{TeV})^{0,48}} & E_\nu < 100 \text{ TeV} \\ \frac{0,33^\circ}{(\frac{E_\nu}{TeV})^{0,32}} & E_\nu > 100 \text{ TeV} \end{cases} \quad (1.56)$$

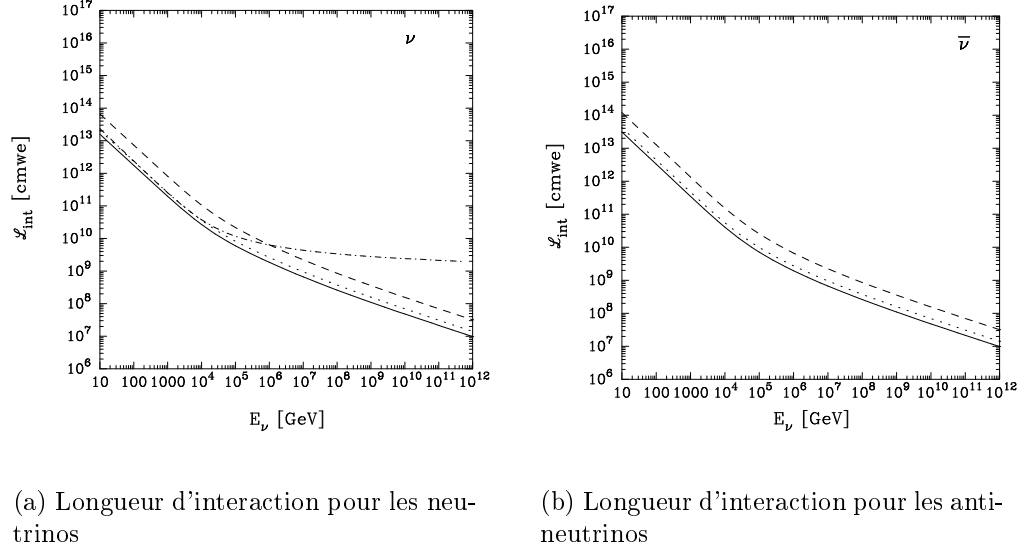


FIG. 1.9 – Sur ces deux figures, sont représentées les longueurs d'interaction pour les neutrinos et les anti-neutrinos sur des nucléons. Les lignes en pointillés correspondent la longueur d'interaction courant chargé, les tirets, celle courant neutre et la courbe solide représente la somme des deux interactions.

Par exemple, pour un neutrino de 300 GeV (ordre de grandeur pour des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos), l'angle entre le neutrino et le muon est de $1,16^\circ$, valeur typique de la résolution en énergie du détecteur.

Radiation Cherenkov

Lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu, avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, il y a émission de photons dits photons de Cherenkov [45]. Cet effet se caractérise, dans des milieux transparents, par de la lumière dont les propriétés sont liées à la vitesse et à la trajectoire de la particule émettrice. Dans ces milieux, l'émission a un spectre continu et la lumière est fortement polarisée. Les muons considérés ($E_\mu > 10$ GeV) sont ultra-relativistes (facteur de Lorentz supérieur à 90) et se trouvent au delà du seuil d'émission de la lumière Cherenkov dans l'eau de mer, E_{seuil} :

$$E_{seuil} = \frac{m_\mu}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \simeq 160 \text{ MeV} \quad (1.57)$$

avec $n = 1,33$ l'indice de l'eau de mer. Comme $E_\mu > E_{seuil}$, il y aura émission de lumière Cherenkov. La demi-ouverture du cône sur lequel cette lumière est émise est de

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{c}{v}\right) \simeq 42^\circ \text{ pour l'eau de mer} \quad (1.58)$$

Les photons sont émis principalement à petites longueurs d'onde :

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (1.59)$$

Les détecteurs de lumière utilisés doivent donc être sensibles dès les petites longueurs d'onde, typiquement entre 330 et 600 nm. Or, les photomultiplicateurs ne commencent à avoir une bonne efficacité de détection de la lumière qu'à partir de 350 nm environ limitant ainsi l'efficacité du détecteur. La réalité est cependant plus complexe que cela car les photons, avant d'être détectés, se propagent dans l'eau de mer ce qui déforme ainsi leur spectre par atténuation et diffusion. En particulier, les hautes fréquences sont très vite absorbées dans l'eau de mer limitant ainsi l'efficacité du détecteur.

Dans la fenêtre de longueurs d'onde permises par le photomultiplicateur, le nombre de photons émis par unité de longueur parcourue par la particule est

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_C}{\lambda^2} d\lambda \simeq 300 \text{ photons/cm} \quad (1.60)$$

Ce nombre de photons émis correspond à une perte d'énergie du muon dE/dx de 0,85 keV cm⁻¹, négligeable par rapport aux pertes subies par ionisation, création de paires ou Bremsstrahlung (voir paragraphe suivant). La propagation des photons dans l'eau est décrite par une équation de diffusion et d'absorption dont la résolution donne les probabilités de survie et les temps d'arrivée des photons, à une certaine distance de leur source.

Les télescopes à neutrinos utilisent les photomultiplicateurs afin d'estimer le temps d'arrivée des photons, permettant ainsi la reconstruction de la trajectoire du muon. La quantité de lumière permet de quantifier l'énergie des muons et donc des neutrinos.

Propagation du muon

On peut regrouper les interactions des muons selon deux types : les interactions continues comme l'ionisation et les interactions radiatives comprenant les créations de paires de leptons, le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) ainsi que les interactions photonucléaires. L'ionisation est l'interaction, par diffusion élastique, des muons avec les électrons du cortège leur cédant ainsi une infime quantité d'énergie néanmoins suffisante pour les délier du noyau. Le long de la trajectoire du muon, la matière est ionisée. La formule de Bethe-Bloch [46] caractérise la quantité d'énergie transmise par ionisation.

Les créations de paires constituent les pertes d'énergie les plus importantes quand le muon a une énergie supérieure à 1 TeV. Les conséquences sont assimilables à des cascades électromagnétiques alimentées par les particules secondaires telles que les électrons, les positrons et les γ .

Le rayonnement de freinage ou encore Bremsstrahlung apparaît lorsque le muon passe à côté d'un centre diffuseur.

Les interactions photonucléaires sont des collisions entre le muon et un nucléon par échange d'un photon virtuel. Ces phénomènes sont rares mais lorsqu'ils se produisent, entraînent une perte d'énergie importante.

On peut paramétrer ces différentes pertes d'énergie par unité de longueur par la

relation :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{dx} \right\rangle = \alpha + \beta E \quad (1.61)$$

où $\alpha \simeq 2 \text{ MeV g cm}^{-2}$ et $\beta \simeq 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ g cm}^{-2}$ dans l'eau de mer. Tant que l'énergie du muon est inférieure à 1 TeV, le phénomène dominant est la perte par ionisation et le parcours du muon est proportionnel à son énergie. Au delà de 1 TeV, les autres processus dominant.

La somme de ces processus doit être prise en compte pour propager le muon jusqu'au détecteur. En moyenne, le muon observé aura pour énergie, 1/3 l'énergie du neutrino incident. La différence d'énergie entre le neutrino et le muon provient à la fois de la propagation et de l'interaction.

Le parcours moyen du muon depuis le vertex peut être estimé selon :

$$R_\mu(E_\mu) \simeq \int_0^{E_\mu} \frac{dE_\mu}{\left\langle \frac{\Delta E}{dx} \right\rangle} = \frac{1}{\beta} \ln \left(1 + \frac{\beta}{\alpha} E_\mu \right) \quad (1.62)$$

Le parcours du muon est très grand et donc la majorité des muons détectés sont créés en dehors du volume du détecteur.

1.5 Expériences en cours

De nombreuses expériences sur les neutrinos sont construites ou en cours de réalisation. Je ne vais, ici, que détailler les télescopes à neutrinos. Les résultats concernant la recherche de la matière sombre seront présentés. Mais tout d'abord, quelques mots sur l'expérience DUMAND. Elle a été l'une des premières à tenter la construction d'un tel télescope. Le site choisi se situait au large d'Hawaï et avait l'avantage d'être à une profondeur de 4800 m. Une ligne-prototype a été immergée en 1993 mais n'a pu fonctionner que 10 heures en raison de fuites. L'expérience a finalement été arrêtée en 1996 par manque de financement.

1.5.1 BAÏKAL

Baïkal est un télescope à neutrinos déployé dans le lac Baïkal, en Sibérie, à 3,6 km de la côte à une profondeur de 1100 m. Il a été le premier télescope à neutrinos à fonctionner. Le détecteur actuel, *NT-200* [47], est constitué de 192 modules optiques et est opérationnel depuis avril 1998. Un support en forme de parapluie regroupe les 8 lignes composées chacune de 24 paires de modules optiques (figure 1.10), qui contiennent des photomultiplicateurs de 37 cm de diamètre.

Avec *NT-200* entre avril 1998 et février 1999 (234 jours), $5,3 \cdot 10^7$ événements ont passé un système de déclenchement qui demande 6 hits sur au moins 3 lignes (sachant que les hits correspondent plutôt au nombre de coups touchant un étage et non pas un module optique). Après les coupures de sélection, seuls 35 événements sont gardés. Ce nombre est en accord avec les 31 événements muons montants attendus pour cette période.

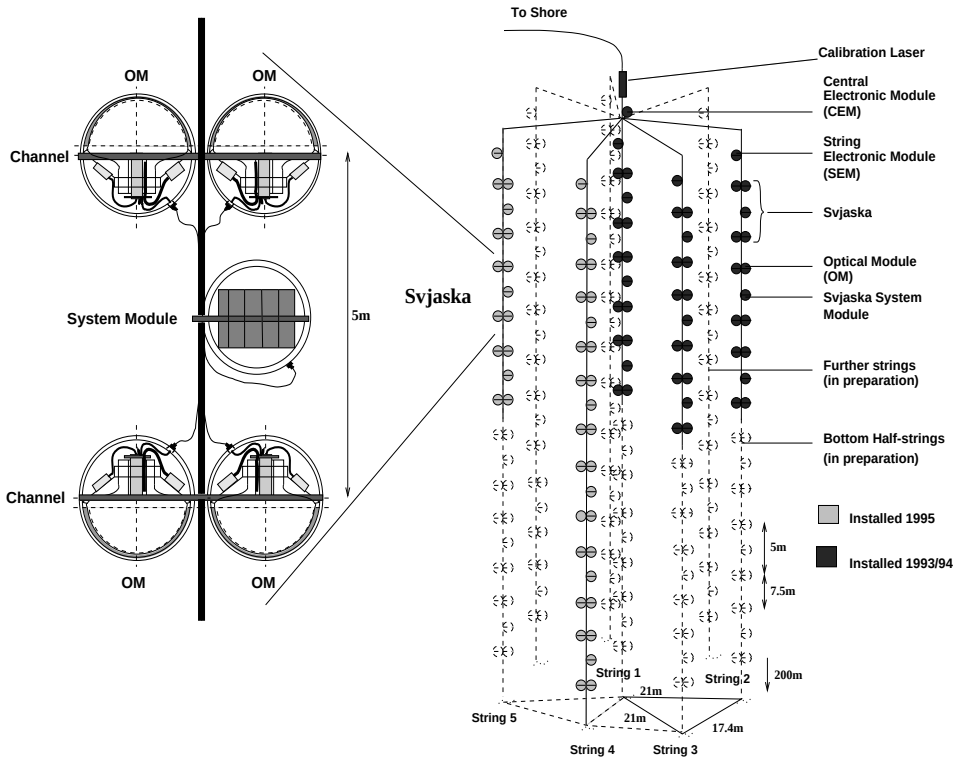


FIG. 1.10 – Schéma du détecteur BAĬKAL.

La recherche de WIMPs dans BAĬKAL repose sur la recherche d'un excès significatif de muons induits par des neutrinos, verticaux, par rapport au bruit de fond constitué des muons atmosphériques. Cela requiert une analyse différente de celle décrite précédemment. Cette autre méthode de sélection des événements ne conserve que ceux situés dans un cône de 30° , par rapport à la verticale, [48], [49], [50]. La surface effective du détecteur *NT-200* pour des muons ayant une énergie supérieure à 10 GeV, quasiment verticaux et remplissant toutes les coupures, dépasse 2500 m^2 . Après toutes les coupures, seuls 10 événements neutrino restaient pour 8,1 attendus. Si on considère que ces 10 événements sont dûs aux neutrinos atmosphériques verticaux, il est possible d'en déduire une limite sur le flux de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos situés au centre de la Terre. La figure 1.11 regroupe les limites sur ces flux pour les différentes expériences : BAĬKAL *NT-96* et *NT-200*, Kamiokande [51], Baksan [52], MACRO [53] et Super-Kamiokande [54]. Les analyses et résultats pour les autres études physiques de Baĭkal sont regroupées dans, par exemple, [55].

1.5.2 AMANDA

AMANDA, collaboration entre les Etats-Unis, la Suède et l'Allemagne, est un télescope à neutrinos situé au Pôle Sud. Le détecteur se situe sous la glace. Le tout premier détecteur d'AMANDA, AMANDA-A (1993-1994), était constitué de 4 lignes enfouies à 900 m de profondeur. Seulement, à cette profondeur, la pression due à la glace est faible et donc des bulles d'air subsistent provoquant une forte diffusion de la

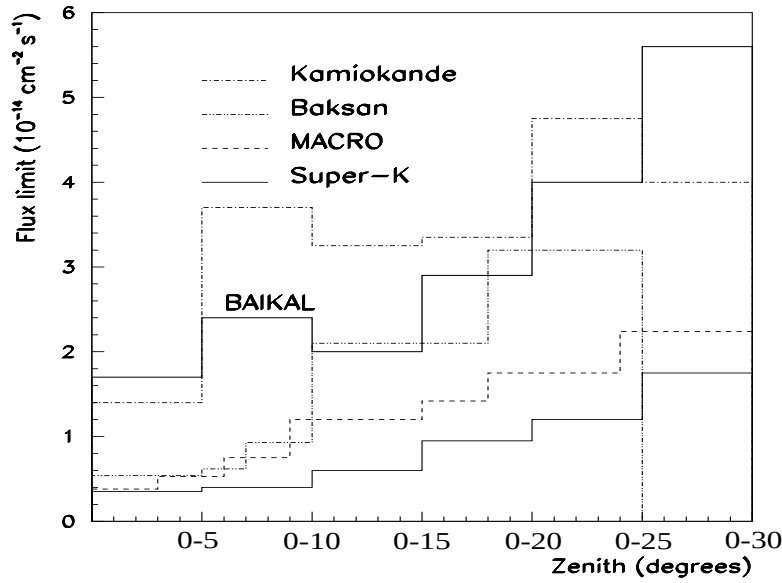


FIG. 1.11 – Comparaison des limites sur les flux de muons verticaux du détecteur BAIKAL avec les limites des autres expériences.

lumière émise par les muons. La collaboration a donc décidé d'enfouir son détecteur plus profond et a, par la même occasion, augmenté son nombre de lignes.

Le détecteur suivant, AMANDA-B10 (1995-1997), se compose de 302 modules optiques disposés sur 10 lignes entre 1500 m et 2000 m de profondeur sur le continent Antarctique, à 1 kilomètre de la côte. Le volume instrumenté forme un cylindre de diamètre extérieur de 120 m. Ce détecteur a enregistré des données durant le printemps austral 1997. Les modules optiques contiennent des photomultiplicateurs de 8 pouces.

Le détecteur actuel, AMANDA-II (1997-2000), contient 677 modules optiques répartis sur 19 lignes, AMANDA-B10 formant le coeur de AMANDA-II.

Nous ne présenterons ici que les résultats concernant les WIMPs mais d'autres limites ont été établies par AMANDA et se trouvent, par exemple, dans [56], [57], [58]. Les résultats présentés ici sont détaillés dans [59] et [60].

AMANDA se situant au Pôle Sud, elle ne peut pas détecter des neutrinos provenant d'annihilations de neutralinos existant au centre de la Galaxie. En effet, le centre galactique se situe dans l'hémisphère Sud, alors qu'AMANDA n'est sensible qu'aux sources situées dans l'hémisphère Nord. Là encore, le principal bruit de fond est constitué de neutrinos atmosphériques. Des données ont été recueillies entre Mars et Novembre 1997 avec le détecteur AMANDA-B10. 10^9 événements ont été enregistrés en 135 jours de prise de données. Après coupures, il ne reste que 15 événements neutrinos, compatibles avec les 16 événements attendus pour les neutrinos atmosphériques. Il n'y a donc pas d'excès de statistique significatif. Cela a permis de déduire des limites sur le flux de muons provenant de neutralinos. La figure 1.13 représente la limite à 90% de degré de confiance obtenue pour le flux de muons provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre. On voit que AMANDA donne des limites très compétitives avec les autres expériences, particulièrement à hautes masses de neutralino.

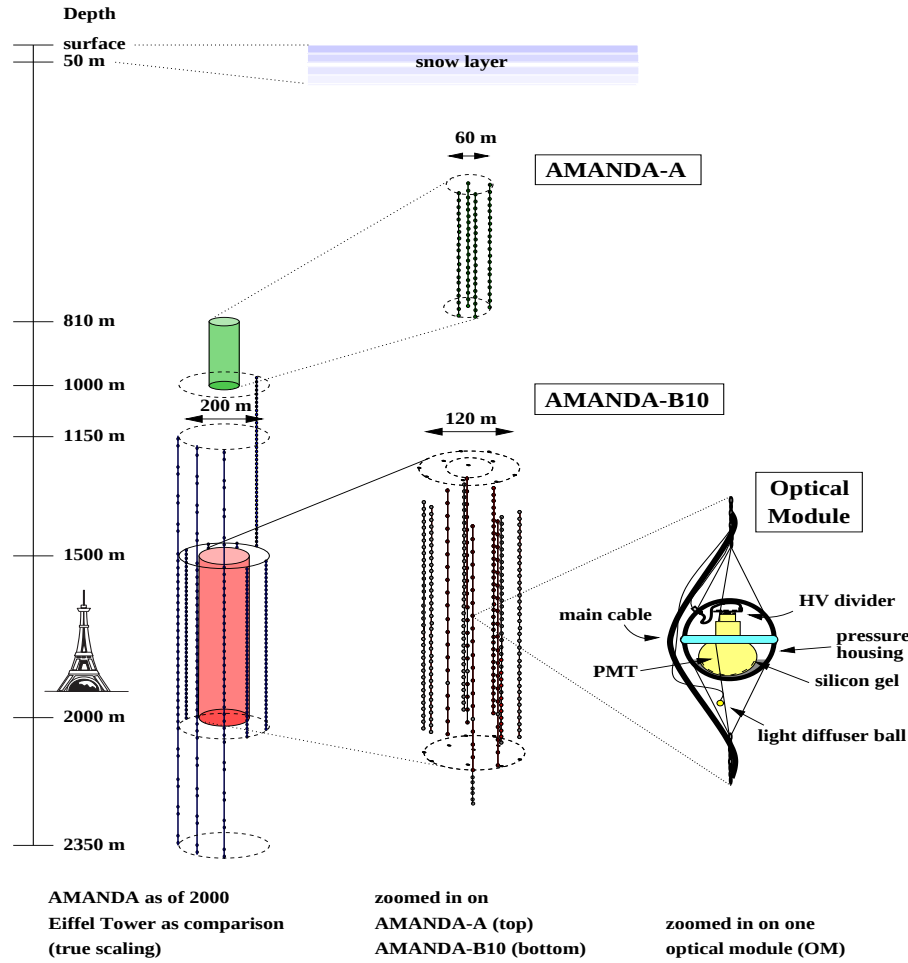


FIG. 1.12 – Schéma du détecteur AMANDA. le premier détecteur a été AMANDA A et actuellement il s'agit de AMANDA II.

1.5.3 Le projet ICECUBE

Ce projet prévoit, sur le site d'AMANDA, l'installation de 4800 modules optiques, répartis sur 80 lignes distantes de 125 m chacune. Il sera, probablement, le détecteur de 1 km³ de l'hémisphère Sud.

1.5.4 NESTOR

Ce projet est encore en phase de recherche et développement, et ce depuis 1989 [61]. Il s'agit de construire un télescope à neutrinos au large de Pylos par 3800 m de fond. Le déploiement ne se ferait qu'en une seule fois, le détecteur étant constitué d'une seule structure en forme de "tour". Il y aurait 30 m entre étages de la "tour" et chaque étage serait, en fait, comme le montre la figure 1.14.

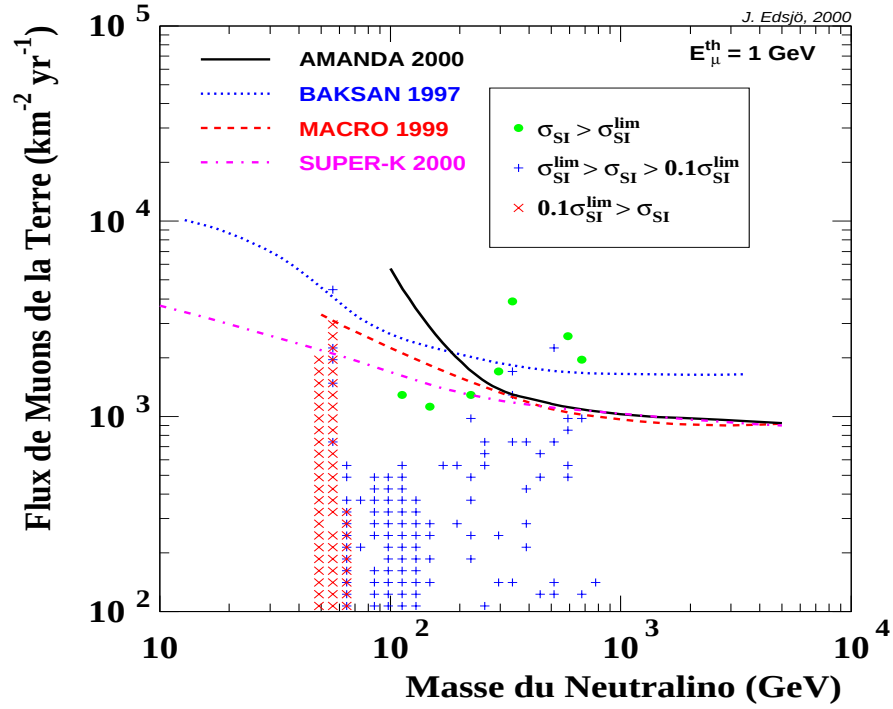


FIG. 1.13 – Limite supérieure sur le flux de muons provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre, degré de confiance : 90%. Le seuil en énergie pour les muons est de 1 GeV. Les limites des autres expériences sont aussi représentées.



FIG. 1.14 – Photo descriptive d'un étage du projet NESTOR.

1.6 Conclusion

Comme nous l'avons vu, le neutrino est un candidat particulier pour l'astronomie, permettant l'observation de sources galactiques, extragalactiques, de la matière sombre si elle est composée de neutralinos. Les neutrinos solaires permettent, eux, de prouver l'existence des oscillations (changement de saveur entre neutrinos) et ainsi de mettre des limites sur la différence des masses des neutrinos, supposés sans masse dans

le Modèle Standard. Les différents télescopes à neutrinos permettent de couvrir la totalité du ciel quant à l'observation de sursauts gamma, de noyaux actifs de galaxies (figure 1.15). Quant à l'observation de la matière sombre, si elle est composée de neutralinos s'annihilant et produisant des neutrinos énergétiques, les limites des diverses expériences ne permettent que de fournir des limites sur les flux de muons produits. Dans le prochain chapitre, nous détaillerons l'expérience Antarès.

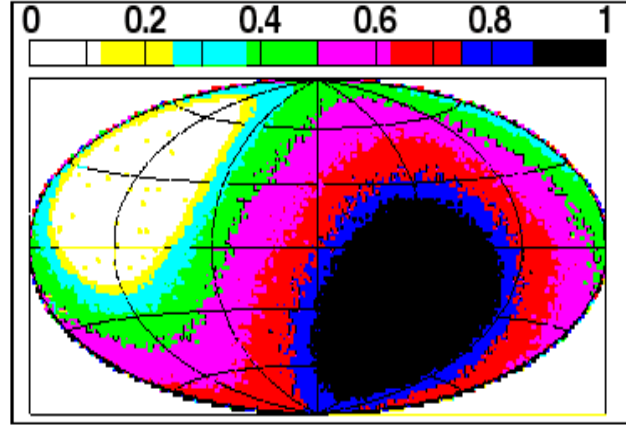


FIG. 1.15 – Carte du ciel observable par Antarès. La zone en noir sera vue en permanence et celle en blanc, jamais. Les couleurs donnent le pourcentage en temps de visibilité par Antarès.

Chapitre 2

L'expérience Antarès

La collaboration Antarès propose de construire un télescope à neutrinos situé à 2400 m de profondeur dans la mer Méditerranée, au large de Toulon. Ce détecteur est optimisé pour la détection Cherenkov des muons provenant de neutrinos de très haute énergie. Cette expérience suggère d'utiliser les neutrinos comme outils d'étude des mécanismes d'accélération des particules dans les objets astrophysiques tels que les noyaux actifs de galaxies ou les sursauts gamma. Ces objets permettraient aussi d'expliquer l'origine des rayons cosmiques de très hautes énergies. A plus basse énergie, la matière noire non-baryonique (WIMPs pour Weakly Interacting Massive Particle) pourrait être détectée à travers et du centre galactique, les neutrinos produits lors de l'annihilation, au centre du Soleil, de la Terre, des WIMPs gravitationnellement piégés au centre de ces corps. L'oscillation des neutrinos sera mesurable grâce à l'étude des distorsions dans le spectre en énergie des neutrinos atmosphériques "montants", c'est-à-dire ayant traversé la Terre et ayant interagi soit dans la roche, soit dans l'eau de mer. Dans un premier temps, il s'agit de construire un détecteur d'une surface de 0,1 km².

Ce chapitre sera consacré à la description du détecteur proposé par la collaboration Antarès et aux diverses études de caractérisation du milieu marin.

2.1 Le détecteur

2.1.1 Le site Antarès

Antarès sera situé au large de Toulon (42° 50'N, 6° 10'E) à environ 40 km de la côte (figure 2.1). La sélection du site nécessite de prendre en considération différents paramètres marins tels que la transparence de l'eau, le bruit de fond optique, le dépôt de salissures sur les modules optiques, les courants marins mais aussi des conditions météorologiques existant sur le site, la profondeur au niveau du site (donnée importante pour l'étude des bruits de fond) et l'infrastructure possible ou déjà existante à terre.



FIG. 2.1 – Cette carte représente les alentours de Toulon et localise ainsi le détecteur par rapport à la côte. Le point situé sur la côte situe La Seyne-sur-Mer où sera installé le bâtiment Antarès et donc toute l'acquisition des données et le point au milieu de la mer représente le site Antarès ($42^{\circ}50' N$, $6^{\circ}10' E$)

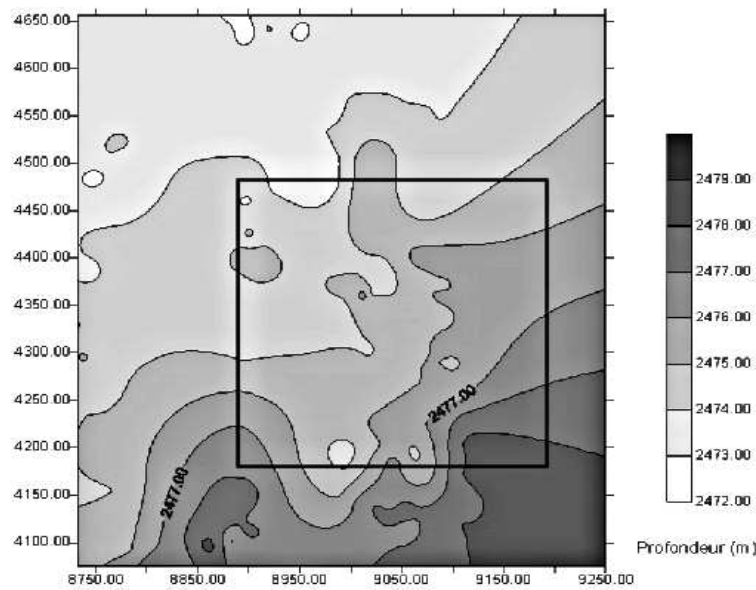


FIG. 2.2 – Cette carte représente le fond de la mer au niveau du site Antarès. On peut voir qu'il y a peu de dénivelés et donc cela satisfait un des critères de choix de la collaboration pour le site Antarès.

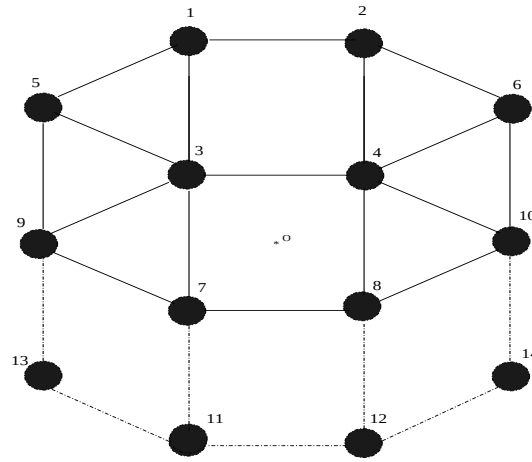


FIG. 2.3 – *Représentation schématique du détecteur d'Antarès. Les chiffres représentent la numérotation des lignes composant le détecteur. 10 lignes seront d'abord immergées et éventuellement 4 lignes supplémentaires.*

Les propriétés de l'eau sur le site Antarès seront décrites dans ce chapitre. Ce que nous pouvons dire ici à ce sujet est que sur le site choisi, le fond de la mer est plat et aucune anomalie topographique telle que, par exemple, des rochers, n'a été détectée (figure 2.2). Les études et tests montrent que le site choisi par la collaboration Antarès est de bonne qualité pour le détecteur.

2.1.2 Le détecteur, vue d'ensemble

Le télescope Antarès détecte la lumière Cherenkov produite par les muons provenant de neutrinos interagissant dans l'eau de mer ou dans la Terre. Pour détecter cette lumière, des photomultiplicateurs sont nécessaires. Le télescope est une matrice de 900 photomultiplicateurs répartis sur des lignes. Une ligne contient plusieurs photomultiplicateurs et divers instruments de mesure tels que des inclinomètres ou des compas (voir § 2.3) qui servent à donner leurs positions précises.

La collaboration a décidé de donner une forme octogonale au détecteur pour des facilités d'approche avec un submersible (pour les éventuelles réparations et pour la connexion) et uniquement 10 lignes seront immergées dans un premier temps. La collaboration envisage d'en immerger 4 supplémentaires si les moyens financiers le permettent (figure 2.3).

Le long des lignes, les photomultiplicateurs sont groupés par trois et sont dirigés vers le bas, à 135° par rapport à la verticale. Ces photomultiplicateurs sont protégés par des sphères en verre transparent, résistantes à la pression existant à cette profondeur ($2400 \text{ m} \equiv 250 \text{ bars}$). La moitié supérieure des sphères est peinte en noir. Grâce à cela et à l'orientation des photomultiplicateurs le long des lignes, le détecteur est efficace pour la détection des muons ascendants (c'est-à-dire les neutrinos ayant traversé la Terre) et beaucoup moins pour les muons descendants tels que les muons



FIG. 2.4 – Schéma d'un étage du détecteur Antarès. Sur ce schéma, on peut distinguer les trois modules optiques, le conteneur électronique (au centre des trois modules optiques, dans le cylindre) ainsi que le conteneur abritant les LED nécessaires à la calibration temporelle du télescope.

atmosphériques. On appelle "module optique" l'ensemble constitué par l'électronique de chaque photomultiplicateur contenu dans les sphères, le photomultiplicateur et la sphère elle-même.

L'ensemble des trois modules optiques définit un étage de détection d'une ligne (figure 2.4). Sur une ligne (figure 2.5), les étages sont séparés de 12 m et il y a 30 étages (90 photomultiplicateurs au total pour une ligne). Les étages sont reliés entre eux par un câble électro-mécanique. Les lignes, 10 au total, sont séparées d'une distance de 60m environ des plus proches. Elles sont flexibles de manière à faciliter le déploiement et sont maintenues au sol par un lest et verticalement par des flotteurs en haut de ligne. Les lignes ont ainsi une longueur de 460m environ mais seuls les 350m supérieurs sont instrumentés.

Les supports des étages, contrairement aux lignes, sont rigides et contiennent des inclinomètres et des compas. Ces éléments, distribués le long des lignes, vont nous permettre de connaître la position et l'inclinaison exactes des modules optiques, malmenés par le courant marin. De plus, un ensemble de balises acoustiques, positionnées aux pieds des lignes et autour du détecteur, communiquant entre elles, nous informera sur le positionnement relatif des lignes et le positionnement du détecteur par rapport au ciel (figure 2.6). La collaboration a testé des balises acoustiques à l'aide du démonstrateur et les résultats obtenus l'encouragent à utiliser le même système pour le prototype du 0.1 km² (voir chapitre 3).

Chaque ligne du détecteur d'Antarès consiste en un SPM (Module de tension électrique de la ligne), un SCM (Module de contrôle de la ligne) et de 30 LCMs (Module

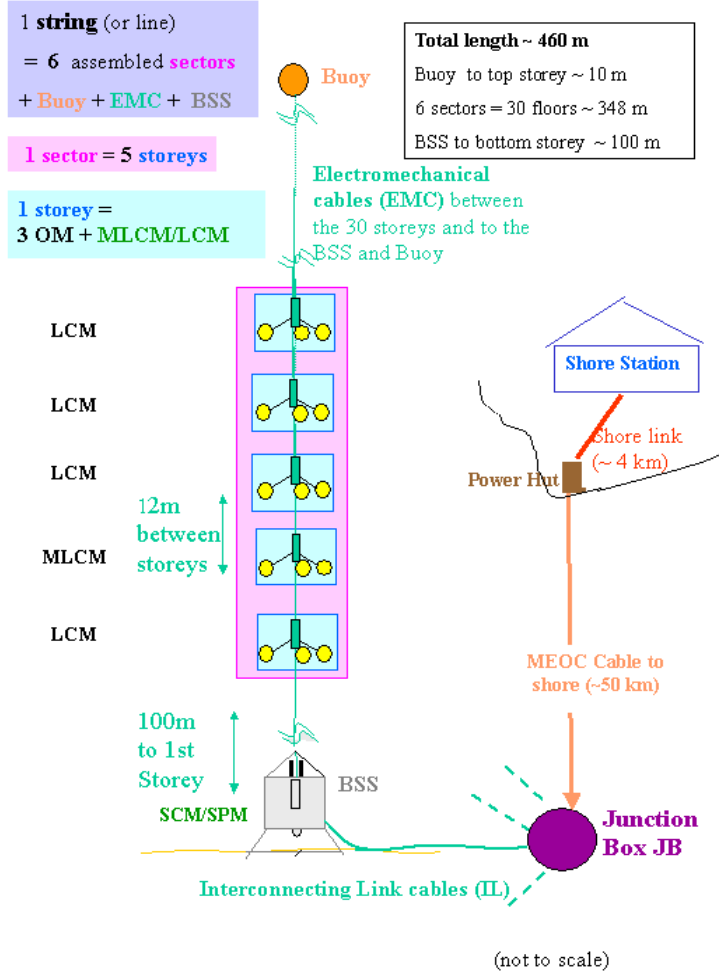


FIG. 2.5 – Schéma d'une ligne de détection du télescope d'Antarès.

de contrôle local), un par étage. 5 LCMs constituent un secteur. Chaque secteur a un MLCM (Module de contrôle local maître). Il y a donc 6 MLCMs par ligne.

Les informations pertinentes de chaque étage sont regroupées au niveau du module de contrôle local (LCM, § 2.2.2.c) et donc du module maître de contrôle local (MLCM, § 2.2.2.c). Finalement, les données de chaque ligne sont regroupées par un module de contrôle de ligne (SCM § 2.2.2.c) qui est relié à la côte via une boîte de jonction (§ 2.2.2.c) et un câble électro-optique d'environ 40 km.

Les modules optiques

La figure 2.7 représente un module optique [62]. Il se compose d'un photomultiplicateur Hamamatsu 10 pouces de type R7081-20, d'une sphère de verre transparent, d'une cage en mu-métal, d'une LED (Diode électro-luminescente) et de l'électronique du photomultiplicateur communément appelée la base.

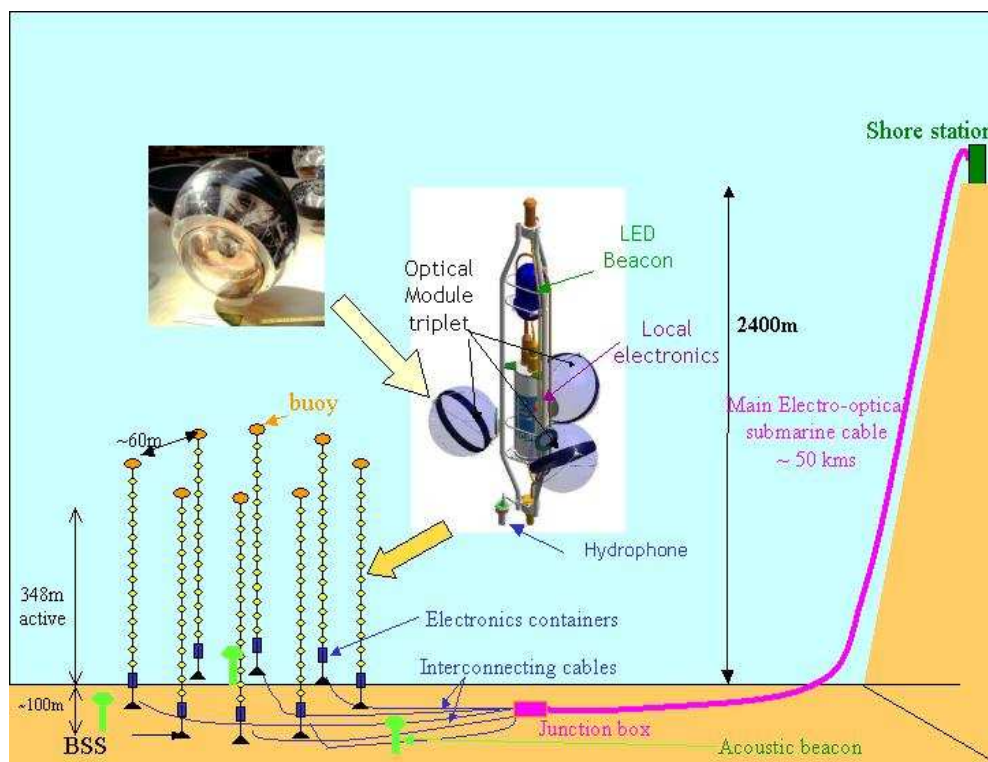


FIG. 2.6 – *Vue d'artiste du détecteur Antarès. Sur ce schéma est représentée la disposition des lignes, comment elles sont reliées entre elles ainsi que le câble électro-optique qui relie le détecteur à la côte.*

Les sphères :

Les sphères utilisées doivent être résistantes à 700 bars (lors des tests de qualification). Afin de minimiser les pertes par réflexion, l'index de réfraction doit être aussi proche que possible de celui de l'eau de mer (qui est de 1.35) et de celui du verre du photomultiplicateur. L'index choisi est donc de 1.47. Enfin, les sphères doivent être imperméables à l'eau et à l'air, résistantes à la corrosion, chimiquement, électriquement et magnétiquement neutres.

Les sphères entourant les photomultiplicateurs ont une épaisseur de 1.5 cm et un diamètre intérieur de 40 cm. Le contact optique entre le photomultiplicateur et l'intérieur de la sphère est assuré par un gel au silicone d'indice optique 1,4. Le verre a une bonne transparence à la lumière bleue : à 450 nm, l'atténuation de la lumière dans les sphères est inférieure à 2 % [63]. La sphère est constituée de deux hémisphères reliés ensemble par une dépression interne de 200 mb. L'hémisphère de la sphère ne contenant pas le photomultiplicateur comporte un manomètre afin de vérifier la pression interne lors de la phase d'assemblage. C'est cet hémisphère qui est peint en noir. Cela permet de réduire la sensibilité du module optique aux photons qui touchent l'arrière du photomultiplicateur.

Les sphères sont fixées aux supports des modules optiques par des tiges qui assurent le minimum d'ombre devant la photocathode des photomultiplicateurs. La seule condition est que devant la photocathode du photomultiplicateur, le segment correspondant à un demi-angle d'ouverture de 60° soit sans ombre. Le module optique est



FIG. 2.7 – Photo d'un module optique. A l'intérieur, on distingue le photomultiplicateur. On voit aussi la partie de la sphère peinte en noir afin d'éliminer un trop important taux de comptage de muons descendants. En arrière plan, on aperçoit la cage en mu-métal qui protège les photomultiplicateurs du champ magnétique terrestre.

orienté de telle façon que le photomultiplicateur soit dirigé à 45° vers le bas par rapport au plan horizontal.

Les photomultiplicateurs :

Un photomultiplicateur est un tube électronique qui convertit la lumière en un signal électrique par effet photoélectrique. Des photons incidents arrachent des électrons à la photocathode. Pour que le signal électrique soit détectable, il est amplifié par émission d'électrons secondaires : le multiplicateur d'électrons, constitué de plusieurs dynodes, va produire des électrons selon le gain défini. Enfin, une anode est chargée de recueillir le flux d'électrons issu de la dernière dynode. C'est sur cette anode qu'est prélevé le signal de sortie.

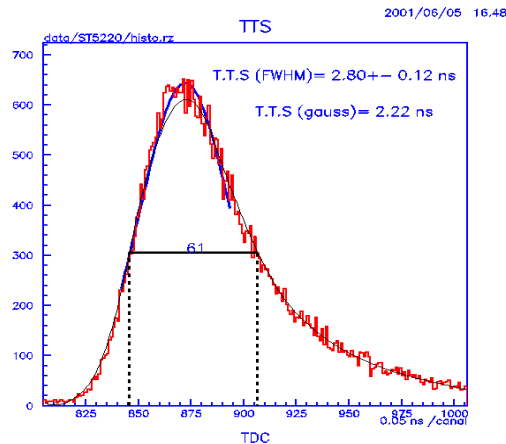


FIG. 2.8 – Cette figure permet de comprendre ce qu'est le temps de transit ainsi que la valeur de ce temps à mi-hauteur, le TTS.

Le photomultiplicateur a plusieurs caractéristiques dont les principales sont le

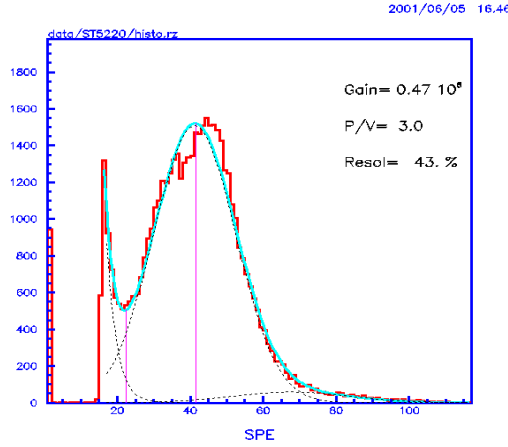


FIG. 2.9 – Sur cette figure, sont définis le pic, la vallée et donc le rapport P/V .

gain, le temps de montée, le temps de transit, la dispersion du temps de transit et le courant “d’obscurité” c’est-à-dire le courant enregistré sur l’anode en absence de tout rayonnement [64]. Le gain est le rapport entre le courant de l’anode et le courant photoélectrique. Il croît avec la tension de fonctionnement du photomultiplicateur. Le temps de montée est le temps nécessaire pour que l’impulsion de l’anode augmente de 10 % à 90 % de sa valeur maximale lorsque le tube est éclairé par une impulsion lumineuse très brève. Le temps de transit est le temps entre le moment d’illumination du phototube et l’instant d’apparition de l’impulsion correspondante au niveau de l’anode. Cet intervalle de temps varie beaucoup suivant les impulsions, c’est pourquoi on définit plus généralement un temps de transit moyen. Enfin, la dispersion du temps de transit ou encore la valeur à mi-hauteur de la distribution du temps de transit (TTS) est la variation du temps de transit d’une impulsion lumineuse à l’autre suivant le point d’émission du photoélectron sur la photocathode (figure 2.8, [65]).

Plusieurs types de photomultiplicateurs ont été testés par la collaboration Antarès et le choix s’est porté sur des photomultiplicateurs ayant les caractéristiques reportées dans le tableau 2.1. Ces valeurs sont définies de telle sorte que l’amplitude du photoélectron unique (SPE) soit de 50 mV. Ceci est obtenu pour une haute tension de 2000 Volts et un gain de $5 \cdot 10^7$. La surface sensible est déterminée de manière à avoir une surface aussi large que possible tout en ayant une très bonne sensibilité à la lumière. Le rapport Pic/Vallée est le rapport entre la hauteur du maximum P et la hauteur de la vallée V (en nombre d’entrées dans un histogramme). La vallée est le minimum situé entre le piedestal et le maximum (figure 2.9, [65]). La valeur demandée du rapport Pic/Vallée permet d’isoler proprement le photoélectron unique (SPE) du piedestal (on suppose que le bruit électronique sera d’environ de 5 mV [64] et on voudrait un signal dix fois supérieur) et le taux de comptage du photomultiplicateur dans l’obscurité doit être inférieur à 25 % du taux de comptage total si l’on veut que la mesure soit fiable.

D’autre part, les photomultiplicateurs enregistrent des impulsions secondaires définies dans le tableau 2.2. Ces impulsions secondaires vont augmenter les taux de comptage. Il faut donc que les photomultiplicateurs ne soient pas trop sensibles à ces signaux-là. Les photomultiplicateurs choisis ne doivent pas comptabiliser plus de 1 % de pré-signaux ou de signaux-retardés et les signaux arrivant après le signal principal

ne doivent pas dépasser 10 % du nombre total de signaux principaux.

Gain	$5 \cdot 10^7$
Haute tension	2000 V
Amplitude SPE	50 mV
Surface sensible	$\geq 500 \text{ cm}^2$
Rapport Pic/Vallée	≥ 2
Temps de montée	$\leq 5 \text{ ns}$
Largeur du signal (FWHM)	$\leq 12 \text{ ns}$
TTS (“Transit Time Spread”)	$\leq 3 \text{ ns}$
Taux de comptage dans l’obscurité (à 0.3 pe)	$\leq 10 \text{ kHz}$

TAB. 2.1 – *Ce tableau donne un résumé des caractéristiques des photomultiplicateurs utilisés par Antarès. SPE signifie photoélectron unique et “pe” est l’abréviation de photoélectron*

Pré-signaux	20 à 5 ns avant le signal
Signaux retardés	10 à 20 ns après le vrai signal
Signaux arrivant après le signal principal	50 ns à 16 μs après le signal

TAB. 2.2 – *Ce tableau donne un résumé des caractéristiques des impulsions secondaires enregistrées par les photomultiplicateurs.*

Tous les photomultiplicateurs seront équipés d’une “base” : La base a pour principale fonction de convertir la tension d’entrée (48 V) en haute tension pour le photomultiplicateur (environ 2000 V). La base du photomultiplicateur sera reliée au LCM permettant ainsi une connexion bi-directionnelle.

La cage en mu-métal :

Le champ magnétique terrestre influence les trajectoires des électrons entre la photocathode et la première dynode. Ce phénomène dégrade l’uniformité de la réponse du photomultiplicateur. Une cage magnétique a donc été développée et construite dans le but de réduire cet effet.

Les dimensions de cette cage sont telles qu’il n’y a pas de contact avec la sphère elle-même (afin d’éviter la formation de bulles dans le gel optique [66]) et la cage se situe aussi loin que possible de la photocathode afin de ne pas perturber le signal.

Le circuit intégré ARS

Le détecteur comprend 900 photomultiplicateurs et le système de transmission des données est un câble électro-optique. Ce câble, d’une longueur de 40 km, atténue le signal. Il faut, avant tout, numériser les signaux des photomultiplicateurs avant de les envoyer à terre à l’aide de ce câble électro-optique. Cette numérisation est effectuée par le circuit intégré ARS (Analog Ring Sampler,[72]).

Deux ARS par photomultiplicateur sont utilisés afin d’avoir le moins de temps mort

possible lorsque, par exemple, un signal complexe est digitisé. En effet, lorsqu'un ARS s'occupera de digitiser un signal, le second prendra le relais pour le signal suivant. Cela nous permet de perdre un minimum de signaux. Il existe une carte-mère ARS dans le LCM qui regroupe tous les ARS de ce même LCM. Il n'est pas réaliste de numériser toutes les formes de signaux, cela engendrerait trop de données. Il a donc été décidé que, dans le cas des signaux se situant au photo-électron unique (SPE), avec un gabarit standard (figure 2.10), seuls la charge et le temps de passage du signal au dessus d'un certain seuil seraient envoyés à terre. Ces signaux-là correspondent à 98 % des signaux et ne produisent qu'une faible quantité de données (48 bits par événement). Quant aux signaux ayant un gabarit différent, l'ensemble de leur forme sera échantillonné (128 échantillons à une fréquence de 1 GHz) et transmise à la côte pour analyse complète (figure 2.11 et 2.12). Le rôle du PSD (Pulse Shape Discriminator) est donc de définir le mode SPE (Single Photo-Electron) ou le mode WF (Wave Form) et ainsi de décider de l'échantillonnage ou pas d'un signal. La carte-mère de l'ARS est l'interface entre le LCM

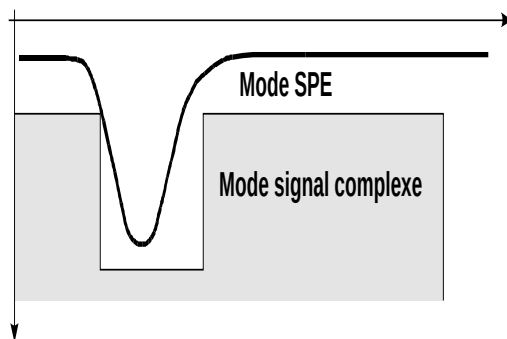


FIG. 2.10 – Cette figure est représentative de ce que nous appelons mode SPE (98 % des signaux) dans un certain gabarit. Tout ce qui se situe en dehors de ce gabarit est en fait le mode WF (128 échantillons).

et les circuits intégrés ARS présents dans les LCMs, deux par photomultiplicateur et un par LCM pour la LED de chaque étage [73]. Il existe plusieurs critères qui définissent le gabarit :

- Le premier concerne l'amplitude du signal ; il est réalisé par le comparateur dont le seuil est réglable pour des amplitudes comprises entre 2 et 10 photoélectrons. Ce critère fournit environ 0,5 % d'impulsions de type WF.
- Le deuxième critère concerne la largeur de l'impulsion au dessus du seuil du premier système de déclenchement. Cette largeur est réglable entre 10 et 50 ns.
- Le dernier critère concerne la multiplicité de l'impulsion à l'intérieur de la fenêtre en temps du PSD, c'est-à-dire la porte d'intégration de l'impulsion.

Les modules de contrôle

Nous allons maintenant expliquer un peu plus en détails les différents modules de contrôle ainsi que les principales cartes électroniques contenues dans ces modules.

Le module local de contrôle (LCM) :

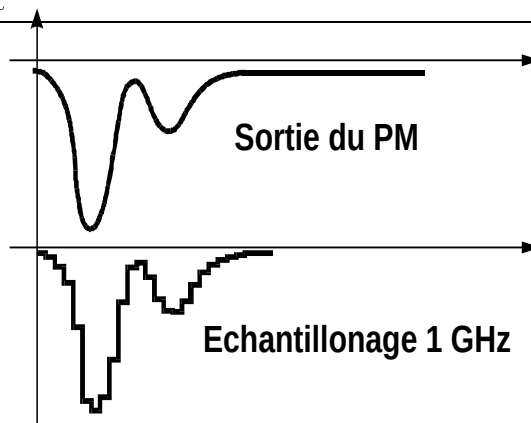


FIG. 2.11 – *Signal obtenu après échantillonnage d'un signal complexe de type WF.*

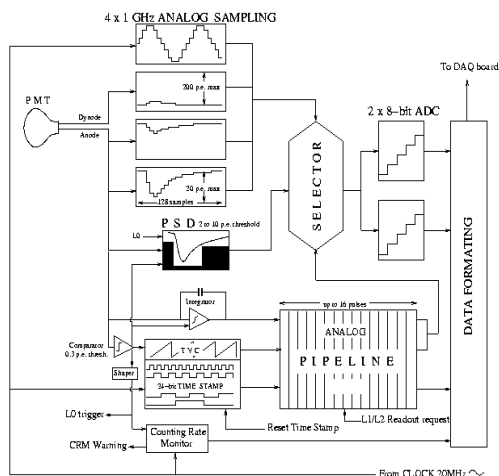


FIG. 2.12 – Description générale du traitement des signaux.

Il existe un LCM par étage de détection, donc une ligne comporte trente LCMs. Le LCM contient les cartes d'électronique nécessaires pour un étage de détection : système de déclenchement d'acquisition de données, système de calibration, tension à appliquer aux modules optiques, etc. Le LCM est contenu dans un cylindre représenté par la figure 2.13 et qui protège cette électronique de l'environnement marin. Ce cylindre est connecté aux LCMs des autres étages par un câble électro-mécanique (MEC).

Au fond de la mer, la température est d'environ 13 °C alors que celle à l'intérieur du cylindre sera d'environ de 45°C ; la pression externe est 250 bars environ tandis que la pression interne au LCM est atmosphérique. Le cylindre doit résister à une immersion de 10 ans sans perte de performances. Le métal choisi pour construire ce cylindre est du titane en raison de la durée de vie demandée et de la résistance à la corrosion marine des alliages de titane.

A l'intérieur du cylindre se trouve le châssis du LCM. Ce châssis contient toutes les cartes d'électronique embarquée des lignes de détection, toutes branchées sur un même panneau, permettant le passage des instructions provenant de la côte mais aussi toutes les données enregistrées par le LCM. Ce panneau assure donc les interfaces entre les signaux des modules optiques et les cartes d'électronique. Les principales cartes sont :

- La carte-mère des boussoles : Le rôle premier de cette carte est de mesurer

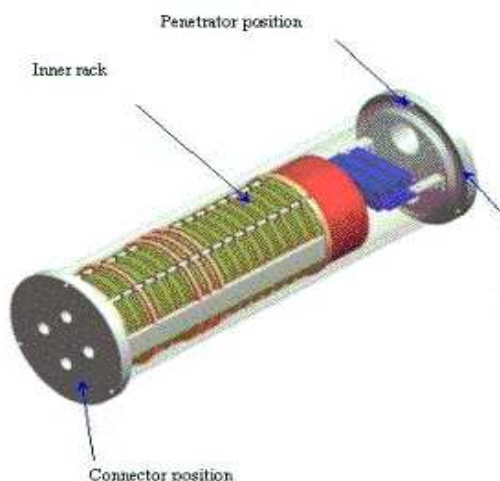


FIG. 2.13 – *Cylindre contenant le LCM. Il existe 1 LCM par étage de détection.*

- la direction et l'inclinaison du conteneur du LCM. Elle va aussi contrôler la conversion entre la basse tension arrivant dans le LCM et la haute tension à appliquer aux photomultiplicateurs des modules optiques. De plus, cette carte va contrôler le capteur d'humidité inclus dans la carte. Ce capteur a pour rôle de vérifier l'humidité présente à l'intérieur des conteneurs du LCM et du SCM. De la même manière, elle contrôlera les capteurs de température (2 sur la carte).
- La carte du système de déclenchement : cette carte réduit le taux et la taille des données de manière à ce que ce soit acceptable par le système d'acquisition de données et par le filtre existant à terre. Elle va donc générer un niveau de déclenchement L1 pour le LCM et un niveau L2 pour l'ensemble du détecteur. Ces niveaux dépendent des coïncidences requises au niveau de l'étage même. Ce module a des interfaces avec la carte du système d'acquisition des données, celle de l'ARS, celle de la boîte de jonction et celle de l'horloge du LCM [74]. Les niveaux L0, L1 et L2 sont expliqués en détail dans le paragraphe "Système de déclenchement".
 - La carte de l'horloge du LCM : elle va distribuer, dans le LCM, l'horloge de référence (20 MHz) de toutes les cartes qui utilisent ce signal pour l'étiquetage en temps. Les commandes seront synchrones, grâce aux lignes du plan arrière, pour l'ARS, le système d'acquisition de données, le système du positionnement acoustique et le système de déclenchement. Il existe une carte de ce type dans chaque LCM.
 - La carte d'acquisition de données : elle a plusieurs fonctions : elle permet de lire les données produites par l'ARS, de transmettre ces données à travers le réseau, d'exécuter les commandes du contrôle asynchrone et d'étendre l'étiquetage en temps de l'ARS sur 32 bits.

Le module maître de contrôle (MLCM) :

Le MLCM regroupe les LCMs d'un secteur, c'est-à-dire 5 étages d'une même ligne. Il reçoit les 100 Mbits/s provenant des cinq cartes du système d'acquisition des cinq LCMs et renvoie les données au SCM.

Le module de contrôle d'une ligne (SCM) :

Le SCM contient toute l'électronique nécessaire au contrôle asynchrone, à l'horloge (pour la calibration), aux instruments du positionnement acoustique et aux mesures des propriétés de l'eau de mer. Le conteneur du SCM est identique à celui du LCM (en alliage de titane, lui aussi) et est situé au pied de la ligne. Il est relié au Module d'alimentation de la ligne (SPM).

Le SCM a pour rôle d'envoyer les données enregistrées localement, de recevoir et de redistribuer correctement le signal de référence de l'horloge. Finalement, le SCM contrôle et communique avec les dispositifs localement connectés : le SPM (module qui alimente la ligne), les balises-laser, les balises acoustiques, le capteur de pression (CTD) et l'instrument de mesure de la vitesse du son [75].

Son châssis est le même que celui du LCM. Il contient toutes les cartes électroniques nécessaires à la ligne, reliées sur un même panneau arrière [76].

La boîte de jonction

La boîte de jonction est l'instrument de distribution du détecteur. Elle reçoit, du câble électro-optique, toute la tension nécessaire au fonctionnement du détecteur, envoyée par la station à terre. Cette tension est alors redistribuée aux différentes lignes. Les données, le système d'horloge, le système de déclenchement et les signaux de contrôle transitent tous par la boîte de jonction. Le transformateur principal est situé dans un compartiment séparé, compartiment hermétique, rempli d'huile diélectrique pour le refroidissement. La boîte de jonction doit supporter une pression extérieure de 256 bars alors que la pression intérieure est atmosphérique et une température extérieure de 13°C. La figure 2.14 représente la structure mécanique de la boîte de

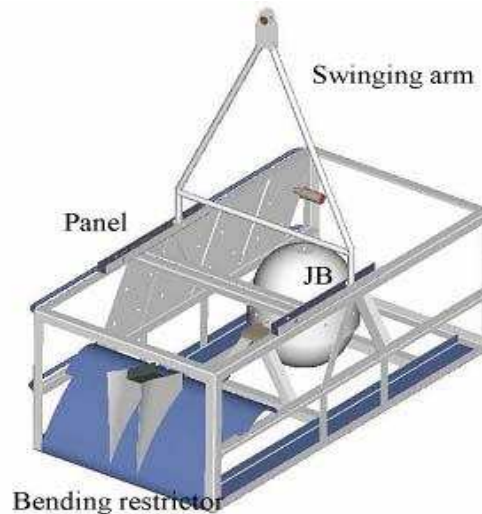


FIG. 2.14 – *Vue schématique de la boîte de jonction, incluant la structure et le conteneur d'électronique.*

jonction. Elle est, elle aussi, en titane afin de prévenir les risques de corrosion durant les dix années d'immersion. Elle contient un pan latéral qui comporte 10 entrées pour

la connection des câbles venant des lignes.

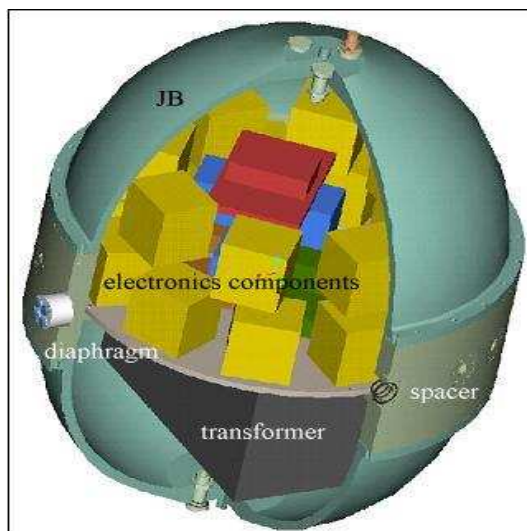


FIG. 2.15 – Schéma descriptif de la boîte de jonction. On voit la partie contenant l'électronique et une autre contenant le transformateur.

Sur la figure 2.15, on distingue bien la séparation entre l'électronique contenue dans la boîte de jonction et le transformateur. L'électronique de la boîte de jonction se divise principalement en deux cartes. Une première carte a pour fonction de distribuer le signal optique correspondant à l'horloge : deux fibres arrivent du câble électro-optique et il doit y avoir 10 fibres à la sortie de la boîte de jonction. Chaque fibre correspond à une ligne.

La deuxième carte va regrouper tous les signaux correspondant au seuil de déclenchement L2 de chaque ligne et demandera alors une lecture des données de toutes les lignes du détecteur.

2.2 La ligne instrumentée

Cette ligne est dédiée au contrôle des propriétés environnementales utiles pour la calibration du détecteur et pour l'analyse des données. Cette ligne sera récupérée tous les ans voire tous les deux ans afin de vérifier le comportement du matériel utilisé après cette période d'immersion et de les remplacer si cela s'avère nécessaire. Elle comportera un mesureur de courant marin appelé ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler), un capteur de Conductivité-Température et Profondeur (CTD), un mesureur de vitesse de son dans l'eau de mer et le système de mesure d'atténuation/absorption de la lumière dans l'eau de mer. La connaissance de la vitesse de la lumière et du son dans l'eau de mer est essentielle lors de la reconstruction de la trace des muons dans le détecteur et la valeur du courant marin à différentes profondeurs permettra de corrélérer certains effets visibles dans les données telles que la variation du bruit de fond optique ou encore une variation de la position du détecteur. Les lignes principales du détecteur comporteront les mêmes instruments de mesure que la ligne instrumentée mais cela permettra, en

plus, de connaître les propriétés sous-marines à tous moments.

La collaboration a décidé d'utiliser un profileur de courant en bas de ligne et un en haut de ligne, l'un étant dirigé vers l'autre. Un appareil du même type a été utilisé avec le démonstrateur d'Antarès et son fonctionnement sera expliqué dans le chapitre dédié au démonstrateur.

La résolution sur la mesure de conductivité est très bonne (de l'ordre de 10^{-4} S/m pour une conductivité comprise entre 0 et 7 S/m) ainsi que sur celle de la température : 10^{-4} °C pour une mesure comprise entre -5 et 35°C.

Le mesureur de la vitesse du son utilisé pour la ligne instrumentée sera le même que celui utilisé pour les autres lignes et que celui du démonstrateur. Il peut mesurer la vitesse sous-marine du son comprise entre 1400 et 1600 m/s avec une précision sur la mesure de l'ordre de 0,1 m/s et son fonctionnement sera détaillé dans le chapitre consacré au démonstrateur.

2.3 Calibration du détecteur

Une bonne connaissance de la résolution temporelle du détecteur est très importante pour la précision angulaire d'Antarès. Le positionnement spatial des éléments du détecteur repose sur les mesures des inclinomètres, des compas et des balises acoustiques. La calibration en temps des modules optiques est obtenue grâce aux mesures des temps d'arrivée des impulsions lumineuses produites par les balises optiques et laser. Ces impulsions peuvent aussi servir à mesurer l'atténuation de la lumière dans l'eau. La balise-laser est capable d'illuminer plus de la moitié du détecteur permettant ainsi de contrôler la mesure de la diffusion de la lumière dans l'eau de mer. Dans cette partie, nous allons détailler les différentes méthodes de calibration utilisées et déjà testées par la collaboration (avec le démonstrateur).

2.3.1 Le système de calibration du détecteur

Les mesures requises pour cette calibration sont une calibration en amplitude (c'est-à-dire que l'on doit connaître le signal correspondant à une certaine quantité de lumière), une calibration en temps du détecteur (c'est-à-dire le temps pris par un photomultiplicateur pour répondre à un signal donné) ainsi qu'un contrôle des propriétés de l'eau de mer telles que la longueur d'absorption et de diffusion. La calibration du détecteur est effectuée à l'aide d'appareils dédiés aux différents aspects du problème. Le positionnement spatial du détecteur sera obtenu grâce aux mesures des inclinomètres et au positionnement acoustique. La calibration relative en temps des modules optiques sera donnée par le temps d'arrivée de courtes mais intenses impulsions lumineuses produites par les balises optiques et la balise-laser. Ces impulsions lumineuses peuvent aussi être utilisées pour contrôler l'atténuation de la lumière dans l'eau ou l'efficacité

de la calibration des modules optiques. D'autre part, la balise-laser, située au pied de la ligne instrumentée, peut produire des impulsions lumineuses capables d'illuminer plus de la moitié du détecteur. Ces impulsions peuvent permettre de contrôler la diffusion de la lumière dans l'eau [67].

Le système de calibration des photomultiplicateurs :

Le temps de transit moyen du photomultiplicateur est une des méthodes de calibration en temps du détecteur. Des LED vont permettre de mesurer le temps de transit du photomultiplicateur en fonction de la haute tension appliquée. Ce système contrôlera ce temps de transit durant la prise de données. La source de lumière est une LED

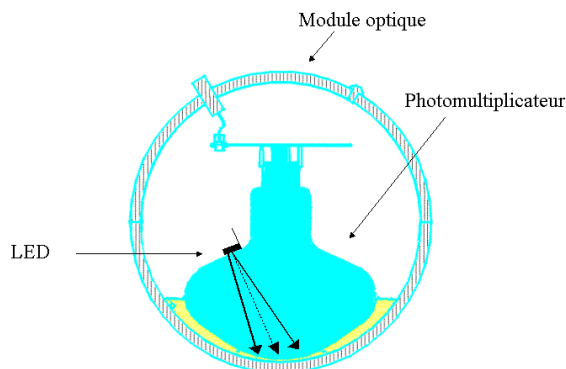


FIG. 2.16 – Schéma représentant le photomultiplicateur à l'intérieur de la sphère et la position de la LED dans le module optique. Cette LED bleue va permettre la calibration des photomultiplicateurs en temps réel.

bleue. Elle est enfermée dans une capsule noire qui comporte une petite ouverture de diamètre 1 mm de manière à ne sélectionner qu'une petite fraction de lumière émise car à haute intensité, la LED peut produire jusqu'à 10^8 photons par impulsion.

Le système est installé sur la partie arrière (figure 2.16) du photomultiplicateur et la photocathode est illuminée à travers la fine couche d'aluminium déposée sur l'arrière du photomultiplicateur. Cette méthode présente deux avantages : il n'y a pas d'effet d'ombre sur la photocathode et l'implémentation mécanique est relativement facile.

Les balises optiques :

Comme nous avons besoin d'une calibration entre les lignes mais aussi d'une calibration entre étages de détection, les seules LEDs dans les photomultiplicateurs ne sont pas suffisantes. Il est nécessaire d'avoir des LEDs en dehors des modules optiques. C'est le rôle des balises optiques. La balise a la forme d'un cylindre hexagonal (figure 2.17), résistant à la pression. Il s'est avéré nécessaire d'inclure un photomultiplicateur dans la balise de manière à mesurer le temps "vrai" du flash de lumière émis indépendamment de celui mesuré par les photomultiplicateurs des lignes, l'électronique entre les LCMs pouvant "perturber" le signal. Le dispositif actuel comprend cinq LEDs par face avec un total de six faces. L'électronique permet à 1, 4 ou aux 5 LEDs d'émettre en même temps. Elles émettent avec une longueur d'onde de 470 nm, avec une largeur à mi-hauteur de 15 nm. Chaque impulsion a un temps de montée compris entre 1,8 et 2,0 ns

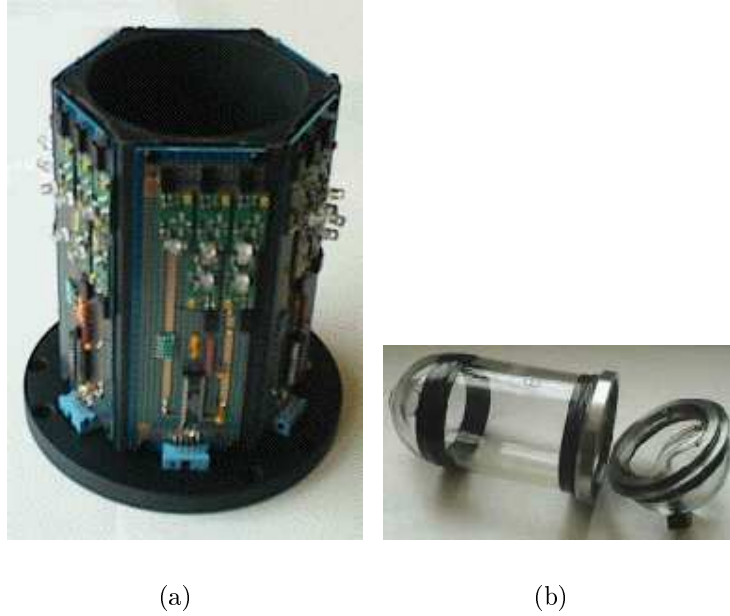


FIG. 2.17 – Photo du cylindre hexagonal comportant les LEDs (a) et du support des balises optiques (b).

et une largeur à mi-hauteur comprise entre 4,5 ns et 6,5 ns. Mécaniquement, les balises optiques se situeront sur le support des modules optiques, à raison de quatre balises par ligne.

La balise-laser :

Le composant principal de cette balise est un laser qui émet de courtes mais intenses impulsions lumineuses vertes à 532 nm. La largeur à mi-hauteur du signal est d'environ 0,8 ns. Cette balise est fixée au pied de la ligne instrumentée [77]. Le système est contenu dans un cylindre en titane et est dirigé vers le haut. Le laser est déclenché par un signal de 250 μ s et à une fréquence pouvant aller jusqu'à 1 kHz. Cette balise est capable d'illuminer plus de la moitié du détecteur, permettant ainsi une calibration temporelle relative.

Le positionnement relatif du détecteur :

La reconstruction de la trace des muons dans le détecteur repose sur la mesure précise du temps d'arrivée des photons Cherenkov (environ 1 ns) au niveau des modules optiques. Cela nécessite donc une bonne connaissance de la position des modules optiques les uns par rapport aux autres ou, mieux encore, de la position des modules optiques par rapport à un point fixe du détecteur tel que les ancrs par exemple.

La précision sur le positionnement spatial des modules optiques doit donc être meilleure que l'incertitude existant sur la détection de la lumière Cherenkov. Or une erreur de 1 ns sur le temps d'arrivée des photons Cherenkov correspond à une erreur de 22 cm environ sur le positionnement spatial des modules optiques. Il s'agit donc de mesurer la position spatiale des modules optiques avec une erreur inférieure à 20 cm.

Ce positionnement spatial du détecteur est obtenu grâce à deux systèmes indépendants l'un de l'autre : un système acoustique haute fréquence et longue distance donnant la position dans l'espace des hydrophones (appareils de mesure) placés le long des lignes et un ensemble de inclinomètres donnant l'inclinaison de chaque module optique d'un étage par rapport à l'horizontale ainsi que son orientation par rapport au Nord. La forme de chaque ligne est alors reconstruite en effectuant un ajustement de toutes ces données. On peut déduire la position relative des modules optiques en utilisant la forme reconstruite de la ligne et la géométrie spatiale des modules optiques.

Des simulations ont été effectuées afin d'étudier les performances du système utilisé en faisant varier le nombre d'appareils à utiliser ainsi que la valeur du courant marin en fonction de la hauteur de la ligne [68]. Les résultats obtenus montrent que l'on obtient un positionnement relatif des modules optiques avec une erreur inférieure à 10 cm même pour un courant marin de 15 cm.s^{-1} .

La calibration en temps :

En plus de la position spatiale des modules optiques, la reconstruction de la trace des muons dans le détecteur dépend du temps relatif de chaque signal de photomultiplicateur. Afin de ne pas détériorer la précision sur les mesures de temps d'arrivée des photons Cherenkov (1 ns), nous avons besoin d'une calibration en temps du détecteur de 0,5 ns maximum. Pour cela, trois systèmes indépendants mais complémentaires sont utilisés [69]. Tout d'abord, un système d'horloge interne mesure le décalage relatif en temps de chaque horloge contenue dans les LCMs. Ensuite, le système de calibration de temps de transit des photomultiplicateurs mesure le temps de transit de chaque module optique. Pour finir, la balise-laser fixée au pied de la ligne instrumentée, illuminant plus de la moitié du détecteur, et la balise optique [70], [71], fixée sur le support des modules optiques et illuminant 8 à 10 étages de chaque ligne voisine, permettent de mesurer la réponse de plusieurs modules optiques à une impulsion lumineuse intense et fixe. Chaque ligne est équipée de quatre balises optiques.

Le positionnement absolu du détecteur :

Ce positionnement nécessite la connaissance de trois coordonnées géographiques du détecteur (latitude, longitude et altitude) et trois angles correspondant au référentiel terrestre défini par trois lignes. La position géographique du détecteur est obtenue grâce à une mesure GPS effectuée sur le bateau lors du déploiement d'une ligne, à une triangulation acoustique à partir de la surface de la mer, à une mesure de profondeur réalisée par les capteurs de pression et à la longueur déployée de câble lors de l'immersion de cette ligne. La précision requise n'est pas de plus de quelques arc-minutes pour la latitude et la longitude et de quelques mètres pour l'altitude.

La résolution angulaire attendue du détecteur étant de $0,2^\circ$, la précision sur la mesure des angles doit être meilleure que $0,2^\circ$ et donc nécessite plus d'attention. La détermination de ces angles est obtenue grâce à l'inclinaison du détecteur par rapport au plan horizontal dans l'axe Nord-Sud, dans l'axe Est-Ouest et l'inclinaison du haut du détecteur par rapport à l'axe Nord-Sud. La détermination des deux premiers angles repose sur la mesure de l'altitude relative de l'ancre de la ligne considérée. Une précision de 35 à 50 cm est acceptable. Le troisième angle est obtenu à partir de la surface de la mer, à l'aide du système GPS et du système acoustique haute fréquence et longue

distance.

2.3.2 Le système de déclenchement

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, il n'est pas question d'envoyer toutes les données à la côte. Cependant, l'intensité du bruit de fond optique et plus particulièrement de la bioluminescence peut varier sur des échelles de temps telles que la seconde aussi bien que sur des mois. Le système de déclenchement doit donc être capable d'ajuster les conditions variables dues au bruit de fond optique de façon à ne garder que les données utiles. Le niveau 0, défini par l'ARS, correspond aux coups "simples", c'est-à-dire le signal reçu par les photomultiplicateurs.

Le second niveau, défini par ce système de déclenchement, requiert un signal en coïncidence sur deux étages consécutifs. Il s'agit du niveau de déclenchement L1. Ce niveau L1 est envoyé directement aux ARS des modules optiques correspondants aux étages concernés. Si ce niveau est satisfait, il entraîne une digitisation et un enregistrement des données des signaux durant une fenêtre en temps définie par L1.

Ensuite, un dernier niveau, le niveau L2, peut être défini ; ce niveau de déclenchement agit sur l'ensemble du détecteur et initialise la digitisation et l'enregistrement des données de tous les LCMs durant une fenêtre en temps programmable. Il est situé soit au niveau d'un étage de détection c'est-à-dire n'utilisant que les informations concernant un étage (trois modules optiques, 1 LCM) soit en demandant une coïncidence entre les signaux L1 de deux LCMs adjacents. La coïncidence est formée en retardant le signal L1 du LCM le plus bas d'un temps égal au temps mis par le signal L1 de l'étage le plus haut pour atteindre l'étage le plus bas. Par contre, la porte en temps pour la coïncidence entre deux LCMs adjacents est définie par la largeur des signaux. La définition exacte des niveaux L1 et L2 s'effectue à l'aide des commandes du contrôle asynchrone.

Système de déclenchement et taux de données obtenues :

Le tableau 2.3 regroupe les différentes estimations faites lors des études de sites pour

Seuil (pe)	Taux mesuré (kHz)
0,3	60
1,0	30
1,5	4
2,0	0,51

TAB. 2.3 – *Ce tableau donne une estimation de la ligne de base des données mesurées, en kHz, attendues en fonction du seuil de déclenchement L0 choisi en nombre de photoélectrons (pe). Ces estimations sont basées sur les mesures effectuées lors des différentes études de sites et sont valables pour des photomultiplicateurs 10 pouces.*

le taux de données attendu. Le volume de données pour un certain seuil dépend de la fraction d'événements WaveForm (WF, § 2.1.2b) enregistrés. Cette fraction est estimée à 1% plus la fraction des signaux-doubles dans la porte d'intégration (50 ns). Une estimation, faite dans le cas optimiste d'un taux de comptage d'événements se situant

au photoélectron de 60 kHz, donne un taux d'évènements WF de 1.3%. Le volume de données par coup est alors d'environ 75 bits, soit $4,5 \text{ Mb.s}^{-1}$ par module optique, soit 68 Mb.s^{-1} par MLCM, soit 405 Mb.s^{-1} par ligne. Si, ensuite on prend en compte l'effet de la bioluminescence sur le taux de données, on obtient 540 Mb.s^{-1} par ligne. Ce volume de données peut être réduit de diverses façons. Par exemple, le système de déclenchement sera configuré comme suit :

- Niveau L1 : un coup unique au dessus d'un seuil relativement haut ou deux coups au dessus d'un seuil relativement bas sur deux modules optiques différents dans une porte en temps de $\pm 20\text{ns}$.
- Niveau L2-1 étage : une coïncidence sur un étage dans une porte en temps de $\pm 20\text{ns}$.
- Niveau L2-2 étages : une coïncidence entre les signaux L1 d'étages adjacents dans une porte en temps de $\pm 80\text{ns}$.

En utilisant cette configuration, chaque module optique devrait générer 1,1 Mb/s de données.

Efficacité du système de déclenchement : L'effet des différents niveaux de déclenchement sur les simulations de muons ayant des énergies entre 200 et 300 GeV et traversant le volume du détecteur a été étudié. Les principaux résultats sont regroupés dans le tableau 2.4 et montrent qu'un système de déclenchement demandant un ou deux signaux larges est très efficace.

Seuil (pe)	0,3 pe	1,0 pe	1,5 pe	2,0 pe
Efficacité du système de déclenchement	99 %	98 %	96 %	91 %

TAB. 2.4 – Ce tableau montre l'efficacité relative du système de déclenchement en fonction du seuil choisi.

2.3.3 Les données

La principale fonction du système d'enregistrement des données venant des photomultiplicateurs est l'étiquetage en temps du signal analogique et la digitisation de la charge. Ce système d'enregistrement est implémenté dans le circuit intégré ARS.

La calibration en temps des données se fera à l'aide des balises optiques : elles émettent un flash de lumière quand le signal correspondant à l'horloge est reçu. Chaque flash produit environ 10 kBytes de données et la bande passante disponible permet 10^5 flashes par seconde. Les données de calibration seront alors écrites sur bande et disponibles à tout moment si nécessaire. La calibration est terminée lorsque les balises optiques ont émis un certain nombre (programmable) de flashes. Les données de physique sont enregistrées en même temps que s'effectue la calibration des photomultiplicateurs et la calibration de l'horloge.

2.3.4 Le système d’horloge

Ce système a pour objectif de fournir un signal d’horloge commun de 2 MHz à tous les ARS. Il peut distribuer un certain nombre d’autres signaux aux LCMs. Ces autres signaux sont utilisés pour synchroniser les ARS, pour calibrer les horloges dans les LCMs et pour contrôler les flux de données avant transmission à la côte. A intervalles de temps réguliers (800 ms), l’horloge interne des ARS est remise à zéro grâce aux signaux RTS (Reset Time Stamp). Le décalage relatif des “horloges-esclaves” est déterminé en mesurant la propagation des retards du signal de calibration avec une précision de 1 μ s. Ce signal est distribué à tout le système d’horloge et est retourné par une des “horloges-esclaves”. Cette horloge est pré-sélectionnée en utilisant un autre signal d’horloge en signal adressé au LCM correspondant [69].

2.3.5 Le contrôle asynchrone

L’objectif est de contrôler et de commander tous les paramètres utilisés par les diverses parties du détecteur. Cela signifie que ce contrôle doit permettre à l’utilisateur d’envoyer des commandes au détecteur mais aussi de retrouver les valeurs introduites. Comme la majeure partie de la bande passante est réquisitionnée pour le système d’acquisition de données, le nombre de données du contrôle asynchrone doit être optimisé et donc tous les paramètres vont être répertoriés dans une base de données et les différentes requêtes du contrôle asynchrone seront envoyées à cette base de données. Les cartes embarquées devront vérifier régulièrement les appareils connectés et mettre à jour la base de données en envoyant toutes les valeurs des paramètres ayant changé. Les données envoyées à la côte seront dupliquées et une copie sera formatée pour remplir la base de données et la seconde copie sera sauvegardée et écrite sur bande pour permettre de reconstruire la base de données si un problème arrive. Pendant une prise de données, la base de données permet à l’utilisateur de lire les différents paramètres envoyés par les conteneurs. La valeur lue dans la base de données correspond donc à la valeur réelle du paramètre. Il n’est bien évidemment pas possible de modifier un paramètre pendant une prise de données.

2.3.6 Le système de positionnement acoustique

Ce système se base sur la mesure des temps de passage entre émetteur et récepteur de signaux acoustiques de 40 à 65 kHz. Les émetteurs sont situés au pied de chaque ligne et les récepteurs sont distribués le long des lignes, un par secteur, répartis de manière à ce qu’il y ait une densité importante de récepteurs dans le tiers supérieur de la ligne (courant marin plus important à cet endroit). La position dans l’espace de chaque récepteur est obtenue par triangulation du temps de passage des ondes entre le récepteur et chaque émetteur fixe. Ces balises acoustiques doivent aussi être capables de recevoir un signal acoustique permettant de déterminer leur propre position spatiale par rapport aux ancres des lignes. Les données (temps de passage) sont envoyées à terre

pour archivage et pour calcul de la position dans l'espace des modules acoustiques. Les quatre balises seront déployées sur leurs structures pyramidales sur un carré de 300m de côté, autour du détecteur. Les mesures faites avec le démonstrateur d'Antarès donnent des mesures de distances avec moins de 1cm d'erreur alors que la précision sur les positions spatiales des récepteurs obtenues par triangulation est de l'ordre de 1 à 3 cm.

Quatre fréquences acoustiques différentes sont utilisées afin de mieux différencier les émissions acoustiques et d'éviter aussi les interférences possibles dues à une émission trop rapide d'ondes acoustiques avec une même fréquence. La conversion du temps de vol des signaux acoustiques en distance nécessite une très bonne connaissance de la vitesse du son dans le détecteur donc d'autres appareils de mesure sont nécessaires pour ce système de positionnement des lignes. Tout cela sera plus amplement détaillé dans le chapitre concernant le démonstrateur d'Antarès.

Complémentairement au système de positionnement acoustique, des appareils de mesures d'inclinaison et des boussoles sont nécessaires tant à la reconstruction de la forme de la ligne qu'à la mesure de l'orientation des modules optiques. L'orientation par rapport à la verticale des trois modules optiques d'un étage est utilisée pour déterminer la vraisemblance géométrique de la trajectoire du muon reconstruit.

2.4 Les installations à terre du télescope Antarès



FIG. 2.18 – Plan situant, dans la Seyne-Sur-Mer, le hall d'assemblage du télescope, l'emplacement de l'alimentation, la plage des sablettes où arrive le câble électro-optique ainsi que la Villa Pacha qui sera utilisée comme salle d'acquisition.

La station à terre rassemble, dans une même structure, les salles de traitement

et de contrôle. Les contraintes de localisation sont principalement données par le local-énergie (“power hut”). Une distance de 500 m environ sépare la Villa Pacha de ce local.

2.5 Caractérisation du milieu marin

La collaboration Antarès a, depuis 1996, effectué d’importantes études de caractérisation du milieu marin. Ces études regroupent aussi bien la caractérisation du bruit de fond optique dû à la bioluminescence et à la décroissance β du potassium 40 mais aussi l’étude de la transparence de l’eau et la quantité de salissures pouvant se déposer sur les modules optiques et engendrer une perte d’efficacité du télescope. Dans ce paragraphe, nous allons expliquer les moyens mis en oeuvre pour quantifier toutes ces informations, nécessaires pour l’expérience.

2.5.1 Dépôt de salissures sur les modules optiques

Dispositif expérimental

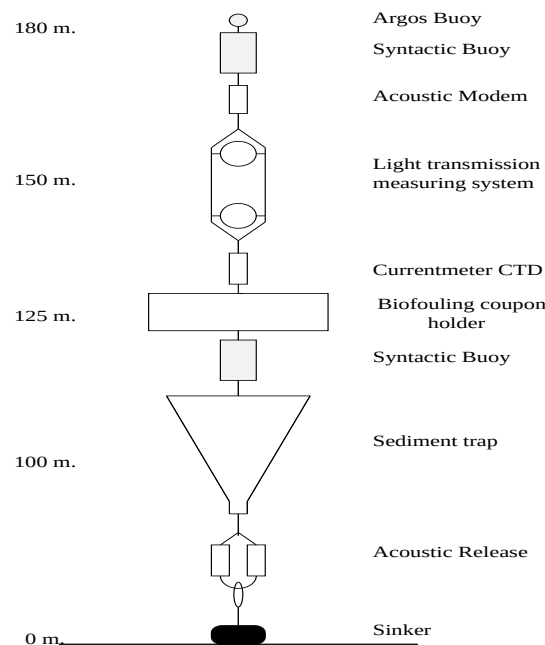


FIG. 2.19 – Représentation schématique de la ligne utilisée pour mesurer le dépôt de salissures éventuel sur les modules optiques.

La ligne schématisée par la figure 2.19 a été immergée deux fois sur un site situé à 1 mile nautique au nord-ouest du site Antarès. Pendant la première immersion (25 Janvier 1997 - 21 Avril 1997), la structure mécanique du système de mesure de transmission de la lumière était verticale, avec la source de lumière situé tout en haut et éclairant la

sphère située en bas. Des photodiodes ont été installées dans la partie supérieure jusqu'à un angle zénithal de 40° (voir figure 2.20) et il n'y avait pas de récipient à sédiments. Lors de la seconde immersion (12 Juillet 1997 - 12 Mars 1998), la structure mécanique du système de mesure de transmission de la lumière était horizontale, avec la source de lumière éclairant horizontalement la sphère. Des photodiodes ont été installées de telle sorte à obtenir des angles zénithaux compris entre 50° et 90° . Le récipient à sédiments a été programmé de façon à recueillir les sédiments durant les 24 premières semaines d'immersion. Finalement, une série de mesures a été effectuée durant la campagne en mer du 21 au 24 Décembre 1998 sur le site Antarès.

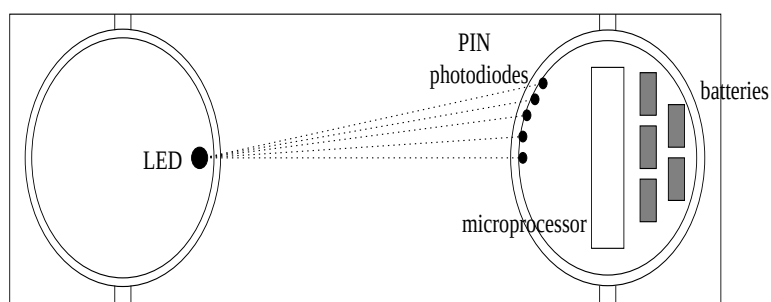


FIG. 2.20 – Représentation schématique du système de mesure de transmission de la lumière.

Résultats

La variation dans le temps du courant des photodiodes (corrigé par la contribution du courant en absence de lumière) donne l'évolution de la transmission de la lumière. Bien que la valeur du courant diffère selon la position de la photodiode et de sa sensibilité, la quantité relevante est la variation relative par rapport à la valeur mesurée immédiatement après immersion. Pour chaque photodiode, il a été vérifié que ces variations relatives ne dépendent pas de la LED qui éclaire. Les valeurs relatives de la transmission, moyennées sur 2 LEDs, sont regroupées dans la figure 2.21 et correspondent aux résultats de la seconde immersion. Nous remarquons que le dépôt de sédiments a tendance à diminuer lorsque l'angle zénithal de la sphère augmente. Nous observons un dépôt important après seulement quelques jours mais le courant existant nettoie la surface des sphères [84].

En conclusion, la perte de transmission est de l'ordre de 60 % au sommet de la sphère après 3 mois d'immersion et de l'ordre de 2 % à l'équateur après 8 mois d'immersion. Comme les modules optiques du futur détecteur d'Antarès seront orientés à 135° vers le bas, le dépôt de sédiment n'entraînera pas d'importante perte de transmission de la lumière, même après plusieurs années d'immersion.

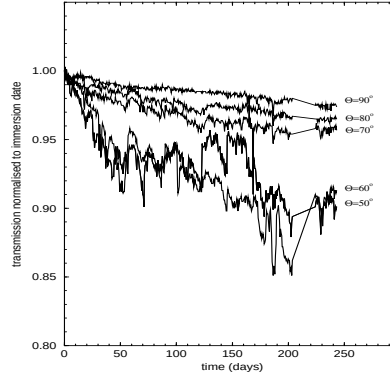


FIG. 2.21 – Résultats obtenus lors de la seconde immersion. Sur cette figure est représentée la transmission normalisée à la date d’immersion (transmission égale à 1 le jour même de l’immersion) pour chaque photodiode, en fonction du temps écoulé depuis l’immersion.

2.5.2 Transparence de l’eau

La transparence de l’eau est une quantité cruciale pour les télescopes à neutrinos Cherenkov dans la mesure où elle a un impact sur la résolution angulaire avec laquelle la direction du muon peut être reconstruite (plus la longueur de diffusion est grande moins les photons vont être déviés de leur direction originelle) et sur le volume effectif du détecteur (plus la longueur d’absorption est grande, plus le détecteur sera capable de “voir” les muons loin).

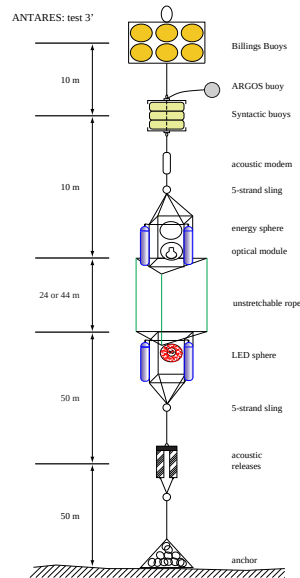


FIG. 2.22 – Représentation schématique de la ligne utilisée pour mesurer la transparence de l’eau.

Dispositif expérimental

Trois dispositifs expérimentaux ont été utilisés. Le premier, représenté par la figure 2.22, a été effectué avec une source de lumière bleue [85], le second avec une source de lumière émettant dans l'UV [86] et le troisième avec les deux sources précédentes [87]. La source est composée de 6 LEDs, installées sur les 6 faces d'un cube. Les LEDs

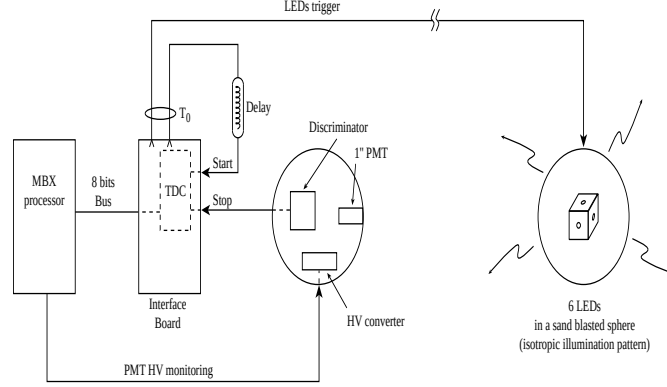


FIG. 2.23 – Représentation schématique du dispositif électronique utilisé pour la mesure de la transparence de l'eau.

émettent à une longueur d'onde de 466nm et le cube est placé dans une sphère. Les LEDs ont des impulsions simultanées d'une fréquence de 30kHz. Cette source est isotrope. Le détecteur est un photomultiplicateur de 1 pouce, collé dans une sphère. La figure 2.23 représente ce dispositif. Il a donc été possible de prendre des données avec

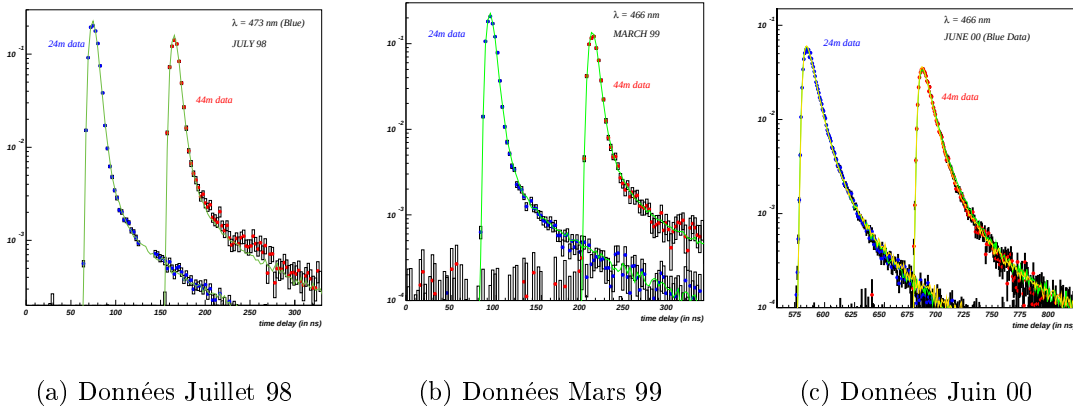


FIG. 2.24 – Ces trois figures représentent les données recueillies lors des tests sur la transparence de l'eau avec la lumière émettant dans le bleu. De gauche à droite : Juillet 1998, Mars 1999 et Juin 2000. Il s'agit du retard en temps mesuré par rapport à l'instant d'émission des photons par la source.

les deux types d'émission lors d'une seule immersion. Un ensemble de données (avec

les deux types de lumière) a été recueilli avec ce dispositif en Juin 2000 et, pendant la même période, des données supplémentaires avec les deux sources de lumière mais cette fois séparément ont été recueillies, la distance entre la source et le détecteur de lumière étant de 24 m.

Pour ce test, les LED sont utilisées en mode impulsion. Les longueurs d'onde sont respectivement pour la LED bleue et la LED UV :

Bleue : $\lambda = 473,0 \text{ nm}$ ($\sigma = 13 \text{ nm}$)

UV : $\lambda = 374,5 \text{ nm}$ ($\sigma = 5,0 \text{ nm}$)

Modèle utilisé pour décrire le milieu

Le milieu dans lequel le photon se propage est décrit par trois paramètres : la longueur d'absorption (λ_{abs}), la longueur de diffusion (λ_{diff}) et une fonction $\tilde{\beta}(\theta)$ qui décrit la distribution de l'angle de diffusion.

La probabilité qu'un photon ne soit pas absorbé après avoir traversé une distance r est :

$$P_{abs} = e^{\frac{-r}{\lambda_{abs}}}$$

La probabilité qu'un photon ne soit pas diffusé après avoir traversé une distance r est :

$$P_{diff} = e^{\frac{-r}{\lambda_{diff}}}$$

Mesurer la longueur d'atténuation λ_{att} est la méthode la plus directe de caractériser le milieu. La définition de la longueur d'atténuation λ_{att} est :

$$\frac{1}{\lambda_{att}} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{diff}}$$

Si tous les photons diffusés ne sont pas perdus et sont détectés, la longueur d'atténuation effective est une valeur intermédiaire entre la longueur d'atténuation définie précédemment et la longueur d'absorption. Les caractéristiques de l'absorption peuvent être obtenues en comparant les hauteurs des pics de photons directs. Un ajustement sur les distributions mesurées estime la longueur de diffusion. L'eau de mer n'étant pas pure, deux contributions apparaissent dans la diffusion des photons : diffusion sur les molécules d'eau et sur les molécules en suspension. La diffusion sur les molécules d'eau suit une distribution appelée "distribution de Rayleigh" [85] :

$$\tilde{\beta}_R(\theta) = 0.06225(1 + 0.825\cos^2\theta)$$

A l'aide des modélisations décrites dans [85], [86] et [87], on obtient les résultats décrits par la suite. On définit la longueur de diffusion "effective" par :

$$\lambda_{scatt,eff} = \frac{\lambda_{scatt}}{1 - \langle \cos \theta \rangle} \quad (2.1)$$

Dans le cas d'une diffusion "vers l'avant" ($\cos \theta = 1$), $\lambda_{scatt,eff} \rightarrow \inf$: l'effet de la diffusion est insignifiant, le photon est à peine retardé.

Résultats

Les résultats obtenus pour les deux longueurs, absorption et diffusion, sont regroupés dans les tableaux 2.5 et 2.6 (figures 2.24 et 2.25). Les valeurs données dans les tableaux 2.5 et 2.6 sont obtenues en ajustant les distributions mesurées du temps d'arrivée des photons dans les photomultiplicateurs. Les mesures sur le site Antarès de la longueur de diffusion sont :

$$\begin{aligned}\lambda_{scatt,eff} &\sim 300m \gg \lambda_{abs}(bleu) \\ \lambda_{scatt,eff} &\sim 100m \gg \lambda_{abs}(UV)\end{aligned}\quad (2.2)$$

L'absorption est donc le facteur dominant dans Antarès.

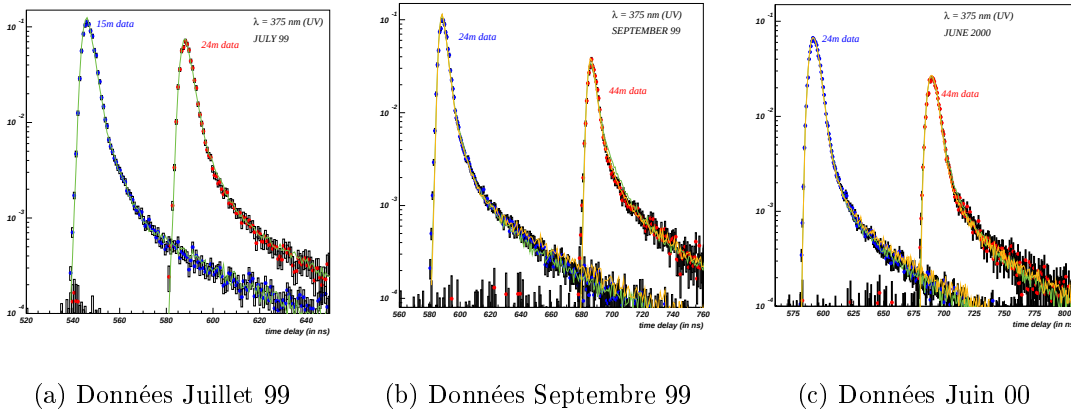


FIG. 2.25 – Ces trois figures représentent les données recueillies lors des tests sur la transparence de l'eau avec la lumière émettant dans l'UV. De gauche à droite : Juillet 1999, Septembre 1999 et Juin 2000.

	$\lambda_{att,eff}$	λ_{abs}	λ_{scat}	$\lambda_{scat,eff}$
Juillet 98	60.0 ± 0.4	69.3 ± 1.3	79 ± 6	272 ± 4
Mars 99	52.2 ± 0.7	60.7 ± 0.7	54 ± 18	231 ± 11
Juin 00	45.5 ± 1.9	47.9 ± 0.3	37 ± 7	294 ± 3
		48.4 ± 0.3	79 ± 8	305 ± 31

TAB. 2.5 – Résumé des résultats obtenus à l'aide de la lumière émettant dans le bleu.

2.5.3 Les bruits de fond optiques : la bioluminescence et le potassium 40 - généralités

La bioluminescence est l'émission de lumière par les organismes vivants. Les organismes marins émettent dans le bleu-vert, ce qui correspond aux longueurs d'onde

	$\lambda_{att,eff}$	λ_{abs}	λ_{scat}	η	$\lambda_{scat,eff}$
Juillet 99	20.8 ± 0.8	22.0 ± 0.1	23 ± 5	0.16 ± 0.04	104 ± 2
		22.0 ± 0.1	23 ± 4	0.16 ± 0.03	102 ± 16
Septembre 99	22.3 ± 0.3	25.1 ± 0.2	18 ± 2	0.08 ± 0.01	120 ± 2
		25.4 ± 0.2	27 ± 1	0.19 ± 0.01	108 ± 3
Juin 00	25.0 ± 0.5	28.0 ± 0.1	25 ± 2	0.12 ± 0.01	134 ± 2
		28.0 ± 0.1	46 ± 1	0.32 ± 0.01	124 ± 3

TAB. 2.6 – Résumé des résultats obtenus à l’aide de la lumière émettant dans l’UV.

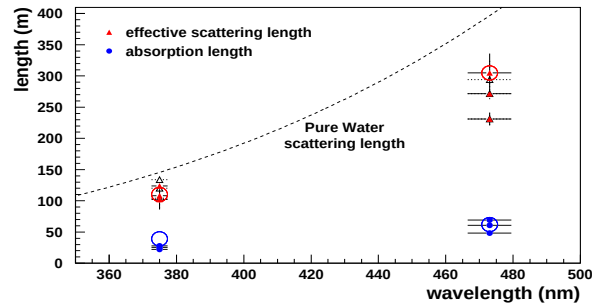
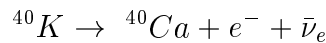


FIG. 2.26 – Longueurs d’absorption (cercles bleus) et de diffusion (triangles rouges remplis) provenant des données des différents tests. Les barres d’erreurs horizontales représentent la résolution spectrale de la source ($\pm 1 \sigma$). Les grands cercles rouge et bleu représentent les longueurs d’absorption et de diffusion respectivement si l’eau de mer était pure. La ligne en pointillés est la longueur de diffusion dans l’eau pure.

les mieux transmises dans l’eau de mer, c’est-à-dire entre 450 et 520 nm environ. Ces longueurs d’onde correspondent donc à celle de l’émission Čerenkov détectée dans Antarès. Cette lumière émise est de durée et d’intensité variables sauf en ce qui concernent les bactéries, qui, émettent de façon continue. La bioluminescence présente de multiples explications : éclairage, défense contre les prédateurs, etc [82].

On définit le taux de bioluminescence comme la fraction de temps pendant lequel un module optique enregistre une fréquence supérieure à 200 kHz, avec un seuil à 0.3 photoélectron. Le module optique enregistre aussi la lumière produite par désintégration du potassium 40 (^{40}K) présent dans l’eau de mer. En effet, en se désintégrant, cet isotope radioactif du potassium produit des électrons relativistes et donc de la lumière Čerenkov (figure 2.28) : le potassium contient 0,0117 % en poids de potassium 40. Cet isotope se désintègre avec un temps de vie de $1.277 \cdot 10^9$ années et principalement de deux manières :

– Désintégration Béta :



L’électron est émis avec une énergie cinétique moyenne de 1.12 MeV c’est-à-dire au dessus du seuil d’énergie d’émission Čerenkov dans l’eau dans 90% des cas. Cet électron, qui ne parcourt environ que 2 mm dans l’eau, produit une

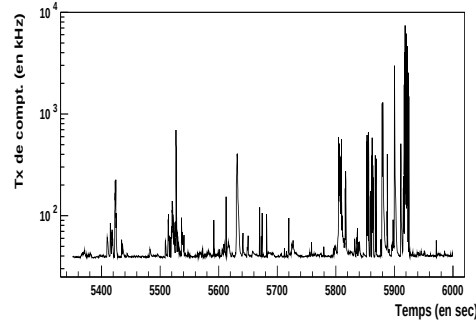


FIG. 2.27 – *Taux de comptage du bruit de fond optique en fonction du temps. On observe bien une composante continue de l'ordre 40 kHz ainsi que des pics caractéristiques de la bioluminescence.*

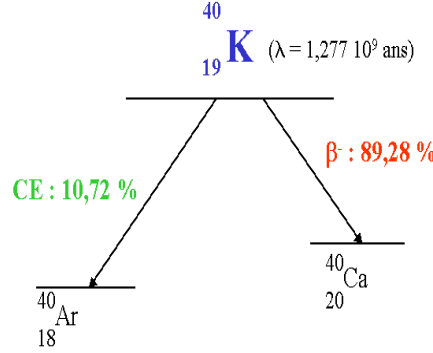
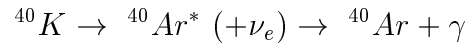


FIG. 2.28 – *Ce schéma résume les deux modes désintégrations du ^{40}K .*

quarantaine de photons ayant une longueur d'onde entre 300 nm et 600 nm. Mais en raison de diffusions multiples, ces photons perdent quasiment toute l'information sur la direction initiale du photon [83]. Ce mode de désintégration a une probabilité de 0,89.

- L'autre mode de désintégration est la capture électronique :



Une capture électronique génère, en moyenne, 80 photons Čerenkov. Ce mode-ci a, quant à lui, une probabilité de 0,11.

Le bruit optique engendré par ces désintégrations est proportionnel à la salinité de la mer (en mer Méditerranée). En effet, l'activité du ^{40}K (nombre de désintégrations par mètre cube d'eau) est déduite de la salinité mesurée S , pour le site Antarès $S = 38,45 \cdot 10^{-3}$ PSU (unite pratique de salinité), qui correspond à une activité du ^{40}K de $A_{^{40}\text{K}} \simeq 13000 \text{ Bq/m}^3$ et vaut

$$A_{^{40}\text{K}} = 3,33 \cdot 10^5 S \text{ Bq/m}^3 \quad (2.3)$$

Ceci constitue la deuxième partie de la composante continue formant notre bruit de fond optique. En supposant une longueur d'atténuation de 41 m (effectivement mesurée) et une activité du ^{40}K de 13000 Bq/m^3 , le bruit de fond de ^{40}K est estimé à $18 \pm 3,5$ kHz pour un photomultiplicateur de 8" et à 26 ± 5 kHz pour un photomultiplicateur de 10".

2.5.4 Caractérisation des bruits de fond optiques

Afin de caractériser l'importance des deux bruits de fond optiques, la bioluminescence et la désintégration du ^{40}K présent dans l'eau de mer, la collaboration a effectué plusieurs tests sur différents lieux d'immersion. Dans ce paragraphe, nous allons décrire le dispositif expérimental employé puis donner les résultats obtenus avec ces tests.

Dispositif expérimental

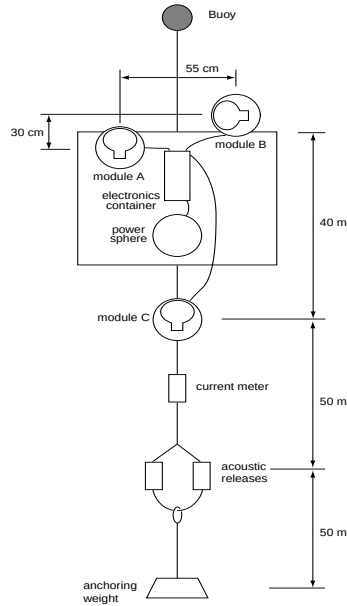


FIG. 2.29 – Représentation schématique de la ligne 1.

Pour ces tests, la collaboration a immergé un type de ligne, communément appelé ligne 1. Cette ligne-test est réservée à la mesure du bruit optique (voir figure 2.29). Cette ligne comprend 3 modules optiques, dont deux qui sont proches et qui permettent de mesurer le taux de coïncidences. Le troisième module optique, beaucoup plus éloigné sert à vérifier les corrélations, à longue distance, des signaux mesurés. Toutes ces mesures sont très importantes parce qu'elles ont permis de désigner le "meilleur" site parmi tous ceux testés mais aussi elles ont déterminé la configuration et les performances du détecteur d'Antarès.

Cette ligne est maintenue au fond de la mer par un lest et un dispositif de flotteurs permet de la maintenir verticale. Entre le lest et le premier module optique, une longueur d'environ 100 m de câble est conservée afin d'éliminer tout déchet provenant du

fond de la mer. Nous appellerons tests 1.6, 1.7, 1.8 et 1.10 les différents tests effectués, chacun correspondant à un dispositif particulier.

Le dispositif consiste en trois modules optiques. Deux d'entre eux, appelés modules A et B, sont situés pratiquement à la même hauteur le long de la ligne (distants de 55cm dans les tests 1.6 et 1.7 et de 1,4 m dans le test 1.8) . Le troisième module optique, appelé module C, est situé plus bas sur la ligne (40 m dans le cas du test 1.6 et 18 m pour le test 1.8 et supprimé dans le test 1.7) par rapport aux deux autres modules optiques. Les modules optiques sont constitués de photomultiplicateurs Hamamatsu 8 pouces de type R5912 (pour les tests 1.6, 1.7 et 1.8) et de photomultiplicateurs Hamamatsu 10 pouces de type R7081-20 (pour le test 1.10) enfermés dans une sphère de 17 pouces. La cage en mu-métal les protège du champ magnétique terrestre. Un circuit de coïncidences (représenté dans la figure 2.30) a été implémenté de façon à mesurer le taux de coïncidences entre les différents modules optiques. Le tableau 2.7 regroupe les

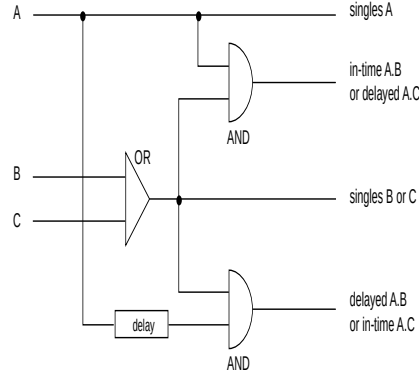


FIG. 2.30 – Schéma de l'électronique utilisé lors des tests 1.6, 1.7 et 1.8.

différents sites explorés ainsi que les photomultiplicateurs utilisés lors des différentes immersions. En plus des taux de comptage des photomultiplicateurs seuls, le circuit de

Test	Site	Profondeur	Taille des PMT utilisés
1.6	Antarès	2430 m	8" (Hamamatsu R5912)
1.7	Corse	2680 m	8" (Hamamatsu R5912)
1.8	Antarès	2320 m	8" (Hamamatsu R5912)
1.10	Antarès	2400 m	10" (Hamamatsu R7081-20)

TAB. 2.7 – Différentes profondeurs d'immersion de la ligne 1 avec le site correspondant ainsi que les photomultiplicateurs utilisés pour chacun des différents tests [88], [89].

coïncidences permet de mesurer le taux de coïncidences entre les modules A et B ou entre les modules A et C. Avec la LED contenue dans le module A, nous avons aussi été tenté de faire des mesures de calibration temporelle. Les données ont été collectées à trois seuils d'amplitude différents de sortie du photomultiplicateur, correspondant aux valeurs suivantes en terme de photoélectrons :

- Modules A ou B : 0,3 pe (35 mV), 2 pe (200 mV), 10 pe (999 mV) ;

- Module C : 0,3 pe (25 mV), 2,4 pe (200 mV), 12 pe (999 mV) ;

Résultats obtenus

De chaque test, nous pouvons obtenir plusieurs informations : le taux de coïncidences entre chaque couple de modules optiques, la corrélation entre les signaux et la dépendance du bruit optique par rapport au courant marin. Comme le montre la figure

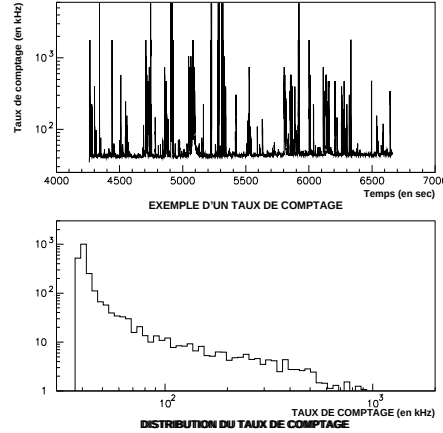


FIG. 2.31 – *Exemple d'un taux de comptage mesuré lors des différents tests déterminant le bruit de fond optique.*

2.31, la bioluminescence consiste en des pics sur des échelles de temps caractéristique de quelques secondes superposés à une composante continue qui varie très peu dans le temps sur des périodes de plusieurs heures. La dépendance en temps des taux de coïncidences peut aussi nous fournir des informations sur le dépôt de sédiments des modules optiques. Finalement, notre intérêt était aussi de comparer les résultats obtenus sur le site Antarès aux résultats du site situé en Corse.

- La composante continue : l'activité de la composante continue, supposée provenir de la désintégration radioactive du ^{40}K , est définie comme la partie la plus basse du taux de comptage de la figure 2.31 représentant le taux de comptage d'un module optique en fonction du temps. Les valeurs minimales et maximales de la composante continue sont regroupées dans le tableau 2.8. Nous pouvons

Test	Période de l'année	Site	Bruit optique (en kHz)	
			Minimum	Maximum
1.6	Oct.97	Antarès	57	73
1.7	Oct.97 - Fev.98	Corse	37	42
1.8	Mar.98 - Avr.98	Antarès	31	53
1.10	Mar.99 - Avr.99	Antarès	40	47

TAB. 2.8 – *Variation de la composante continue du bruit optique. Les tests 1.6 à 1.8 ont été effectués avec des PMT de 8" tandis que le test 1.10 était avec un PMT de 10". Les valeurs des tests 1.6, 1.7, 1.8 sont donc renormalisées à un PMT de 10".*

constater une variation de la composante continue, spécialement dans le site choisi par la collaboration Antarès. Or, pendant les tests, la salinité est restée constante donc la variation de la composante continue ne peut pas être due au taux variable de ^{40}K . Il s'agit probablement d'une contribution non négligeable due à la bioluminescence dans la composante continue. L'amplitude de cette variation est plus faible sur le site corse, ce qui indique une plus faible activité du bruit de fond continu de la bioluminescence. Nous ne pouvons que donner une limite supérieure de la contribution estimée du ^{40}K à cette composante : 17 kHz sur le site Antarès et 24 kHz sur le site en Corse. Un seuil à 2 pe réduit ce bruit de fond d'un facteur 100, le diminuant jusqu'à 300 Hz.

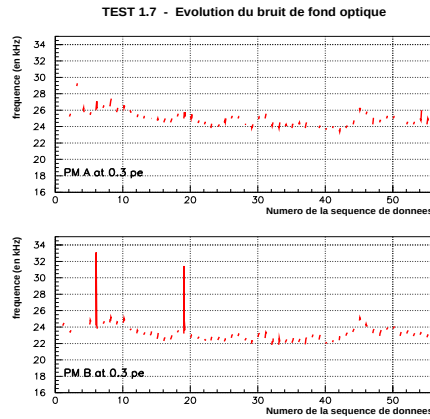


FIG. 2.32 – Evolution en fonction du temps de la composante continue du bruit de fond optique du test 1.7 sur le site Corse. L'ensemble regroupe 130 jours de données.

- La composante variable : le régime de pics de bioluminescence. Le taux de bioluminescence est défini pour une fréquence de 200 kHz. Le taux de bioluminescence mesuré lors du test 1.8 (situé sur le site Antarès) est montré dans la figure 2.33. Typiquement, 5 % du détecteur sera affecté d'une haute activité de bioluminescence (haut taux de bioluminescence) à un instant donné. Il existe peut-être une dépendance en temps de ce taux mais plus de données sont nécessaires pour conclure sur ce point [88]. Une corrélation avec la distance entre les modules optiques peut être prouvée, d'après la figure 2.34. Cette corrélation est visible surtout à faible activité. Une autre corrélation peut être étudiée : celle entre la vitesse du courant et le taux de bioluminescence comme le montre la figure 2.35. Cette corrélation dépend cependant du site étudié et éventuellement de la saison pendant laquelle les mesures sont faites. Cependant, là encore, il y a un manque de données pour confirmer ces hypothèses. On peut ainsi estimer le courant existant sur le site Antarès : il varie entre 0 et 19 cm/s avec une valeur moyenne de 6,8 cm/s. Sur la figure 2.36, on peut aussi remarquer qu'il a une direction privilégiée.
- Coïncidences entre les modules optiques : Les taux de coïncidences sont mesurés à l'aide du circuit représenté dans la figure 2.30. Cette procédure permet de connaître le taux expérimental de coïncidences et le taux retardé. La différence des deux valeurs donne le taux vrai de coïncidences. La figure 2.37 représente la disposition des LED dans chaque module optique pour les trois tests. Le taux

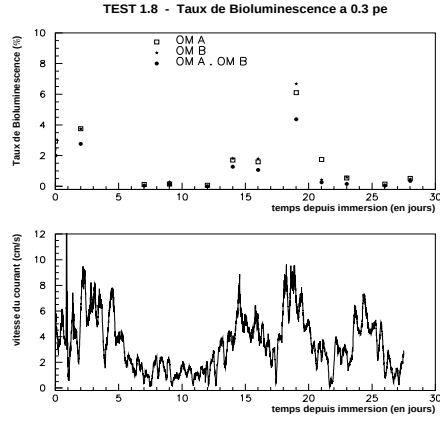


FIG. 2.33 – Evolution en fonction du temps du taux de bioluminescence pour les modules A et B ainsi que le pourcentage en temps pour lequel les deux modules mesurent simultanément un taux de comptage supérieur à 200 kHz. La vitesse du courant est représentée dans la figure du bas.

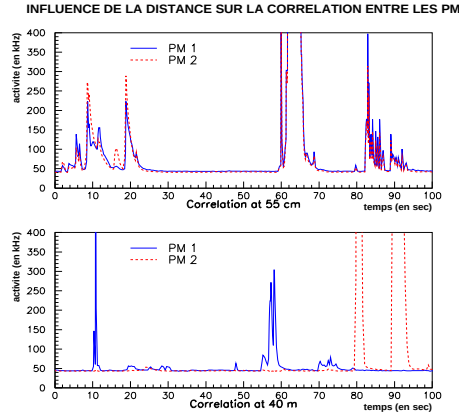


FIG. 2.34 – Exemple de taux de comptage montrant une corrélation entre les taux de comptages des photomultiplicateurs et la distance entre eux.

	Taux vrai (Hz)	sources α (Hz)	Taux de coïncidence (Hz)
Test 1.6 (0,3 pe)	71	52	19
Test 1.6 (2,0 pe)	15	17	~ 0
Test 1.7 (0,3 pe)	71	52	19
Test 1.8 (0,3 pe)	11	~ 0	11
Test 1.8 (2,0 pe)	0	~ 0	0

TAB. 2.9 – Tableau récapitulatif des mesures sur les coïncidences entre les photomultiplicateurs. La première colonne correspond au taux de coïncidences vraies. La seconde colonne donne la valeur mesurée après les tests des sources tandis que la dernière colonne correspond à la différence entre le taux mesuré et la valeur donnée par les sources elles-mêmes.

de coïncidence, supposé provenir principalement du ^{40}K , est donc de 19 Hz à un seuil de 0,3 pe pour les deux modules se situant à 55 cm l'un de l'autre,

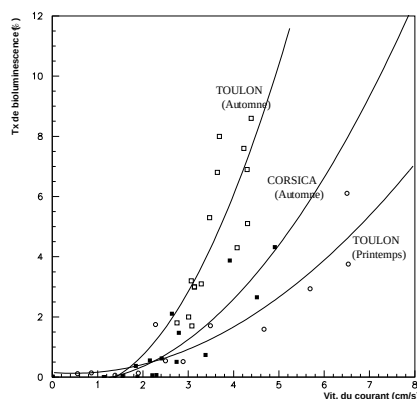


FIG. 2.35 – *Corrélation entre le taux de bioluminescence et la vitesse du courant lors des tests 1.6, 1.7 et 1.8. Un ajustement parabolique est superposé aux données. On peut aussi observer les différentes activités de bioluminescence selon les saisons sur le site d'ANTARES.*

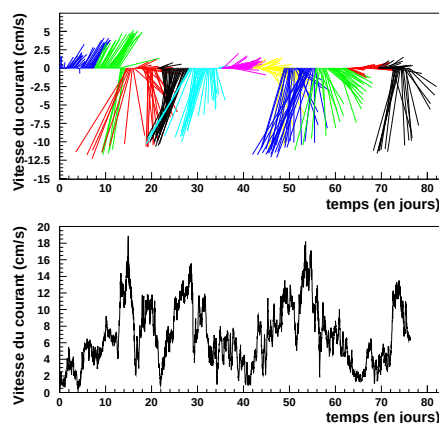
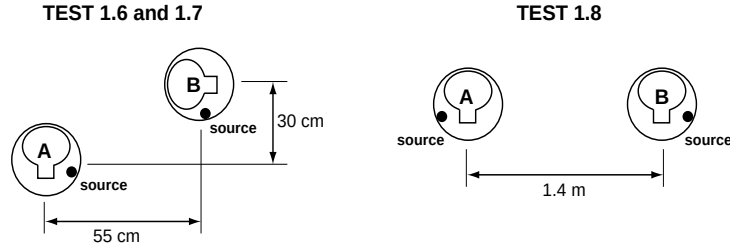


FIG. 2.36 – *Vitesse du courant mesurée sur le site Antarès lors du test 1.10. La mesure a été effectuée pendant 76 jours. La figure du haut représente la direction et l'intensité du courant en fonction du temps. La longueur de chaque segment indique l'intensité du courant en cm/s. L'orientation des segments indique la direction du courant dans le plan horizontal. Chaque couleur correspond à 8 jours de prise de données, pour des raisons de clarté.*

quel que soit le site, et de 11 Hz lorsque les modules sont éloignés de 1,4 m. Le bruit de fond peut donc être réduit en demandant des coïncidences.

Conclusion

La campagne en mer que la collaboration Antarès a décidé d'effectuer a permis de déterminer le site de l'expérience grâce aux mesures de bruit de fond optique, de dépôt de sédiments, de transparence de l'eau, etc. Nous avons aussi appris qu'un haut taux de bioluminescence affectait 5 % du détecteur en permanence. Les dernières mesures

FIG. 2.37 – *Disposition des sources dans les sphères.*

montrent un taux d'environ 60 kHz de ^{40}K sur le site Antarès ainsi qu'un taux moyen de 40 kHz de bioluminescence. D'autre part, nous avons appris que nous pouvons réduire le taux de bruit de fond optique en demandant des coïncidences entre les modules optiques d'un même étage voire entre deux étages. Quant à la vitesse du courant, en moyenne, elle est de $6,8 \text{ cm.s}^{-1}$ avec un maximum de 19 cm.s^{-1} . Par mesure de précaution, les lignes sont prévues pour subir un courant marin pouvant aller jusqu'à 30 cm.s^{-1} . La longueur d'atténuation mesurée sur le site est de $41 \pm 1(\text{stat.}) \pm 1(\text{syst.})$ m à une longueur d'onde de 466 nm. La longueur de diffusion mesurée est de l'ordre de 60 m dans le bleu. Le facteur dominant pour Antarès est donc l'atténuation.

2.6 Conclusion

La collaboration Antarès est européenne et regroupe près de 170 physiciens, astrophysiciens, astronomes et océanologues. Les instituts participant à cette collaboration sont anglais, espagnols, français, hollandais, italiens et russes. En France, en plus de l'IN2P3, l'Ifremer (Institut français de la recherche et de l'exploitation de la mer) et l'INSU (Institut national des sciences de l'Univers) participent activement au projet Antarès. Cette collaboration a maintenant achevé la phase de recherche et développement. Elle a conçu un détecteur de forme octogonale, pratique pour les éventuelles interventions du submersible d'Ifremer et choisi un site. La collaboration est maintenant en phase de construction et de déploiement. Le détecteur sera entièrement opérationnel en 2004 après une première étape en Décembre 2002 lors du déploiement du secteur-prototype. Ce secteur ($1/6^{\text{ième}}$ de ligne) a pour objectif de tester la structure finale des futures lignes du télescope. Il nous permettra ainsi de modifier cette structure, si elle s'avère inadéquate sur certains points, avant la production de l'ensemble du détecteur.

Chapitre 3

L'analyse des données du démonstrateur d'Antarès

La collaboration a étudié l'environnement marin en immergeant plusieurs lignes-tests décrites plus précisément dans le chapitre 2. Les résultats de ces tests ont d'ailleurs permis de déterminer le site de l'expérience et de caractériser ses propriétés marines. Une étape importante pour la collaboration a été l'immersion d'une ligne autonome comportant un équipement complet de compas, d'inclinomètres, du système de positionnement acoustique, d'un courantomètre (dont l'analyse des données est présentée dans ce chapitre). Pour la première fois, ce test était relié à la côte par un câble électro-optique d'une longueur de 40 km environ. L'objectif de cette ligne était de tester chaque système immergé et la collaboration a pu effectuer des prises de données pour les études de bioluminescence, un des principaux bruits de fond optiques de l'expérience, des données de muons atmosphériques, des données sur la vitesse de courant, des données permettant de déterminer le positionnement acoustique de la ligne ainsi que la courbure de la ligne.

Cette étape a validé les méthodes d'immersion et de récupération des futures lignes du détecteur d'Antarès, les principes de mesures du positionnement acoustique ainsi que les distorsions de la ligne une fois immergée mais surtout les premières données de muons atmosphériques ont été effectuées et valident ainsi le principe de détection.

Une présentation détaillée de la ligne constitue la première partie de ce chapitre. La deuxième partie présente l'analyse des données de la bioluminescence. Ce chapitre se termine sur l'étude du courant marin mesuré avec ce démonstrateur.

3.1 Le démonstrateur d'Antarès

3.1.1 Description générale

Cette ligne a été la première à être reliée à la côte par un câble servant à l'alimentation de la ligne et à la prise de données. Elle a été déployée, en novembre 1999, à 40 km au sud de Marseille ($42^{\circ}59' N$, $5^{\circ}17' E$) à une profondeur de 1200 m environ. Ce site n'est pas le site Antarès mais a été choisi par commodité : France-Telecom a mis à disposition de la collaboration un câble électro-optique déjà existant qui relie la Corse au Continent. L'extrémité du câble débouche sur la plage du Prado, à Marseille et c'est à cet endroit que le système d'acquisition a été installé. La ligne a été récupérée

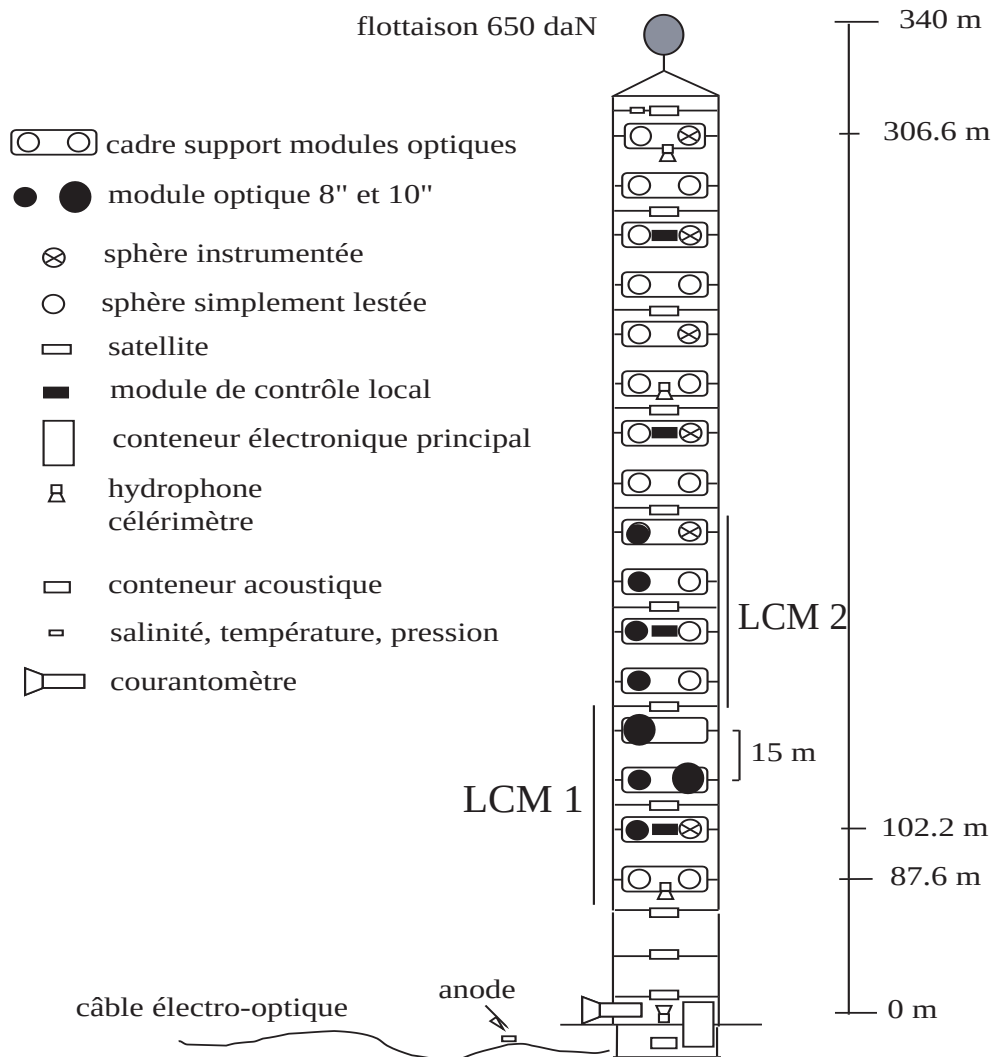


FIG. 3.1 – Représentation schématique du démonstrateur déployé le 25 Novembre 1999.

durant le mois de juin 2000 pour inspection. En effet, la liaison entre la ligne et la côte a été perdue dès le mois de février.

Architecture de la ligne

La ligne s'étend sur une longueur de 340 m. Elle est posée sur le fond de la mer et est maintenue verticale par une bouée. C'est au niveau du lest qu'est assurée la connexion entre la ligne et le câble électro-optique. A cet endroit aussi se trouve le contrôleur électronique principal (MEC). Le câble est composé de quatre fibres optiques. Les deux meilleures fibres, c'est-à-dire ayant les plus faibles atténuations à la longueur d'onde considérée, 1310 nm, sont utilisées pour le contrôle de l'alimentation de la ligne et le retour des signaux de positionnement. Les deux fibres restantes assurent la transmission des données des photomultiplicateurs.

Elle est composée de 16 étages, distants de 14 m environ, chacun des étages portant deux sphères Benthos (de 17 pouces chacune), éloignées de 1.6 m. Le premier étage se situe à environ 90 m du lest. Les sphères d'un même étage reposent toutes deux sur un cadre rigide. Parmi ces 32 sphères Benthos, seules 8 contiennent des photomultiplicateurs qui sont orientés horizontaux et ils regardent tous du même côté. Les sphères sont réparties sur les sept premiers étages (en partant du lest) de la ligne (figure 3.1). Les modules optiques sont regroupés de manière à former deux groupes de quatre et chaque groupe possède un module de contrôle local (LCM). Par la suite, nous les appellerons LCM1 et LCM2 comme le montre la figure 3.1. Les sphères non équipées de photomultiplicateurs sont, pour six d'entre elles, instrumentées c'est-à-dire qu'elles contiennent les instruments de mesures du positionnement et des distorsions de la ligne, les autres étant vides. Entre les étages de détection, sont placés douze satellites et quatre hydrophones participant au positionnement acoustique de la ligne. Les étages sont reliés entre eux grâce aux câbles d'alimentation des modules optiques et de transmission des données des modules optiques aux LCM puis du LCM au MEC et enfin du MEC à la côte via le câble électro-optique.

Les modules optiques utilisés

Les huit modules optiques utilisés ne contiennent pas tous les mêmes photomultiplicateurs. En effet, deux types ont été utilisés : six Hamamatsu 8 pouces (R5912 - 02) et deux Hamamatsu 10 pouces (R7081 - 20). Les modules optiques, en plus de contenir les photomultiplicateurs, sont équipés d'une LED émettant des impulsions de lumière bleue (480 nm) qui vont permettre de calibrer temporellement le détecteur. Ces LEDs sont collées à l'intérieur de la sphère, dans l'hémisphère opposé à celui du photomultiplicateur, à 45° du plan horizontal passant par le centre de la sphère. L'illumination se fait soit vers le haut soit vers le bas (figure 3.2). Comme pour les modules optiques du détecteur final, les photomultiplicateurs sont équipés d'une cage en mu-métal afin de réduire les effets du champ magnétique terrestre.

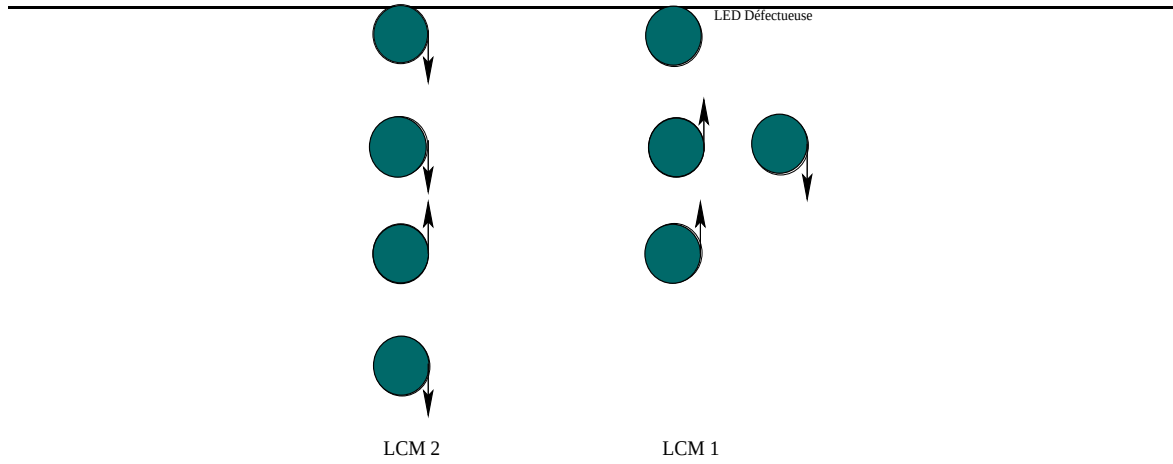


FIG. 3.2 – Les flèches représentent la direction suivant laquelle l'illumination des photomultiplicateurs par les LEDs s'effectue. Les LEDs sont situés dans les sphères contenant les photomultiplicateurs.

Transmission des données

Ce démonstrateur n'a pas été équipé du circuit intégré ARS que la collaboration envisage d'inclure dans le détecteur final. En effet, sur cette ligne, les signaux provenant des photomultiplicateurs sont envoyés, sous forme analogique, aux LCM à travers des câbles coaxiaux. Au niveau du LCM, ils sont multiplexés et étiquetés. Le multiplexage utilise un système de retard et les signaux sont repérés moyennant diverses impulsions électriques d'amplitude fixe, appelées marqueurs, ajoutées environ 110 ns avant le signal du photomultiplicateur et de polarité opposée (voir figure 3.3). Le marqueur 1

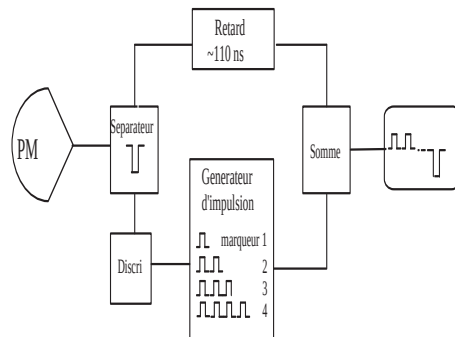


FIG. 3.3 – Mécanisme de création des marqueurs.

est représenté par une seule impulsion, le marqueur 2 par deux impulsions espacées d'environ 15 ns, etc. Le temps mort des marqueurs est d'environ 1 μ s. Les retards imposés aux signaux des photomultiplicateurs sont créés de telle sorte que les signaux ne se chevauchent pas. Les retards des marqueurs 2, 3 et 4 par rapport au marqueur 1 sont respectivement 250 ns, 500 ns et 750 ns. Le MEC transmet alors les signaux et c'est lui aussi qui définit les coïncidences entre les LCM.

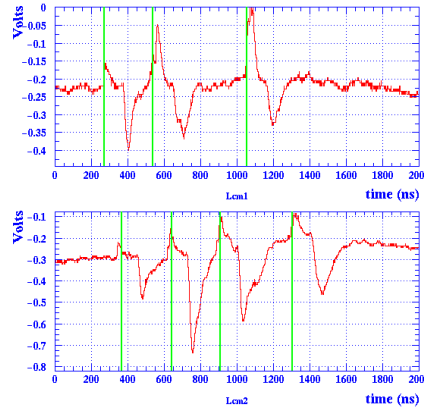


FIG. 3.4 – Cette figure est un exemple de muons descendants pratiquement verticaux, détecté par le démonstrateur d'Antarès. Les lignes en vert montrent le temps de passage attendu pour chaque marqueur, en supposant que les muons sont strictement verticaux.

Les diverses prises de données

Il y a eu 3 différents modes de déclenchement durant l'immersion du démonstrateur :

Le mode pour les muons :

Le système de déclenchement est obtenu en 2 étapes : on commence par déterminer le système de déclenchement du LCM pour chacun d'entre eux, demandant une coïncidence d'un minimum de n signaux ($0 \leq n \leq 4$) sur le LCM dans une porte en temps de 130 ns pour le LCM1 et de 200 ns pour le LCM2. Cette largeur en temps correspond au temps maximum nécessaire pour qu'un photon traverse, verticalement, un LCM, c'est-à-dire la distance comprise entre le photomultiplicateur le plus haut et le photomultiplicateur le plus bas d'un même LCM. En pratique, le système de déclenchement de chaque LCM est valable pour un signal de photomultiplicateur ou pour un marker avec un seuil bas dans le premier cas et haut dans le second. Ensuite, le système de déclenchement de l'événement est obtenu en demandant une autre coïncidence entre les deux systèmes de déclenchement des LCM, obtenus indépendamment. Un trigger 3+2 signifie que l'on demande au minimum 3 coïncidences sur le LCM2 et deux sur le LCM1.

Le mode concernant les LEDs :

Deux systèmes de déclenchement ont été testés :

1. Les photomultiplicateurs d'un LCM (généralement ceux du LCM1) sont éteints et on déclenche une LED du LCM2 à 10-20 Hz au maximum. On déclenche quand on a une coïncidence dans une courte fenêtre en temps. Cette méthode s'est avérée inefficace en raison de l'important taux de coïncidences fortuites.
2. Dans ce cas, il n'y a qu'un seul module optique de ce LCM alimenté (les photomultiplicateurs du second LCM sont alimentés eux aussi). La LED est activée sur ce photomultiplicateur. Le système de déclenchement se situe uniquement sur le LCM contenant un seul module optique "ON" de manière à n'avoir que des événements correspondants à la LED. L'unique inconvénient de cette méthode est qu'il est alors

impossible de mesurer la réponse des autres photomultiplicateurs de ce LCM.

Le mode bioluminescence :

Pour cette série de prise de données, le système de déclenchement est externe avec une fréquence variable comprise entre 1 Hz et 100 Hz. Dans tous les cas, pour chaque LCM, seulement un module optique est alimenté. Le LCM compte alors directement le taux de comptage du module optique. Différentes associations de photomultiplicateurs ont été testées avec des distances différentes et diverses fréquences du système de déclenchement.

L'analyse des données de physique (muons) a fait l'objet d'une thèse [42].

Calibration temporelle du détecteur

Comme nous l'avons déjà vu, les modules optiques contiennent des LEDs qui illuminent les photomultiplicateurs. L'étude des coïncidences des LEDs permet de connaître la résolution temporelle des photomultiplicateurs (les valeurs en abscisse

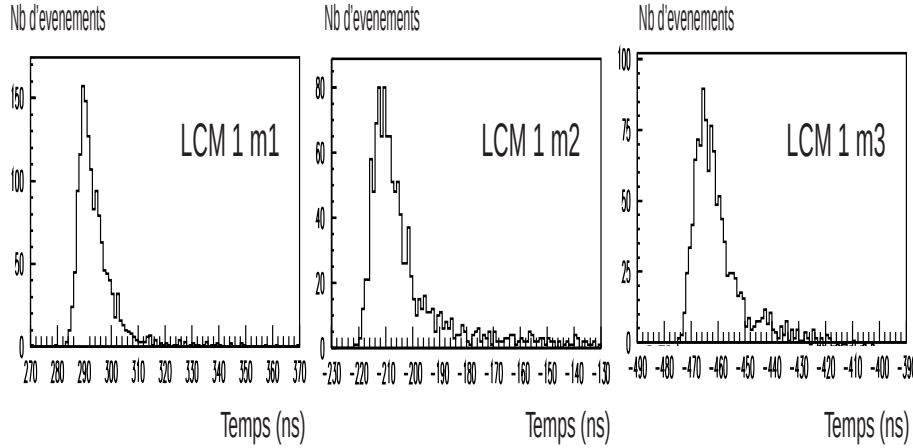


FIG. 3.5 – Cette figure représente la calibration temporelle des photomultiplicateurs du LCM1 lorsqu'ils sont éclairés par la LED du module optique le plus haut dans la ligne.

de la figure 3.5 (issue de [42]) n'ont pas de réelle signification car elles comportent un biais. Cependant, elles nous donnent une idée de la précision atteinte sur la mesure en temps). Les résultats et conclusions sont aussi présentés dans [42].

Le positionnement spatial de la ligne

Déterminer le positionnement spatial de la ligne était un des principaux objectifs de ce démonstrateur. En effet, de telles mesures ont déjà été effectuées mais à partir d'un bateau et non pas lorsque la ligne est reliée au câble. Il s'agissait donc d'un test de faisabilité pour le futur télescope, dans les mêmes conditions.

Afin de pouvoir déterminer le positionnement acoustique de la ligne, il est tout d'abord important de bien connaître les paramètres environnementaux. Grâce à cela, nous avons les connaissances pour déterminer la vitesse du son dans l'eau de mer de manière correcte.

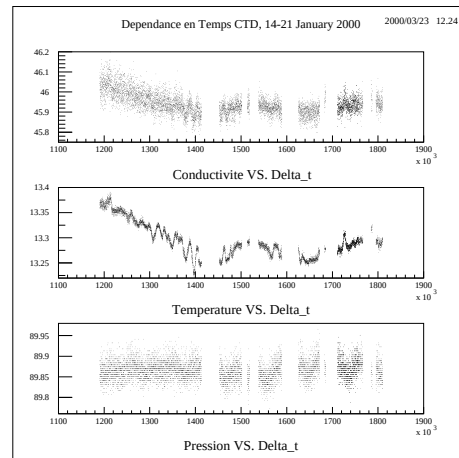


FIG. 3.6 – Cette figure représente les résultats du CTD en fonction du temps. De haut en bas sont représentées la conductivité exprimée en mS/cm , la température exprimée en degrés Celsius et la pression (en bars) respectivement.

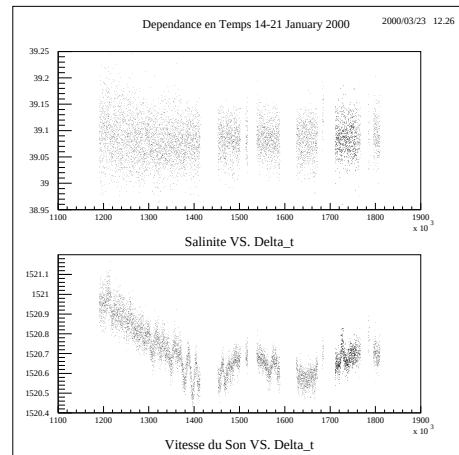


FIG. 3.7 – Sur cette figure sont représentés la salinité (en pour mille) et la vitesse du son dans l'eau de mer, exprimée en m/s , obtenus grâce aux mesures prises par le démonstrateur.

L'environnement marin :

Pour mesurer la température, la salinité et la conductivité existantes à cette profondeur et à cet endroit dans la mer, la collaboration a installé un capteur Conductivité-Température-Profondeur (CTD) sur la ligne, à 314 m du pied de ligne. La calibration de cet appareil commercial a été effectuée en août 1998. La connaissance de ces paramètres permet de déterminer la vitesse du son, nécessaire pour connaître le positionnement acoustique de la ligne.

- La température sur le site d'immersion du démonstrateur a varié entre 13,24 et 13,45°C. Ces valeurs correspondent aux valeurs déjà connues correspondant à la mer

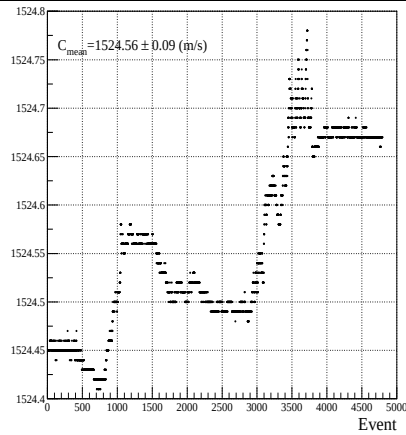


FIG. 3.8 – Cette figure représente les résultats obtenus par le mesureur de vitesse du son dans l'eau de mer.

Méditerranée et à la profondeur de 1200 m. L'erreur commise sur cette mesure ne peut dépasser $0,02^{\circ}\text{C}$ et donc nous pouvons supposer une légère variation de température à cet endroit qui n'est pas le site Antarès. Cet effet ne devrait pas se retrouver sur le site définitif dans la mesure où le détecteur sera immergé à une profondeur plus importante.

- La pression mesurée est la pression absolue et est de 89,87 bars en moyenne. L'erreur maximum permise est de 0,1 %.

- La conductivité mesurée moyenne est de 45,97 mS/cm. Les valeurs mesurées montrent des variations entre 45,8 et 46,2 mS/cm. L'erreur maximum permise est de 0,05 mS/cm.

- La salinité peut être calculée et la valeur déduite est de $39,1 \pm 0,1$ pour mille, ce qui est environ 0,6 % plus grand que les valeurs mesurées et répertoriées pour cette profondeur dans la mer Méditerranée.

- La vitesse du son dans l'eau de mer, calculée à l'aide de [78] et des valeurs mesurées par le CTD, est de $1520,7 \text{ m/s} \pm 0,3 \text{ m/s}$. L'appareil utilisé donne une mesure en temps réel de la vitesse du son dans l'eau, en calculant le temps mis par une onde acoustique entre deux réflecteurs. La précision sur la mesure est de l'ordre de 5 cm/s si la vitesse du son est comprise entre 1400 et 1600 m/s. Cet appareil est relié directement au conteneur d'électronique afin de recevoir l'alimentation nécessaire à son fonctionnement et transmettre le signal. Les résultats obtenus sont regroupés dans la figure 3.8. Les valeurs obtenues grâce aux mesures du système acoustique, en pied de ligne, sont de $1524 \pm 0,1 \text{ m/s}$. Cette différence est due au changement de profondeur (896 m pour le CTD et 1200 m pour le système acoustique).

- Le courant marin : l'analyse de ces données sera présentée ultérieurement dans ce chapitre.

Le positionnement spatial :

Il est connu grâce à des émetteurs et des récepteurs acoustiques de haute fréquence (40-60 kHz) répartis le long de la ligne et autour du détecteur. Avec une bonne connaissance de la vitesse du son dans l'eau de mer, il est possible de faire une triangulation des signaux très précise. La méthode employée est décrite dans [79]. Le système utilisé comporte :

- Quatre distance-mètres disposés le long de la ligne et reliés entre-eux par un câble électrique. Seuls trois d'entre-eux ont fonctionné, le quatrième ayant eu

- le câble arraché lors de l'immersion,
- Un conteneur d'électronique,
- Quatre émetteurs placés autour de la ligne, à environ 200 m du lest,
- Un appareil de mesure de vitesse du son dans l'eau de mer, placé sur le lest de la ligne.

Près de 5000 cycles de mesures acoustiques ont été effectués, ce qui correspond à environ 12 heures de données prises entre le 7 et le 11 Février 2000. Le temps écoulé par mesure était de 5 à 10 s selon les prises de données.

• Distance entre les distances-mètres : La distance peut être obtenue par la méthode suivante : un distance-mètre maître D_M envoie un signal électrique à un second distance-mètre (esclave) D_e . Cela déclenche un chronomètre et génère un signal acoustique qui se propage à travers l'eau. Quand D_e reçoit le signal acoustique, le chronomètre est arrêté et donne le temps de traversée. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le tableau 3.1. La différence entre les deux valeurs peut s'expliquer par l'inclinaison et la distorsion de la ligne.

	Distance $D_1 D_2$	Distance $D_1 D_3$
Distances mesurées	$8516,4 \pm 0,5\text{cm}$	$23126,0 \pm 0,6\text{cm}$
Longueur du câble	$8556,1 \pm 1\text{cm}$	$23184,1 \pm 1\text{cm}$

TAB. 3.1 – *Ce tableau donne un résumé des mesures effectuées sur les distances entre les distance-mètres.*

• Distances entre les “transpondeurs” : La mesure de la distance entre deux transpondeurs T_i et T_j , qui est aussi le mode d'auto-calibration, peut se résumer comme suit : D_M (distance-mètre “maître”) envoie deux signaux acoustiques qui désignent alors le transpondeur T_i comme “maître” (T_M) et T_j comme transpondeur “esclave” (T_e). T_M envoie alors un signal à T_e qui lui répond à son tour. T_M peut alors envoyer, à D_M , un signal codé correspondant à la distance $T_M T_e$. D_M se charge alors de renvoyer l'information à terre par le câble électro-optique. Cette technique a été utilisée pour chaque couple de transpondeurs. Les distances obtenues sont regroupées dans le tableau 3.2 et à chaque fois, les rôles de “maître” et “d'esclaves” ont été intervertis, donnant les mêmes distances.

• Distances entre les transpondeurs et les distances-mètres : Pour faire cette mesure

	$T_1 T_2$	$T_1 T_3$	$T_1 T_4$	$T_2 T_3$	$T_2 T_4$	$T_3 T_4$
Distances	406,35m	279,92m	456,34m	403,43m	278,73m	264,81m

TAB. 3.2 – *Ce tableau donne un résumé des mesures effectuées sur les distances entre les différents transpondeurs.*

un distance-mètre “maître” D_M envoie un signal sonore aux quatre transpondeurs et un signal électrique qui déclenche les chronomètres correspondant à chaque signal. Quand ils reçoivent le signal, les transpondeurs répondent, chacun avec une fréquence différente qui les définit. Dès que D_M reçoit la réponse, le chronomètre correspondant est stoppé et nous avons ainsi les distances. La figure 3.9 regroupe toutes les valeurs obtenues.

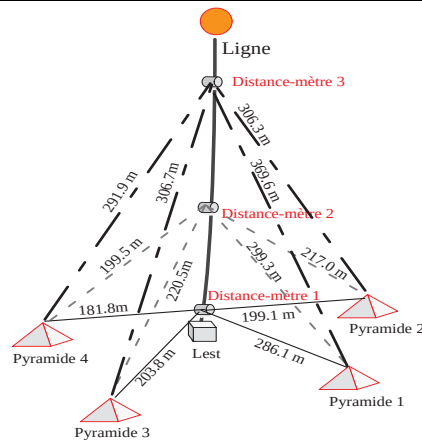


FIG. 3.9 – Cette figure représente le dispositif utilisé pour déterminer le positionnement acoustique de la ligne ainsi que toutes les distances mesurées.

L'orientation de la ligne :

Elle est connue en combinant les résultats du positionnement acoustique ainsi que ceux des inclinomètres. L'analyse effectuée en [80] repose sur deux échantillons de données :

- Des données prises “en-ligne” entre le 14 Janvier et le 8 Février 2000 avec un évènement toutes les 10 s (environ 0,1 Hz),
- Des données stockées dans le MEC durant la période du 10 Janvier au 27 Janvier 2000 avec un évènement toutes les 60 s environ (0,016 Hz).

Ces données ont été enregistrées par période de quelques heures. Les résultats obtenus montrent une bonne stabilité : les variations d'inclinaison n'excèdent pas 1° sur deux semaines. La position de l'inclinomètre situé en haut de ligne, donc celui qui est le plus exposé au courant marin, n'a pas varié de plus de 3 m (figure 3.10).

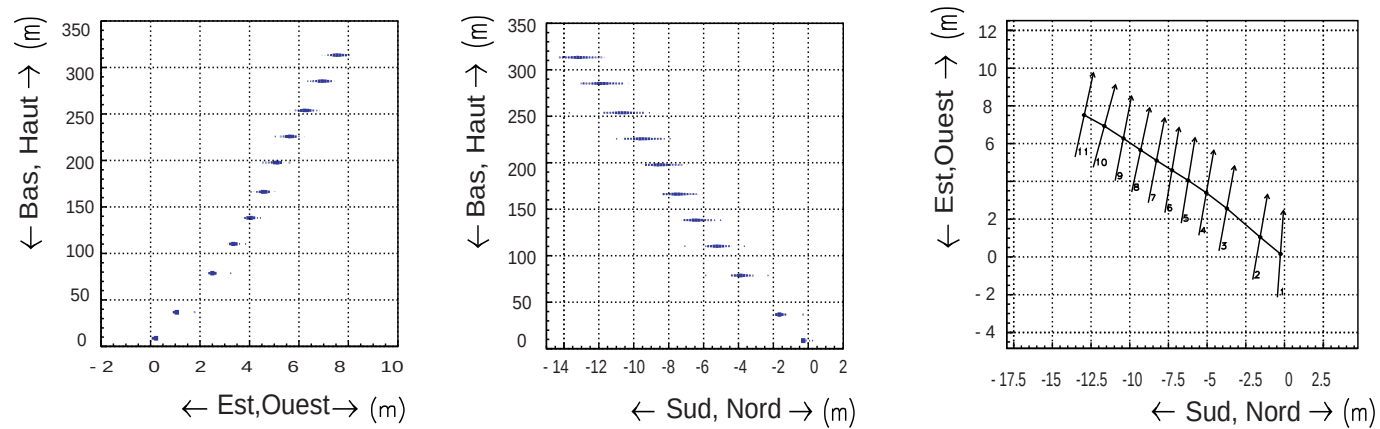


FIG. 3.10 – Ces trois figures représentent le profil de la ligne selon différents axes d'observation. La précision sur la mesure est meilleure que 10 cm sur l'horizontale et inférieure à 1 cm sur la verticale. Les erreurs systématiques sont estimées à moins de 1 m.

3.1.2 Conclusion

La principale priorité du démonstrateur était la calibration des différents composants et la preuve qu'un signal peut être obtenu même après 40 km de câble. Ces objectifs ont été plus ou moins atteints : certains appareils, comme le courantomètre, n'ont pas donné de résultats convaincants. Cependant, nous avons été capables d'extraire quelques données de physique : la contribution des multi-muons est importante et dégrade la résolution de la reconstruction [42].

3.2 L'analyse des données de la bioluminescence

La collaboration Antarès a effectué, depuis 1996, une importante campagne en mer afin de choisir le site de l'expérience, de caractériser les divers paramètres optiques, le bruit de fond optique, le dépôt de salissures pouvant apparaître sur les modules optiques ainsi que l'absorption et la diffusion de la lumière dans l'eau de mer, au niveau du site de l'expérience. Nous avons déjà décrit les bruits de fond optiques de l'expérience. Nous allons maintenant expliciter l'analyse des données de bioluminescence du démonstrateur effectuée au début de cette thèse.

3.2.1 Généralités

A titre de rappel, le bruit de fond optique se décompose en deux parties : une composante continue due principalement à la désintégration du ^{40}K ; la seconde composante est constituée de pics dûs à la présence d'organismes marins émettant dans le bleu-vert, longueur d'onde de la lumière Cherenkov détectée dans le télescope Antarès.

Le démonstrateur d'Antarès n'avait pas pour objectif de mesurer le taux de bioluminescence sur ce site d'immersion. Cependant, quelques prises de données de bioluminescence ont pu être effectuées. Les résultats sont présentés dans ce paragraphe. Les données, issues du démonstrateur, sont obtenues à l'aide de différents modes, comme nous l'avons dit au début de ce chapitre. Pour les données concernant la bioluminescence, le système de déclenchement est externe et la fréquence est variable. Il y a eu neuf prises de données mode bioluminescence entre le 21 janvier 2000 et le 9 février 2000. Plusieurs seuils de déclenchement ont été utilisés : 1 Hz, 10 Hz, 20 Hz et 100 Hz. Pour ces prises de données, les tensions appliquées aux photomultiplicateurs ainsi que les seuils de marqueurs sont regroupés dans le tableau 3.3. La notation *m3l1* correspond au photomultiplicateur 3 du LCM 1 qui n'a pas fonctionné.

PMT	tension appliquée	Gain des PMT	Seuil des marqueurs
m1l1	1280 V	10^8	40 mV
m2l1	1325 V	10^8	40 mV
m3l1	–	–	–
m4l1	1424 V	$5 \cdot 10^8$	80 mV
m1l2	1408 V	10^8	40 mV
m2l2	1300 V	10^8	40 mV
m3l2	1473 V	$5 \cdot 10^8$	145 mV
m4l2	1598	$5 \cdot 10^8$	145 mV

TAB. 3.3 – Ce tableau regroupe les valeurs des tensions appliquées au photomultiplicateurs ainsi que leur gain et le seuil des marqueurs correspondants. Rappelons que m1l1 signifie marqueur 1 du LCM 1.

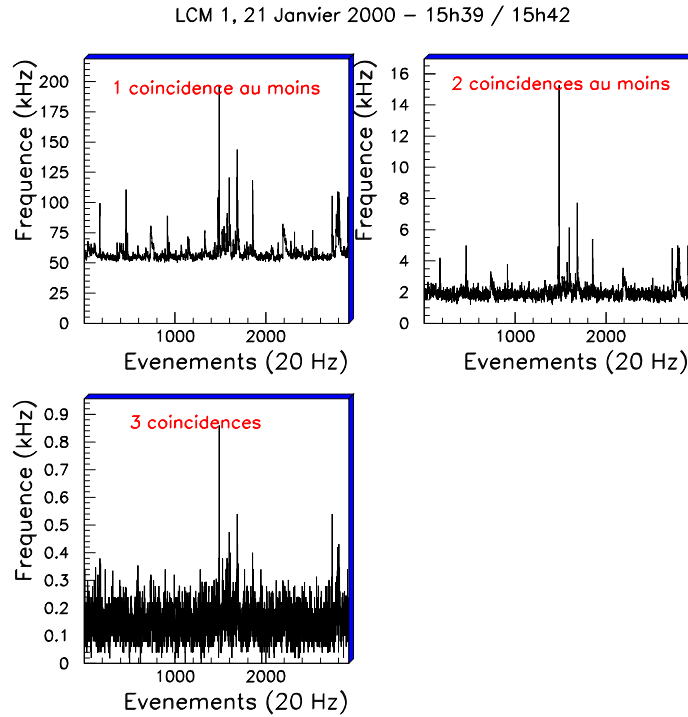


FIG. 3.11 – Ces trois figures représentent la distribution de la fréquence obtenue lorsque la fréquence-seuil de déclenchement est de 20 Hz, pour le LCM1. Plus le nombre de coïncidences est élevé, plus la fréquence du bruit optique diminue.

3.2.2 Analyse des données

Les fichiers de données permettent d'accéder aux différents taux de comptage des photomultiplicateurs selon le nombre de coïncidence requis. La figure 3.11 présente les fréquences obtenues lorsque 1, 2 et 3 coïncidences sont requises, la 4^{ième} n'étant pas possible sur ce LCM là, le photomultiplicateur restant sans réponse. La porte en temps des coïncidences était de l'ordre de 130 ns pour le LCM1 et de 200 ns pour le LCM2. Nous obtenons le même type de distribution pour le LCM2. Nous voyons,

sur cette figure, une ligne de base ainsi que des pics comme nous nous y attendions. D'autre part, nous vérifions, comme nous l'avons dit dans le chapitre de présentation de l'expérience Antarès, que plus des coïncidences sont requises, plus le taux de bruit de fond optique diminue. C'est la méthode qui sera employée lorsque l'expérience sera en phase d'acquisition.

Il est intéressant de s'attarder sur la valeur de la ligne de base due, comme nous l'avons déjà dit, en grande partie à la désintégration du ^{40}K ainsi qu'à la présence de plancton et de bactéries de manière constante. La figure 3.12 présente cette ligne de base pour le LCM1. La figure en haut à gauche présente la ligne de base obtenue

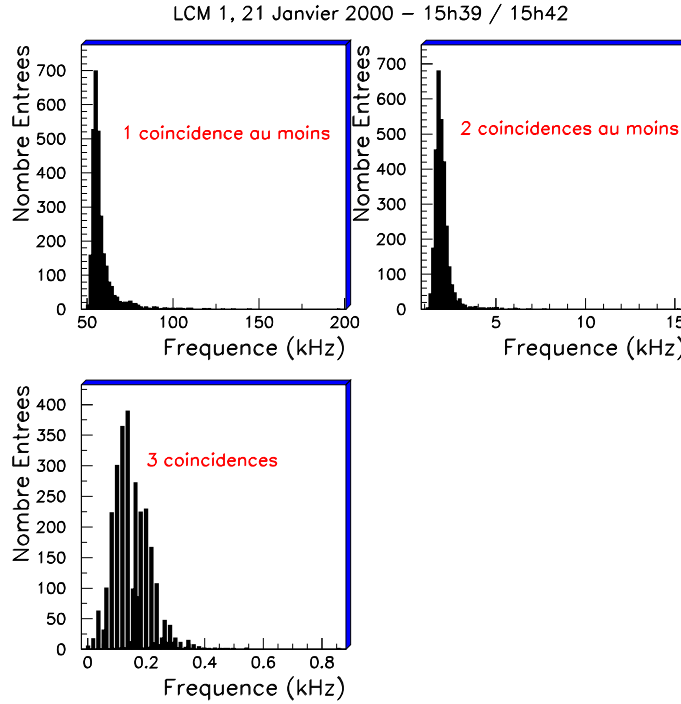


FIG. 3.12 – Ces trois figures représentent la ligne de base obtenue lorsque la fréquence-seuil de déclenchement est de 20 Hz, pour le LCM1. Plus des coïncidences sont requises, plus la ligne de base du bruit optique diminue.

lorsqu'une seule coïncidence entre les photomultiplicateurs du LCM1 est requise. Nous obtenons alors une valeur moyenne de 58 kHz. Nous ne pouvons cependant pas conclure sur le taux existant sur ce site sous-marin car, rappelons-le, le LCM1 possède deux photomultiplicateurs 8 pouces et un photomultiplicateur de 10 pouces. Il est préférable, si l'on veut en déduire un taux de bruit optique de ce site, de ne regarder que le LCM2 composé, lui, de photomultiplicateurs de 8 pouces. Ceci est représenté sur la figure 3.13 si l'on ne demande qu'une seule coïncidence. Ceci correspond au signal enregistré par le LCM2 lorsqu'un seuil de -40 mV est appliqué au niveau du discriminateur. Nous constatons alors que la ligne de base pour le LCM2 (photomultiplicateurs de 8 pouces uniquement) est d'environ 40 kHz lorsque le seuil est de l'ordre du demi photo-électron (100 mV correspond à 1 photo-électron approximativement). Considérant toutes les prises de données correspondant au système de déclenchement pour la bioluminescence, il était intéressant de regarder s'il existe une variation du taux de comptage moyen

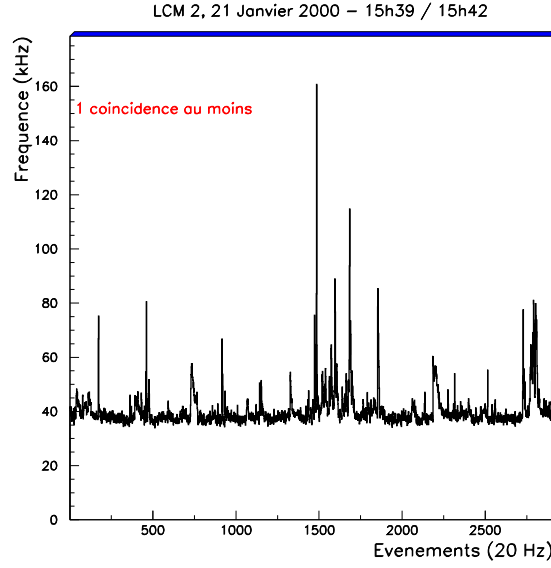
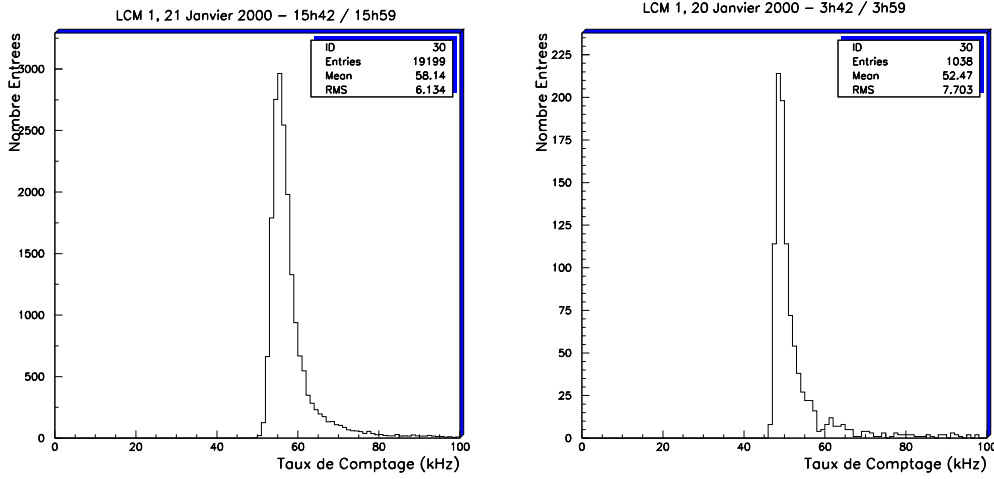


FIG. 3.13 – Cette figure présente la ligne de base obtenue lorsque la fréquence-seuil de déclenchement est de 20 Hz, pour le LCM2 lorsqu'un seuil de -40 mV est appliqué au discriminateur.



(a) Ligne de base diurne

(b) Ligne de base nocturne

FIG. 3.14 – Ces deux figures représentent les lignes de base obtenues lorsque le seuil est de l'ordre du demi photo-électron pour le LCM1.

diurne et nocturne et si le démonstrateur y était sensible. Nous avons donc comparé deux fichiers différents, l'un correspondant à une prise de données diurne et l'autre fichier à une prise de données nocturne à, exactement, des heures correspondantes. Ce que nous avons obtenu est présenté par la figure 3.14.

On constate que la ligne de base diurne est de l'ordre de 58 kHz tandis que celle nocturne de 52 kHz environ. On pourrait effectivement penser à une contribution du Soleil (sa

lumière augmenterait ainsi la ligne de base). Cependant les études déjà entreprises par la collaboration Antarès lors de l'étude de sites ont montré une variation de la ligne de base du même ordre de grandeur et ce, sur plusieurs heures [81]. On ne peut donc affirmer que cette variation soit due à la lumière du Soleil au vu de ces résultats.

3.3 Analyse des données du courantomètre

3.3.1 Principe de fonctionnement

Le courantomètre ou le profileur de courant ou encore l'ADCP pour Acoustic Doppler Current Profiler utilise l'effet Doppler : il transmet des impulsions acoustiques de fréquence fixée et mesure les impulsions acoustiques réfléchies par des centres diffuseurs constitués de particules microscopiques, de plancton, etc. Comme ces centres diffuseurs sont en mouvement par rapport au courantomètre, l'onde acoustique réfléchie sera décalée en fréquence. On peut faire une première hypothèse : les centres diffuseurs se déplacent à la même vitesse, horizontalement, que l'eau de mer. Ceci est présenté par la figure 3.15.

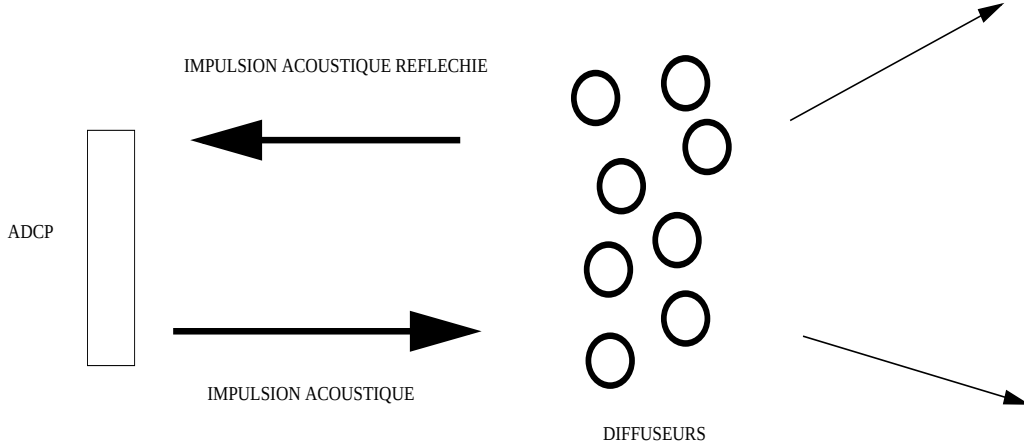


FIG. 3.15 – Cette figure présente le principe de fonctionnement du courantomètre utilisé par le démonstrateur d'Antarès.

Le décalage Doppler est alors uniquement selon le mouvement radial :

$$f_D = 2f_s \left(\frac{v}{c} \right) \cos A \quad (3.1)$$

où f_D est la fréquence Doppler, f_s est la fréquence du son, v est la vitesse relative entre la source de l'impulsion acoustique et les centres diffuseurs, c est la vitesse du son et A est l'angle de réflexion.

Un faisceau acoustique permet d'accéder à la composante de la vitesse qui lui est parallèle. C'est pourquoi le courantomètre possède quatre faisceaux. La vitesse du courant est alors définie par ses trois composantes selon les axes Nord, Est et Haut, le quatrième faisceau permettant de vérifier la qualité des données mesurées (figure 3.16). Une deuxième hypothèse est alors faite : le courant est uniforme dans une couche

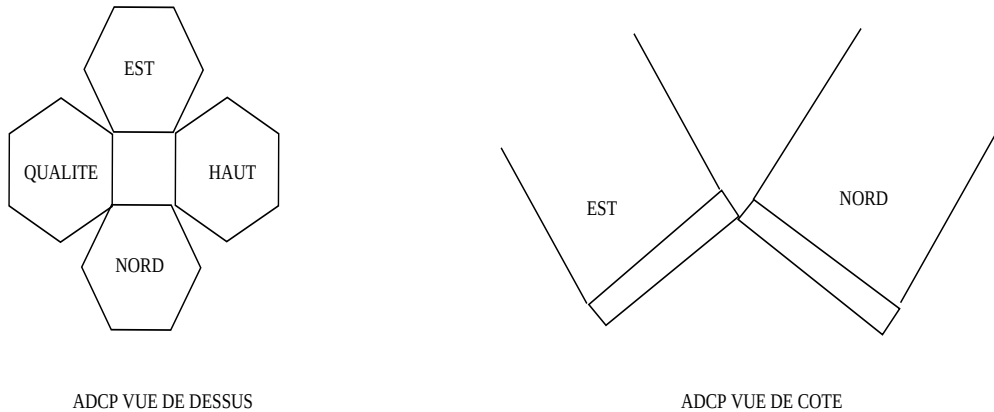


FIG. 3.16 – Cette figure présente deux vues de l'ADCP, une du dessus (figure de gauche) et l'autre de côté (figure de droite).

d'épaisseur donnée.

Les mesures possibles avec ce type de courantomètre sont divisées en segments uniformes de profondeur déterminée par le nombre de segments voulus. Chaque segment donne une valeur de la vitesse du courant et la vitesse "finale" est une moyenne sur un segment tandis que pour des courantomètres standards, la mesure du courant se fait pour un point précis.

3.3.2 Analyse des données

La configuration du courantomètre est la suivante : la fréquence du courantomètre est de 75 kHz ; le nombre de cellules est 40, longues de 16 m c'est-à-dire que ce courantomètre va mesurer le courant sur une longueur de 640 m. La salinité est réglée sur 38 tandis que la vitesse du son sur 1522 m/s. La figure 3.17 présente l'intensité des faisceaux lorsque le courantomètre se trouvait au pied du démonstrateur (figure de gauche) tandis que la figure de droite présente le même type de mesure lorsque l'ADCP se trouvait sur le bateau, lors des essais. Toutes les directions sont représentées. On constate que les deux profils d'intensité obtenus ne sont absolument pas similaires. L'hypothèse émise est que les autres appareils tels que le système de positionnement acoustique, par exemple, a créé des interférences avec le courantomètre. D'autre part, la figure 3.18 présente le pourcentage de données correctes, selon la définition du courantomètre (courbe en vert). On constate que, seules les quatre premières cellules possèdent plus de 50 % de données correctes. Pour les cellules suivantes, le pourcentage de données

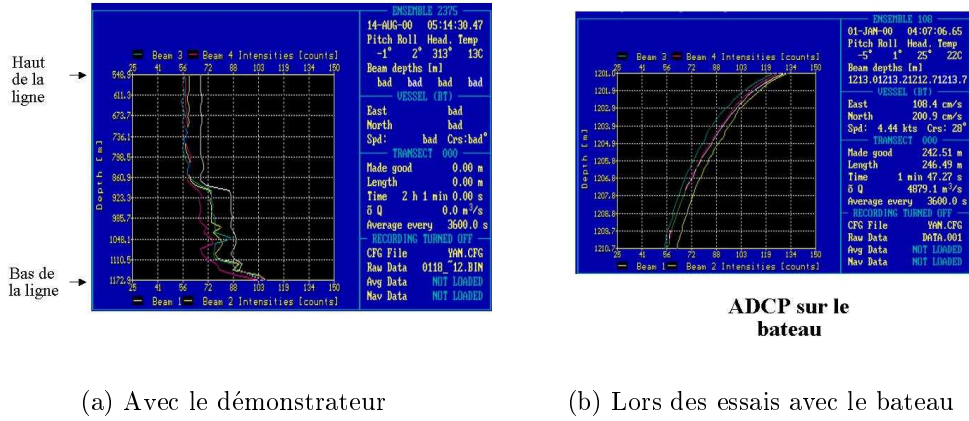


FIG. 3.17 – Ces deux figures représentent les deux mesures d'intensité effectuées à l'aide de l'ADCP. Sur la figure de gauche : lorsque l'appareil se trouve au pied du démonstrateur et sur la figure de droite, lorsqu'il se situe sur le bateau, lors des essais.

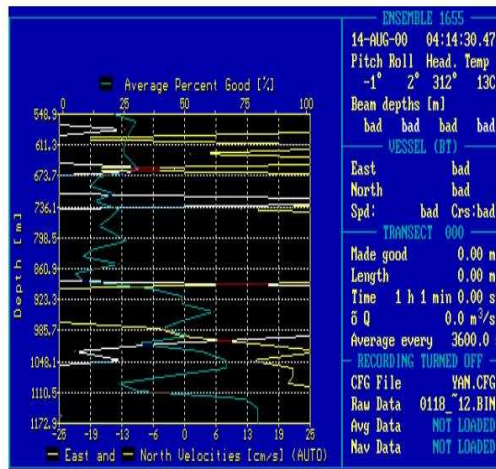


FIG. 3.18 – Cette figure présente le pourcentage de données définies correctes par la configuration du courantomètre. Cela correspond à la ligne verte sur la figure.

correctes se situe aux alentours de 25 % au maximum.

Nous pouvons, à l'aide du logiciel d'analyse fourni avec le courantomètre, représenter l'intensité du courant en fonction de la longueur selon laquelle la mesure est effectuée. Cela est présenté par la figure 3.19. Sur cette figure, seule l'intensité sur une longueur de 300 m (limite couleur jaune et bleue) est correcte. En effet, le seuil minimum de corrélation des données est de 64 et tous les taux de comptage inférieurs à cette valeur correspondent à des données pas correctes selon la configuration de l'ADCP. Ce seuil minimum de corrélation correspond à la moitié du nombre de cellules maximal (128 cellules au maximum) selon lesquelles le courantomètre peut mesurer. Ainsi si, au départ,

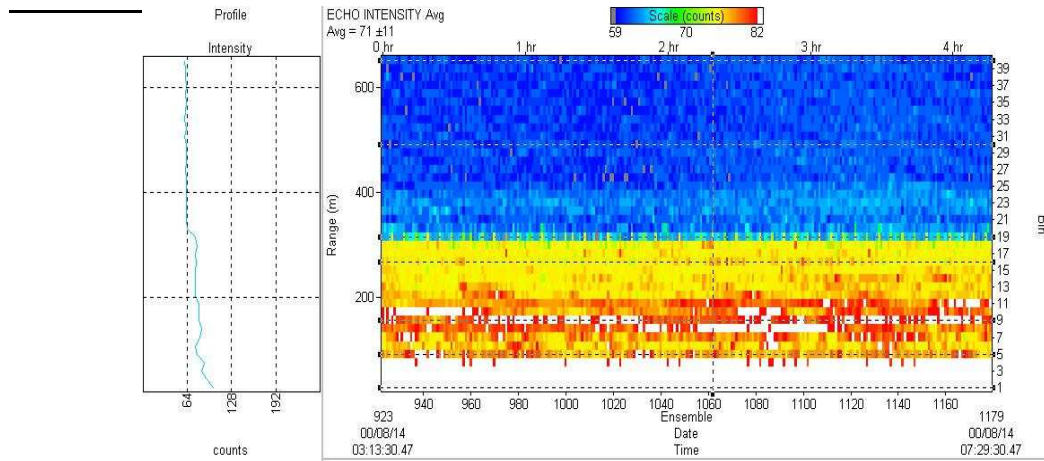


FIG. 3.19 – Cette figure présente l'intensité du courant en fonction de la longueur selon laquelle la mesure est effectuée.

128 cellules de mesures sont paramétrées, l'ADCP demande à ce que 50 % d'entre elles soient corrélées entre elles. La définition des données corrélées est présentée sur la figure 3.20. Les données en vert (rose) sont toutes corrélées entre elles et les données en vert et en rose doivent avoir des valeurs de la vitesse du courant pour dire qu'elles sont, elles aussi, corrélées entre elles. La configuration du courantomètre installé au pied du

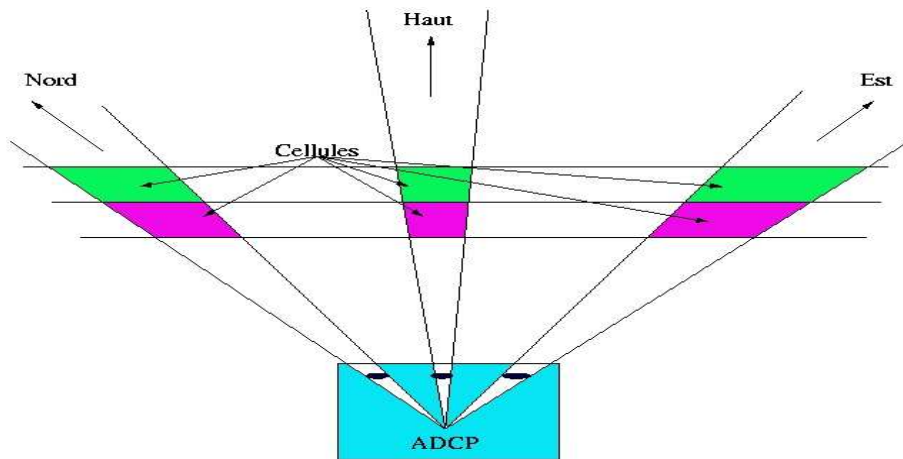


FIG. 3.20 – Cette figure présente la corrélation des cellules. L'explication est dans le texte.

démonstrateur est cependant de 40 cellules donc le seuil minimum de corrélation aurait dû être fixé à 20. Cela n'a pas été le cas, une erreur de configuration de l'appareil a été faite par l'équipe en charge de cela ; ainsi les données sont faussées et la vitesse du courant effectivement mesurée ne correspond pas exactement à la réalité. La figure 3.21 présente la vitesse du courant en fonction des cellules (axe de coordonnées vertical sur la droite), la distance correspondante étant représentée par l'axe de coordonnées vertical sur la gauche. Il ne faut regarder que sur les 300 premiers mètres (19 premières cellules).

Faisons un agrandissement de cette vitesse sur ces 300 m afin de la déterminer de manière plus précise (figure 3.22). La valeur moyenne obtenue, faussée par la mauvaise

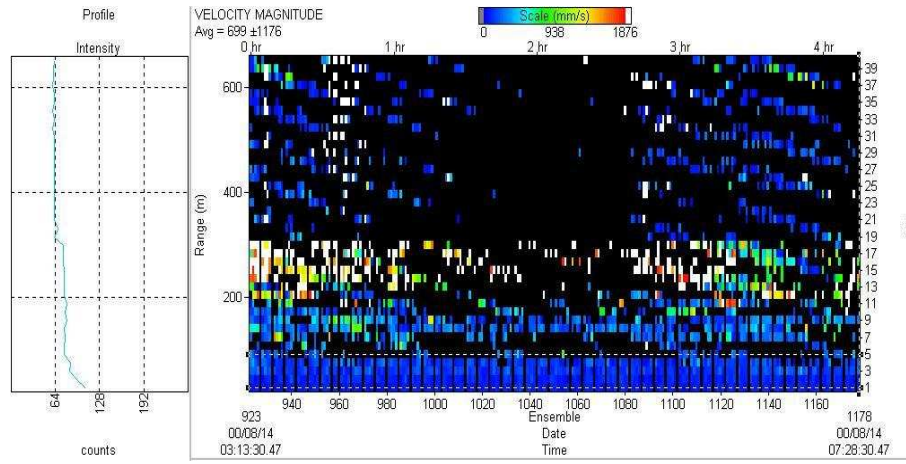


FIG. 3.21 – Cette figure présente la vitesse du courant en fonction de la longueur selon laquelle la mesure est effectuée et du numéro des cellules.

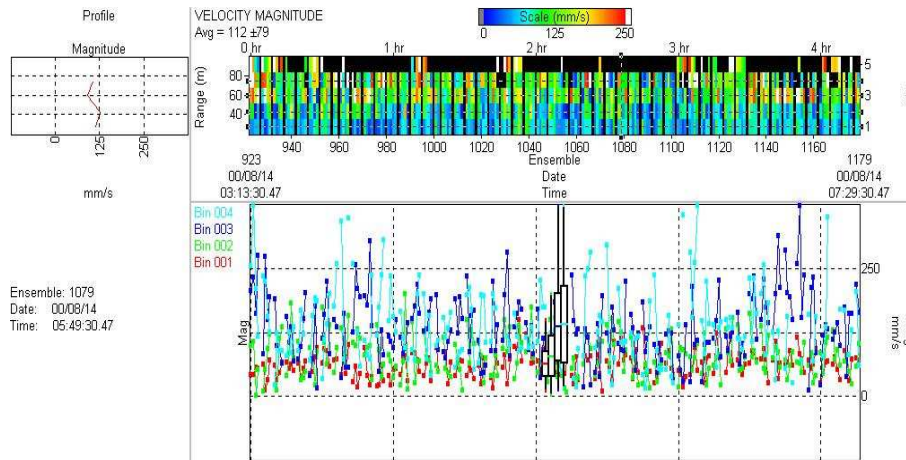


FIG. 3.22 – Cette figure présente un agrandissement de la vitesse du courant pour chaque faisceau.

configuration de l'appareil, est : 112 ± 79 mm sur une mesure de quatre heures. Cette valeur n'est pas tout à fait correcte, pour les raisons explicitées précédemment, mais donne une bonne idée du courant existant sur ce site, qui n'est pas le site Antarès, et à cette profondeur-là. L'objectif de ce courantomètre, différent de ceux utilisés lors des tests d'évaluation de site qui étaient mécaniques, était de le tester. Ces mesures devaient permettre de déterminer quel type de courantomètre utiliser avec le futur détecteur d'Antarès. Les tests ne sont pas concluants dû à la mauvaise configuration de l'appareil. D'autres tests sont donc nécessaires et auront lieu lors de l'immersion de la migne instrumentée.

3.4 Conclusion

Les objectifs du démonstrateur ont été atteints. En effet, d'une part, les techniques d'immersion et de récupération ont été validées. D'autre part, le positionnement acoustique ainsi que la distorsion de la ligne ont pu être mesurés avec succès. Il ne faut pas oublier que ce démonstrateur a aussi permis de valider la technique de détection et de reconstruction des muons atmosphériques. Cela est décrit dans [42].

Des données de bioluminescence ont été recueillies. Après analyse, nous obtenons une ligne de base de 40 kHz pour des photomultiplicateurs de 8 pouces, mesure similaire à celles obtenues lors des divers tests d'évaluation de site. On peut ainsi considérer que cette ligne de base varie peu selon le site. Il faudrait plus de statistiques pour pouvoir affirmer s'il y a variation ou non de cette ligne de base selon que la période d'acquisition correspond au jour ou à la nuit. En effet, nous avons, à l'aide du démonstrateur, observé une légère variation mais cela n'est pas suffisant pour conclure. On peut faire l'hypothèse que, comme le futur détecteur sera installé à une profondeur plus importante, cet effet sera négligeable par la suite. Cette analyse des données confirme aussi que l'on peut réduire ce bruit de fond optique en requérant des coïncidences sur un même étage voire sur plusieurs.

L'analyse des données du courantomètre nous a permis de comprendre que cet appareil a été mal configuré. Cela ne nous donne qu'une valeur approximative du courant existant à cette profondeur et à cet endroit de la mer. Cette valeur est de l'ordre de 12 cm.s^{-1} . De plus, les divers appareils de mesures ont perturbé la mesure du courant marin. C'est pour cette raison que la collaboration, à la suite de ces résultats et prenant aussi en compte d'autres mesures déjà effectuées avant et par la suite, a décidé d'utiliser deux courantomètres le long de la ligne instrumentale. Cet appareil aura une fréquence de 300 kHz ce qui permet de rejeter le bruit dû au système de positionnement acoustique, entre autres. L'inconvénient majeur est, qu'à cette fréquence, la mesure ne sera que sur 200 m de ligne au maximum. Il a donc été décidé d'installer deux courantomètres sur la ligne : un en haut de ligne regardant le fond de la mer et un second en bas de ligne mesurant le courant vers le haut. Il y aura redondance d'information pour le milieu de la ligne. Les appareils seront capables de mesurer un courant compris entre 0 et 5 m.s^{-1} avec une précision dépendant de la configuration. Par exemple, si la mesure est effectuée sur 175 m de longueur, la résolution sera de l'ordre de 5 mm.s^{-1} .

Chapitre 4

Quelques paramètres supersymétriques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, l'existence de la matière sombre n'est plus à montrer ; le problème est de savoir de quoi elle est constituée. La matière sombre existe à différentes échelles (galaxies, amas de galaxies, Univers) et il est important de noter que ses constituants dépendent de l'échelle sur laquelle on se place. Nous avons passé en revue les différents candidats à la matière sombre dans le chapitre I. Nous allons maintenant nous consacrer aux candidats les plus favorables pour le halo de notre galaxie, les WIMPs.

L'identité des WIMPs est toujours un mystère. Un des candidats favoris est la particule supersymétrique la plus légère (LSP) ; mais même dans le contexte de la supersymétrie, que nous allons introduire succinctement, son identité est incertaine. Cependant, dans la plupart des modèles, la LSP est le neutralino, combinaison linéaire des partenaires supersymétriques du photon, du boson Z^0 et du boson de Higgs.

Dans ce chapitre, une fois la supersymétrie introduite, j'expliquerai pour quelles raisons le neutralino est la particule supersymétrique la plus légère dans la plupart des modèles supersymétriques. Nous verrons aussi quelle quantité de neutralinos existe de nos jours et comment détecter la matière sombre froide composée de telles particules. Les taux de capture et d'annihilation de neutralinos, paramètres importants, pour la suite de notre étude, ainsi que la section efficace de diffusion élastique Neutralino-Noyaux seront discutés.

4.1 Introduction à la supersymétrie

4.1.1 Les limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard est un des succès de la physique des particules. En effet, la plupart des prédictions se sont avérées vérifiées. Il reste cependant quelques points

inexpliqués comme, par exemple, le boson de Higgs qui génère la masse des particules et qui n'a toujours pas été observé malgré sa prédiction.

Les limites du Modèle Standard font croire qu'il constitue une théorie effective en deçà d'une certaine échelle d'énergie (typiquement une centaine de GeV) :

- Le Modèle Standard possède 19 paramètres libres : les trois masses des leptons, les six masses de quarks, les trois constantes de couplage (α_s pour l'interaction forte, g pour l'interaction faible et g' pour l'interaction électromagnétique), les deux paramètres liés aux champs de Higgs (μ^2 et λ), les quatre paramètres de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (trois angles et une phase) ainsi qu'un paramètre de violation de CP pour l'interaction forte. Ces paramètres ne sont pas fixés par la théorie et sont uniquement prédictibles par les résultats expérimentaux.
- Les trois constantes de couplages, α_s , g et g' , ont pu être mesurées par les expériences avec une bonne précision. On peut extrapoler la valeur de ces “running constantes” pour les très hautes énergies, en utilisant les équations du groupe de renormalisation. Cela nous permet de déterminer s'il y a une unification des interactions à très haute énergie, comme on pourrait l'imaginer naturellement. Il apparaît que cette unification (une seule valeur pour les trois constantes) est exclue (avec un très grand niveau de confiance) dans le cadre du Modèle Standard. La théorie du Modèle Standard est donc, très certainement, incomplète et cela d'autant que la gravitation n'est pas modélisée dans celui-ci.
- La brisure de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ doit être introduite par le choix d'une valeur négative de μ^2 . La description de cette brisure de symétrie est très bien effectuée dans le Modèle Standard mais son origine reste incertaine.
- Le Modèle Standard n'explique pas le nombre de familles des quarks et des fermions. Pourquoi y-a-t'il trois familles ?
- Enfin, le Modèle Standard présente un important problème théorique lié à la présence d'un champ scalaire, les champs de Higgs. En effet, les masses des particules scalaires font apparaître des divergences quadratiques. Si l'on appelle Λ l'échelle d'énergie où les divergences quadratiques à la masse du Higgs disparaissent, m_0 la masse du Higgs à cette échelle et m la masse du Higgs à l'échelle électrofaible $\mathcal{O}(100\text{GeV})$, on a à l'ordre d'une boucle :

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \quad (4.1)$$

La masse du Higgs devant être de l'ordre de 100 GeV et Λ une échelle de grande unification, prenons par exemple la masse de Planck $\Lambda_P = 10^{19}$ GeV, l'équation précédente devient :

$$m_0^2 = 10^{36}(\lambda^2 + 10^{-32}) \text{ GeV}^2 \quad (4.2)$$

Ainsi λ^2 doit être ajusté à 32 ordres de grandeur près. C'est le problème de “fine-tuning” ou de naturalité. Une théorie est dite naturelle si, lorsqu'on modifie très peu les paramètres fondamentaux, la physique n'est pas affectée. Ce n'est pas le cas ici et donc le Modèle Standard n'est pas une théorie naturelle. Pour résoudre ce problème, il faut soit éliminer les champs scalaires, soit se débarrasser des corrections radiatives quadratiques à la masse de ces scalaires. Ce problème est lié à la hiérarchie des masses dans le Modèle Standard. En

effet, si l'on veut conserver la perturbativité de la théorie, on doit imposer une limite supérieure de l'ordre du TeV sur la masse du Higgs. On ne peut alors expliquer l'absence d'une nouvelle physique entre l'échelle électrofaible et l'échelle de grande unification de 10^{15} - 10^{16} GeV.

Plusieurs solutions à ces problèmes ont été proposées et celle qui a le plus d'arguments en sa faveur est la supersymétrie.

4.1.2 La supersymétrie

Les faiblesses du Modèle Standard ont amené à envisager une nouvelle théorie des interactions électrofaible et forte qui puisse rendre compte des mesures déjà effectuées. L'idée principale est d'étendre le Modèle Standard en introduisant une nouvelle symétrie [92], [93]. On peut montrer [94] que la seule symétrie permettant de résoudre le problème est une symétrie entre bosons et fermions, la supersymétrie, qui permet aussi l'unification de la matière et du rayonnement.

A chaque degré de liberté fermionique (respectivement bosonique) du Modèle Standard doit être associé un nouveau degré de liberté bosonique (respectivement fermionique), les particules ayant la même masse si la symétrie n'est pas brisée. Le nombre de particules du Modèle Standard est donc doublé. En réalité, il est plus que doublé car l'introduction d'un deuxième doublet de Higgs s'est révélé indispensable (nous détaillerons ce point un peu plus loin dans ce chapitre). Il y a donc cinq bosons de Higgs : $h^0, H^0, A^0, H^\pm$. Les particules en Supersymétrie se regroupent en multiplets contenant une particule du Modèle Standard et son partenaire supersymétrique, nommé supermultiplet chirale s'il contient des bosons scalaires et des fermions de spin $\frac{1}{2}$, ou supermultiplet vectoriel s'il contient des fermions de spin $\frac{1}{2}$ et des bosons de spin 1.

Les fermions et leurs partenaires supersymétriques :

Les fermions du Modèle Standard font partie de supermultiplets chiraux :

$$\begin{pmatrix} l_{L,R} \\ \tilde{l}_L, \tilde{l}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_{L,R} \\ \tilde{q}_L, \tilde{q}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^l \\ \tilde{\nu}^l \end{pmatrix}$$

Le $\sim$ représente les partenaires supersymétriques appelés sfermions ou fermions scalaires. L'indice L ou R d'un sfermion n'est évidemment pas lié à une hélicité, il rappelle seulement que le scalaire est partenaire d'un fermion d'hélicité gauche ou droite. A chaque fermion du Modèle Standard sont donc associés deux bosons scalaires, excepté pour le neutrino qui n'a qu'un seul état d'hélicité et donc un seul partenaire supersymétrique. Les états propres de masse ne sont pas les états propres du modèle : il y a un mélange des deux champs associés à chaque hélicité. Ainsi, on note les états propres de masse $\tilde{l}_1$ et $\tilde{l}_2$, $\tilde{l}_1$ étant le plus léger. La valeur du mélange est cependant proportionnelle à la masse des leptons/quarks et donc négligeable pour les électrons, les muons scalaires ainsi que pour les squarks sauf $\tilde{t}$ et $\tilde{b}$, étant donnée leur masse.

Les bosons de jauge et leurs partenaires supersymétriques :

Les bosons de jauge du Modèle Standard sont regroupés en supermultiplets vectoriels :

$$\begin{pmatrix} g_i \\ \tilde{g}_i \end{pmatrix}_{i=1,8} \begin{pmatrix} \gamma \\ \tilde{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^\pm, Z^0 \\ \tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0 \end{pmatrix}$$

Les partenaires supersymétriques des champs de jauge sont appelés jauginos (gluinos, photino, wino et zino). Les états propres de masse sont des mélanges de ces particules et des higgsinos $\tilde{H}^\pm, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ (voir section suivante). Les $\tilde{W}^\pm$ et les $\tilde{H}^\pm$ se combinent pour former les charginos $\tilde{\chi}_i^\pm$, $i=1,2$ tandis que les particules neutres conduisent aux neutralinos $\tilde{\chi}_i^0$, $i=1,4$.

4.1.3 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Les trois constantes de couplage électromagnétique, forte et faible convergent vers une même valeur lorsque l'on se place dans l'extension supersymétrique du Modèle Standard. L'unification se fait vers 10^{16} GeV. La supersymétrie est une méthode d'unification, elle n'est pas la seule mais permet un bon accord entre les prédictions théoriques de $\sin^2 \theta_W(M_Z)$ et les valeurs mesurées de α_s , constante de couplage fort entrant dans la détermination de $\sin^2 \theta_W(M_Z)$.

Les divergences des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs devraient être annulées si la supersymétrie est exacte, ce qui se traduirait par des super-partenaires de même masse que les particules standard. L'absence, à ce jour, de l'observation de telles particules (avec la même masse) indique que la supersymétrie est brisée. On a alors un "cut-off" effectif, lié à la différence entre les masses des partenaires : $\Lambda^2 = |m_{susy}^2 - m_{standard}^2|$. Les divergences des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs ne sont plus que logarithmiques en Λ . Mais il est toujours nécessaire de soustraire ces nouvelles contributions et, pour cela, la valeur de Λ doit être de l'ordre de grandeur de l'échelle de brisure de symétrie électrofaible qui est de 246 GeV. Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) comprend deux doublets de Higgs. Avant d'expliquer le secteur du Higgs en supersymétrie, il est nécessaire d'introduire le mécanisme de higgs tel qu'il existe dans le Modèle Standard.

Le mécanisme du Higgs dans le Modèle Standard :

Le choix minimal pour le champ de Higgs est un doublet de champs complexes :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

On parle alors de "Modèle Standard Minimal". Le potentiel de Higgs s'écrit :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (4.4)$$

Si $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$, le potentiel $V(\Phi)$ est minimum quand

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} = 246 \text{ GeV} \neq 0 \quad (4.5)$$

où v est la valeur moyenne dans le vide du champ scalaire. v est non nulle de telle sorte que la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est brisée spontanément. Q est la seule combinaison des générateurs de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui annule la valeur moyenne du champ scalaire dans le vide :

$$Q < \Phi > = (T_3 + \frac{Y}{2}) < \Phi > = 0 \quad (4.6)$$

Le Lagrangien $\mathcal{L}_{Higgs}$ est développé autour de la valeur du champs dans le vide avec :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{masse} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} g v \right)^2 ((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} v \right)^2 (W_\mu^3, B_\mu^3) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu^3 \end{pmatrix}$$

où g et g' sont les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement. Après diagonalisation de la matrice, on obtient les champs physiques par combinaison des champs W_μ et B_μ :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm i W_\mu^2) \quad (4.8)$$

et

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Le champ A_μ est sans masse et est associé au photon γ tandis que les champs $W_\mu^\pm$ et Z_μ sont associés aux bosons $W^\pm$ et Z^0 respectivement. Ces bosons acquièrent une masse donnée par :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (4.10)$$

où θ_W est l'angle de Weinberg.

Ainsi trois des quatre degrés de libertés introduits par le doublet de Higgs sont absorbés par les bosons Z^0 et $W^\pm$. Le degré de liberté restant est associé à un champ scalaire H^0 dont la masse dépend du paramètre inconnu μ^2 et s'écrit $M_{H^0} = \sqrt{-2\mu^2}$. Ce boson de Higgs n'a toujours pas été observé et les mesures LEP ont permis de mettre une limite inférieure sur sa masse à 95 % de niveau de confiance qui est $M_H > 114$ GeV [12].

Le modèle à deux doublets :

Maintenant que le mécanisme de Higgs intervenant dans le Modèle Standard est introduit, nous pouvons étendre cette théorie dans le cas d'un modèle à deux doublets.

Dans ce modèle-là, on inclut le champ de Higgs du Modèle Standard dans un nouveau supermultiplet chiral. En fait, dans l'extension minimale du Modèle Standard, il est nécessaire d'avoir deux doublets de Higgs afin de pourvoir à la brisure électrofaible et de donner séparément la masse aux quarks de type "up" et aux quarks de type "down" [12]. Cela donne donc 8 degrés de liberté dont 3 absorbés par les masses des bosons $W^\pm$, Z^0 , les cinq derniers étant cinq champs de Higgs associés à cinq bosons de Higgs $H^\pm$, H^0 , A^0 et h .

On peut écrire ces deux doublets sous la forme :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Après brisure spontanée de symétrie, on obtient :

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

$$\langle \Phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

v_1 et v_2 sont choisis réels et positifs tandis que ξ est une phase relative. Le potentiel de Higgs pour ce modèle à deux doublets prend la forme :

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & \lambda_0 + \lambda_1(\Phi_1^\dagger \phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger \phi_2 - v_2^2)^2 \\ & + \lambda_3[(\Phi_1^\dagger \phi_1 - v_1^2)^2 + (\Phi_2^\dagger \phi_2 - v_2^2)^2]^2 \\ & + \lambda_4[(\Phi_1^\dagger \phi_1)(\Phi_2^\dagger \phi_2) - (\Phi_1^\dagger \phi_2)(\Phi_2^\dagger \phi_1)] + \lambda_5[Re(\Phi_1^\dagger \phi_2) - v_1 v_2 \cos \xi]^2 \\ & + \lambda_6[Im(\Phi_1^\dagger \phi_2) - v_1 v_2 \sin \xi]^2 \end{aligned} \quad (4.15)$$

avec λ_i des paramètres inconnus du potentiel. Pour éviter une violation de CP dans le secteur scalaire, on prend $\xi = 0$. On peut alors définir l'angle de mélange β :

$$\tan \beta = \frac{v_1}{v_2} \quad (4.16)$$

Les masses des bosons de Higgs sont données par la matrice de masse 8×8 obtenue avec :

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \quad (4.17)$$

On peut isoler certains blocs de cette matrice et les diagonaliser séparément. Il y a un bloc 4×4 dans le sous-espace de base $(\phi_1, \phi_2, \phi_5, \phi_6)$. Il correspond au secteur chargé. Les états de charge $\pm$ sont décrits par deux matrices 2×2 identiques. Deux valeurs propres nulles partent dans les bosons W, les deux autres valeurs propres non nulles et égales correspondent aux masses des bosons de Higgs chargés :

$$m_{H^\pm}^2 = \lambda_4(v_1^2 + v_2^2) \quad (4.18)$$

Le bloc de sous-espace de base $(\phi_3, \phi_4, \phi_7, \phi_8)$ est le secteur neutre qui se décompose lui-même en deux blocs 2×2 : les parties imaginaires donnent deux valeurs propres, une nulle absorbée par le boson Z et une non-nulle qui est la masse du A^0 :

$$m_{A^0}^2 = \lambda_6(v_1^2 + v_2^2) \quad (4.19)$$

A^0 est un pseudo-scalaire. Les parties réelles donnent naissance au boson h^0 . La matrice est :

$$\begin{pmatrix} a & b \\ b & c \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

avec :

$$a = 4v_1^2(\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2\lambda_5 \quad (4.21)$$

$$c = 4v_2^2(\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2\lambda_5 \quad (4.22)$$

$$b = (4\lambda_3 + \lambda_5)v_1v_2 \quad (4.23)$$

En diagonalisant ce bloc, un angle α apparait, l'angle de mélange du secteur scalaire neutre. On a :

$$\sin 2\alpha = \frac{2b}{\sqrt{(a-c)^2 + 4b^2}} \quad (4.24)$$

$$\cos 2\alpha = \frac{a-c}{\sqrt{(a-c)^2 + 4b^2}} \quad (4.25)$$

Les masses valent alors :

$$m_{H^0, h^0}^2 = \frac{1}{2} \left[a + c \pm \sqrt{(a-c)^2 + 4b^2} \right] \quad (4.26)$$

Les masses des bosons de jauge sont une première contrainte sur les valeurs des champs de Higgs dans le vide :

$$m_{W^\pm}^2 = g^2 \frac{(v_1^2 + v_2^2)}{2} = \frac{gv^2}{2} \quad (4.27)$$

$$m_{Z^0}^2 = g^2 \frac{v_1^2 + v_2^2}{2 \cos^2 \theta_W} \quad (4.28)$$

avec g , la constante de couplage de $SU(2)_L$ et v la valeur moyenne dans le vide de la composante neutre du doublet de Higgs du modèle à un doublet (cas du Modèle Standard Minimal), ce qui donne :

$$v_1^2 + v_2^2 = \frac{(246 \text{ GeV})^2}{2} \quad (4.29)$$

On a donc six paramètres libres dans le modèle à deux doublets : les quatre masses des bosons de Higgs et les deux angles α et β .

Le secteur du Higgs dans le MSSM :

Le MSSM est un cas particulier du modèle à deux doublets [92], [93], [95], [96], [97]. Dans la supersymétrie, à chaque doublet scalaire de champs de Higgs est associé un doublet fermionique de higgsinos pour former un super-champ de Higgs. Soient H_u et H_d les deux doublets de Higgs tels que :

$$H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

Le potentiel de Higgs du MSSM s'écrit :

$$V = V_{SUSY} + V_{soft} \quad (4.32)$$

V_{soft} a pour rôle de briser la supersymétrie et brise aussi spontanément la symétrie de jauge [99]. Les termes qui brisent la supersymétrie sont du type $h_t A_t \tilde{t}_L \tilde{t}_R^c H_2^0$ et du type $h_b A_b \tilde{b}_L \tilde{b}_R^c H_1^0$. Ils représentent les couplages des squarks “down” ($\tilde{b}$) à un doublet et des squarks “up” ($\tilde{t}$) à l'autre doublet. Les paramètres h sont les couplages de Yukawa et les paramètres A sont les couplages trilineaires. Ces paramètres sont encore appelés

“paramètres de brisure douce de la supersymétrie” c’est-à-dire qu’ils ne ré-introduisent pas de corrections quantiques à la masse des scalaires.

V_{SUSY} est un potentiel fonction des champs scalaires de la théorie et il ne contient que des termes au plus quadratiques afin que la théorie soit renormalisable. Il apporte le paramètre μ qui est le coefficient du produit des champs $H_1 H_2$. μ a la dimension d’une masse (tout comme les couplages trilinéaires).

L’angle de mélange α satisfait les relations :

$$\sin 2\alpha = -\sin 2\beta \left(\frac{m_H^2 + m_h^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \quad (4.33)$$

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \left(\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \quad (4.34)$$

On peut alors définir les masses des bosons de Higgs supersymétriques :

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta} \right] \quad (4.35)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2. \quad (4.36)$$

Pour simplifier la formule, nous avons utilisé $m_A \equiv m_{A^0}$, $h \equiv h^0$ et $H \equiv H^0$. Dorénavant, nous utiliserons cette nouvelle notation.

Les paramètres :

Le MSSM contient un très grand nombre de paramètres libres :

- masses des sfermions (matrices hermitiques complexes de dimension 3) :
 $5 \times 6 \times 2 = 60$ paramètres libres,
- les matrices A^u et A^d des couplages trilinéaires (matrices complexes 3×3) :
 $2 \times 9 \times 2 = 36$ paramètres libres,
- la matrice A^l diagonale et réelle de dimension 3 :
 $3 \times 3 = 9$ paramètres libres.

Nous obtenons 105 paramètres libres sans compter les 19 paramètres libres du Modèle Standard ce qui fait un total de 124 paramètres libres dans le MSSM. Les masses des jauginos de $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ sont appelés respectivement M_1 , M_2 et M_3 . μ est le paramètre de masse de Higgs et $\tan \beta$ est le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs.

La R-parité :

La R-parité [98] est une symétrie discrète introduite dans les extensions supersymétriques du Modèle Standard :

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (4.37)$$

où B est le nombre baryonique, L est le nombre leptonique et S est le spin de la particule. Dans un même supermultiplet, la particule et son partenaire supersymétrique ne diffèrent que par leur spin. La R-parité vaut +1 pour les particules du Modèle Standard et -1 pour les partenaires supersymétriques.

Le fait que la R-parité soit conservée a plusieurs conséquences :

- la conservation des nombres baryonique et leptonique est rétablie (en effet, dans le Modèle Standard, ils sont conservés dans la mesure où les champs de matière, purement fermioniques, sont incapables de se coupler entre eux ce qui n'est plus le cas avec une symétrie boson-fermion).
- les particules supersymétriques sont toujours créées, à partir de particules du Modèle Standard, par paire.
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable, elle ne peut se désintégrer en particules du Modèle Standard ou en particules supersymétriques.
- la seconde particule la plus légère (NLSP) se désintègre en LSP ainsi qu'en particules du Modèle Standard.

La conservation de la R-parité entraîne que la LSP est un très bon candidat à la matière sombre non-baryonique froide.

Les higgsinos et les jauginos se mélangent pour former les charginos et les neutralinos. Nous allons voir maintenant comment obtenir les masses correspondantes à ces nouvelles particules créées.

Le secteur des charginos :

Dans la base $(\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm)$, la matrice de masse des charginos s'écrit :

$$\mathcal{M}_c = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

Cette matrice est diagonalisable et les valeurs propres sont les états propres de masse des charginos tels que :

$$m_{\tilde{\chi}_1^+} = M_2 - \frac{M_W^2}{\mu^2}(M_2 + \mu \sin 2\beta) \quad (4.39)$$

$$m_{\tilde{\chi}_2^+} = |\mu| - \frac{M_W^2}{\mu^2} \text{sign}(\mu)(M_2 \sin 2\beta + \mu) \quad (4.40)$$

Ces états propres de masses ne sont obtenus que dans l'hypothèse où $\mu \gg M_2, M_Z$. Si $|\mu| \rightarrow \infty$, le plus léger des charginos est purement Wino ($m_{\tilde{\chi}_1^+} \simeq M_2$) tandis que le chargino le plus lourd est un état purement higgsino ($m_{\tilde{\chi}_2^+} \simeq |\mu|$).

Le secteur des neutralinos :

La matrice de masse des neutralinos est, exprimée dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$,

$$\mathcal{M}_{neut} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & -M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

On peut se placer dans le cas particulier où $|\mu|$ prend de grandes valeurs. On peut alors

diagonaliser la matrice de masse des neutralinos et on obtient :

$$m_{\tilde{\chi}_1^0} = M_1 - \frac{M_Z^2}{\mu^2}(M_1 + \mu \sin 2\beta) \sin^2 \theta_W \quad (4.41)$$

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} = M_2 - \frac{M_Z^2}{\mu^2}(M_2 + \mu \sin 2\beta) \cos^2 \theta_W \quad (4.42)$$

$$m_{\tilde{\chi}_3^0} = |\mu| - \frac{1}{2} \frac{M_Z^2}{\mu^2} \text{sign}(\mu)(1 - \sin 2\beta)(\mu + M_2 \sin^2 \theta_W + M_1 \cos^2 2\theta_W) \quad (4.43)$$

$$m_{\tilde{\chi}_4^0} = |\mu| - \frac{1}{2} \frac{M_Z^2}{\mu^2} \text{sign}(\mu)(1 + \sin 2\beta)(\mu - M_2 \sin^2 \theta_W - M_1 \cos^2 2\theta_W) \quad (4.44)$$

Le secteur des sfermions :

Les partenaires supersymétriques des quarks et des leptons sont des bosons de spin 0 : les squarks, les sleptons chargés et les sneutrinos. Par simplicité, seul le cas à une seule génération sera explicité. Un fermion f donné a deux partenaires supersymétriques $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ qui sont les partenaires scalaires du fermion gauche et droit. Il n'y a pas de $\tilde{\nu}_R$ dans le MSSM. En général, $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ ne sont pas les états propres de masse, il existe un mélange $\tilde{f}_L$ - $\tilde{f}_R$:

$$M_{R,L}^2 = \begin{cases} m_d(A_d - \mu \tan \beta) & \text{pour les fermions de type "down"} \\ m_u(A_u - \mu \cot \beta) & \text{pour les fermions de type "up"} \end{cases} \quad (4.45)$$

où m_d (m_u) est la masse du lepton ou du quark de type "down" ("up") associé. On obtient [12] :

$$M_{\tilde{f}_L}^2 = M_{\tilde{F}}^2 + m_f^2 + (T_{3f} - e_f \sin^2 \theta_W) m_Z^2 \cos 2\beta \quad (4.46)$$

$$M_{\tilde{f}_R}^2 = M_{\tilde{R}}^2 + m_f^2 + e_f \sin^2 \theta_W m_Z^2 \cos 2\beta \quad (4.47)$$

où

$$M_{\tilde{F}}^2 \equiv M_Q^2(M_L^2) \text{ pour } \tilde{u}_L \text{ et } \tilde{d}_L (\tilde{\nu}_L \text{ et } \tilde{e}_L)$$

$$M_{\tilde{R}}^2 \equiv M_{\tilde{U}}^2 \text{ et } M_{\tilde{D}}^2 \text{ pour } \tilde{u}_R, \tilde{d}_R \text{ et } \tilde{e}_R$$

respectivement. e_f prend les valeurs $\frac{2}{3}$, $-\frac{1}{3}$, 0 et -1 pour $f = u, d, \nu$ et e respectivement. $T_{3f} = \frac{1}{2}$ ($-\frac{1}{2}$) pour les squarks et sleptons de type "up" ("down"). m_f est la masse du quark ou du lepton correspondant. Les états propres de masse des squarks et des sleptons, généralement appelés $\tilde{f}_1$ et $\tilde{f}_2$, sont obtenus en diagonalisant les matrices 2×2 de masses (au carré) correspondantes.

Dans le cas des trois générations, l'analyse devient plus compliquée : les masses scalaires $M_{\tilde{F}}^2$, $M_{\tilde{R}}^2$, les masses des fermions m_f et les paramètres A sont des matrices 3×3 . Donc pour obtenir les états propres de masses des squarks et des sleptons, il faut diagonaliser des matrices 6×6 . Cela a pour conséquence un mélange inter-génération.

4.1.4 Contraintes expérimentales

Pour chaque ensemble de paramètres, on a un modèle avec un spectre de masse donné, certaines propriétés des particules, etc. La supersymétrie est cherchée aussi

bien par les techniques d'accélérateur que par une détection indirecte comme celle de la matière sombre. Dans ce paragraphe, je ne donnerai que les dernières valeurs-limites obtenues par les accélérateurs sans pour autant exclure certains modèles rejetés par la détection directe de matière sombre, par exemple.

Les différentes méthodes :

Dans la plupart des modèles, les particules supersymétriques sont produites par paires et se désintègrent en LSP (particule supersymétrique la plus légère) directement ou après un certain nombre de cascades.

Nous avons vu que, si la R-parité est conservée, la LSP est stable. Cette particule échappe alors à la détection mais fera apparaître de l'énergie manquante. Dans les collisionneurs protons-protons, on utilisera plutôt l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}) qui est la somme des composantes transverses de tous les moments [12]. Dans les collisionneurs e^+e^- , le moment transverse manquant (p_T^{miss}) et l'énergie manquante E^{miss} (différence entre deux fois l'énergie du faisceau et l'énergie totale "visible") sont utilisés. Il y a toujours deux LSP créées par événement (particules supersymétriques toujours créées par paires).

Lorsque la R-parité n'est pas conservée, les nombres leptoniques et baryoniques sont violés. La production des sparticules est quasiment inchangée mais en général, la signature par énergie manquante est perdue [12].

Dans les modèles de médiation de jauge (GMSB, [12] et références associées), le gravitino est un fermion interagissant très faiblement, il a une masse très faible et est, par conséquence, la LSP. Le neutralino le plus léger peut se désintégrer en gravitino avec présence de photons énergétiques et qui peuvent être isolés. Le temps de vie du neutralino est alors grand et il peut se désintégrer en dehors du détecteur. Si cela est le cas, les événements sont les mêmes que lorsque la R-parité est conservée.

Actuellement, aucune particule supersymétrique n'a été observée et les physiciens ne peuvent qu'en déduire des limites sur les masses des sparticules.

Les neutralinos et les charginos :

La meilleure limite sur la masse du chargino vient de LEP2 à travers le processus : $e^+e^- \rightarrow \chi^+\chi^-$. Ici χ^+ est le chargino le plus léger. La limite actuelle est [12] :

$$m_{\chi^+} > 94 \text{ GeV} \quad (4.48)$$

Les neutralinos peuvent aussi être produits à LEP2 et contribuer à la largeur invisible du boson Z . Mais il est assez difficile de traduire cela en terme de masse de neutralino. La limite inférieure actuelle donnée par LEP2 est [12] :

$$m_{\chi_1^0} > 32 \text{ GeV} \quad (4.49)$$

Cette valeur est valable si l'on se place dans des modèles conservant la R-parité. Dans les modèles GMSB, la limite inférieure donnée par DØ et LEP2 est [12] :

$$m_{\chi_1^0} > 83 \text{ GeV} \quad (4.50)$$

Dans les modèles où la R-parité est violée, la limite est donnée par LEP2 et vaut [12] :

$$m_{\chi_1^0} > 23 \text{ GeV} \quad (4.51)$$

Les squarks et les gluinos :

Quand ces sparticules sont produites, elles peuvent se désintégrer en neutralino le plus léger, neutralino qui peut quitter le détecteur laissant place alors à de l'énergie manquante. La limite actuelle, donnée par cette méthode de détection, de $D\emptyset$ est [12] :

$$m_{\tilde{q}} > 260 \text{ GeV} \quad (4.52)$$

$$m_{\tilde{g}} > 190 \text{ GeV} \quad (4.53)$$

Les sleptons :

Les sleptons chargés sont recherchés dans les collisionneurs e^+e^- où ils peuvent être produit et se désintégrer en neutralino le plus léger se caractérisant par de l'énergie manquante. Les limites LEP2 sont [12] :

$$m_{\tilde{e}_R} > 89 \text{ GeV} \quad (4.54)$$

$$m_{\tilde{\mu}_R} > 84 \text{ GeV} \quad (4.55)$$

$$m_{\tilde{\tau}_R} > 71 \text{ GeV} \quad (4.56)$$

$$m_{\tilde{\nu}} > 43 \text{ GeV} \quad (4.57)$$

Si les neutralinos composent la matière sombre de notre Univers, on peut tenter de les mettre en évidence de deux manières : détection directe et indirecte. La détection directe s'appuie sur la diffusion d'un neutralino sur un noyau. Cette diffusion dépose de l'énergie dans le détecteur, énergie mesurable. La détection indirecte s'intéresse à l'annihilation de neutralinos dans, par exemple, le halo de notre galaxie produisant alors des anti-protons, des positrons ou encore des rayons gamma ou encore dans le centre du soleil et de la terre produisant des neutrinos très énergétiques qui peuvent être détectés par les télescopes à neutrinos.

4.1.5 Le modèle minimal de Supergravité (m-SUGRA)

Les mesures précises et les équations du groupe de renormalisation permettent d'extrapoler les trois constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte aux très grandes échelles d'énergie. Les constantes peuvent prendre la même valeur à une échelle d'unification, typiquement de 10^{16} GeV dans le MSSM alors que ce n'est pas le cas dans le cadre du Modèle Standard. Ceci amène à penser que l'existence de la supersymétrie peut être liée à celle d'une théorie de grande unification (GUT) sous-jacente.

Pour diminuer le nombre de paramètres (124 dans le MSSM), on fait l'hypothèse, par exemple, que la supersymétrie est brisée dans le secteur de la gravité. On suppose ainsi qu'il existe des champs qui se situent dans un secteur "caché" c'est-à-dire qu'ils n'interagissent avec ceux du MSSM que par l'intermédiaire de la gravitation. Ces champs interagissent très peu avec le secteur $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dès que l'échelle d'énergie est inférieure de quelques ordres de grandeur à la masse de Planck.

Les hypothèse d'unification sont :

Unification des couplages de jauge :

$$\alpha_1(M_u) = \alpha_2(M_u) = \alpha_3(M_u) \equiv \alpha(M_u) \quad (4.58)$$

M_u est l'échelle de grande unification (de l'ordre de 10^{16} GeV) et $\alpha_i = \frac{g_i^2}{4\pi}$, α_1 est la constante de couplage de l'interaction électromagnétique, α_2 est celle de l'interaction faible et α_3 , la constante de couplage de l'interaction forte.

Unification des masses des jauginos :

$$M_1(M_u) = M_2(M_u) = M_3(M_u) \equiv m_{1/2} \quad (4.59)$$

Unification des masses des scalaires (sfermions et bosons de Higgs) :

$$M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{u}_R} = M_{\tilde{d}_R} = M_{\tilde{L}} = M_{\tilde{t}_R} = M_{H_u} = M_{H_d} \equiv m_0 \quad (4.60)$$

Unification des couplages trilineaires :

$$A_u(M_u) = A_d(M_u) = A_t(M_u) \equiv A_0 \quad (4.61)$$

A ces trois paramètres $m_{1/2}$, m_0 et A_0 , il faut rajouter le paramètre de masse de Higgs μ , le couplage bilinéaire des doublets de Higgs B ainsi que le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs, $\tan \beta$. Ce modèle contient donc beaucoup moins de paramètres que le MSSM. Il existe d'autres MSSM contraints mais nous n'en ferons pas la revue ici, la littérature étant florissante à ce sujet.

4.2 Le neutralino

Dorénavant, quand nous parlerons du “neutralino”, il s'agira du neutralino le plus léger. S'il constitue la particule supersymétrique la plus légère, c'est alors un bon candidat pour la matière sombre. Dans ce paragraphe, nous allons expliquer pourquoi le neutralino est la LSP dans la plupart des modèles. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la détection indirecte de neutralinos et nous donnerons les paramètres nécessaires à cette méthode de détection.

4.2.1 Quelle LSP ?

Avant de détailler cette particule qui nous intéresse particulièrement dans ce travail de thèse, expliquons brièvement pourquoi cette particule est, dans la plupart des modèles supersymétriques, la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Le détail des explications se trouve, par exemple, dans la référence [100].

Si la LSP est une particule chargée telle qu'un chargino ou un slepton, alors elle aurait été détectée dans des expériences recherchant des protons anormalement lourds [101]. Ces expériences ont exclu ces particules sur un large domaine de masse et donc la LSP

ne peut être une particule chargée [102].

Supposons maintenant que la LSP soit un squark ou un gluino. Ces particules formeraient alors des hadrons soit chargés soit neutres. S'ils sont chargés, on se retrouve alors dans le cas précédent des particules chargées exclues comme LSP sur un grand domaine de masse par les expériences de protons lourds. Si ces hadrons sont neutres, ils peuvent ne pas se lier aux noyaux, échappant ainsi à toute détection. Cependant, la théorie de Grande Unification prévoit une hiérarchie de masse entre les sparticules et, dans cette hiérarchie, dans la plupart des cas, le gluino est plus massif que le neutralino et les squarks plus massifs que les sleptons. On peut en conclure que ni le squark ni le gluino ne peuvent être la particule supersymétrique la plus légère.

Le dernier cas envisageable pour la LSP est le sneutrino. Cependant, dans la plupart des modèles, il existe un slepton qui a une masse inférieure à celle du sneutrino. Dans les autres modèles, des arguments cosmologiques s'opposent à l'existence d'un sneutrino stable. Or la LSP est stable. De plus, les expériences de détection directe excluent la majeure partie de l'espace des paramètres du sneutrino.

Il ne reste donc plus qu'un seul candidat à la LSP : le neutralino le plus léger. Cette particule est une combinaison linéaire des partenaires supersymétriques du photon (le *photino*), du boson Z^0 (le *zino*) et aux bosons de Higgs neutres (les *higgsinos*) :

$$\chi^0 = a\tilde{\gamma} + b\tilde{Z} + c\tilde{H}_1^0 + d\tilde{H}_2^0 \quad (4.62)$$

avec la normalisation $a^2 + b^2 + c^2 + d^2 = 1$. On peut définir la fraction de jaugino du neutralino comme $f_g = a^2 + b^2$. Si $f_g > 0,5$ alors le neutralino est principalement de type jaugino et si $f_g < 0,5$, le neutralino sera du type higgsino.

4.2.2 Abondance cosmologique des neutralinos

Supposons qu'il existe, en plus des particules connues du Modèle Standard, un nouveau type de particules stables et massives non encore découvertes. A l'équilibre thermique, la densité de ces particules est

$$n^{eq} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(\mathbf{p}) d^3\mathbf{p} \quad (4.63)$$

avec g le nombre de degrés de liberté de la particule et $f(\mathbf{p})$ la distribution de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac. A haute température, c'est-à-dire $T \gg m_\chi$ où χ est la nouvelle particule, on a

$$n_\chi^{eq} \propto T^3 \quad (4.64)$$

c'est-à-dire qu'il y a autant de ces particules que de photons et à plus basse température, la densité de ces particules est de :

$$n_\chi^{eq} \simeq g \left(\frac{m_\chi T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_\chi}{T}\right) \quad (4.65)$$

La variation de cette densité de χ suit l'équation de Boltzmann [18] :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - \langle \sigma_{Av} \rangle [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2] \quad (4.66)$$

avec $\langle \sigma_A v \rangle$ la section efficace totale moyennée sur la température de l'annihilation de $\chi\bar{\chi}$ en particules légères multipliée par la vitesse relative v , $H = \dot{a}/a$ est le taux d'expansion de Hubble, a étant le facteur d'échelle de l'Univers. Le second terme de gauche reflète l'expansion de l'Univers. Le premier terme dans le crochet représente la baisse du nombre de χ en raison des annihilations et le second terme est la création de χ par la réaction inverse. A l'équilibre, ces deux termes sont égaux. Cette équation est valable aussi bien pour des particules de Dirac que pour des particules de Majorana où $\chi = \bar{\chi}$. On se place dans ce cas-là.

Il n'y a pas de solution analytique de l'équation de Boltzmann. Une approximation relativement simple et analytique donne une solution avec une erreur de 10 % pour une section efficace dépendant arbitrairement de l'énergie. Nous ne donnerons ici le résultat que dans le cas simple où la section efficace est indépendante de l'énergie, le cas général étant traité dans [90], [91] par exemple. On obtient [18] :

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \simeq \left(\frac{3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_A v \rangle} \right) \quad (4.67)$$

4.2.3 Section efficace Neutralino-Nucléon

Cette section efficace va déterminer le taux d'accrétion des neutralinos dans le Soleil ou la Terre et va ainsi permettre de déterminer le taux d'annihilation et donc le taux d'évènements attendus dans les télescopes à neutrinos.

Dans notre galaxie, les estimations donnent une densité locale de matière noire de

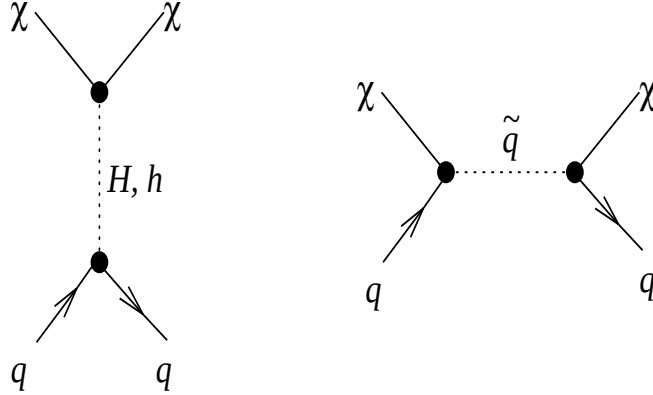


FIG. 4.1 – *Diagramme de Feynmann présentant la contribution à la section efficace “spin-independant” de diffusion élastique du couplage des neutralinos aux quarks.*

l'ordre de $0.3 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$. Les neutralinos formant la matière sombre sont donc supposés avoir une probabilité d'interaction faible mais non-nulle avec les noyaux du Soleil ou de la Terre. Il s'agit de l'interaction des neutralinos avec les quarks composant les noyaux. La section efficace de diffusion élastique Neutralinos-Noyaux dépend donc de la force de l'interaction Neutralinos-Quarks. La distribution des quarks dans les nucléons du noyau et la distribution des nucléons dans le noyau sont deux données très importantes.

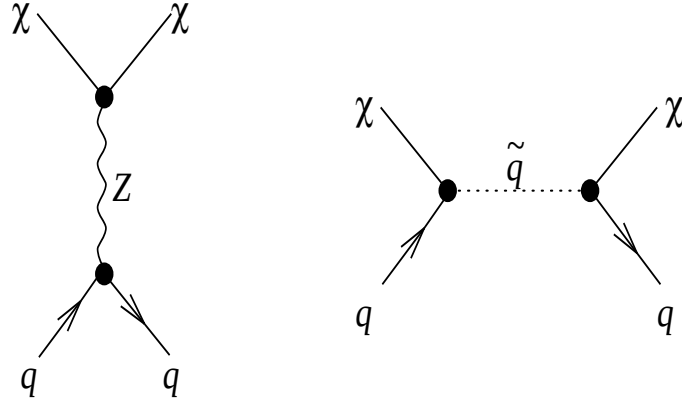


FIG. 4.2 – Diagramme de Feynmann présentant la contribution à la section efficace “spin-dependant” de diffusion élastique du couplage des neutralinos aux quarks.

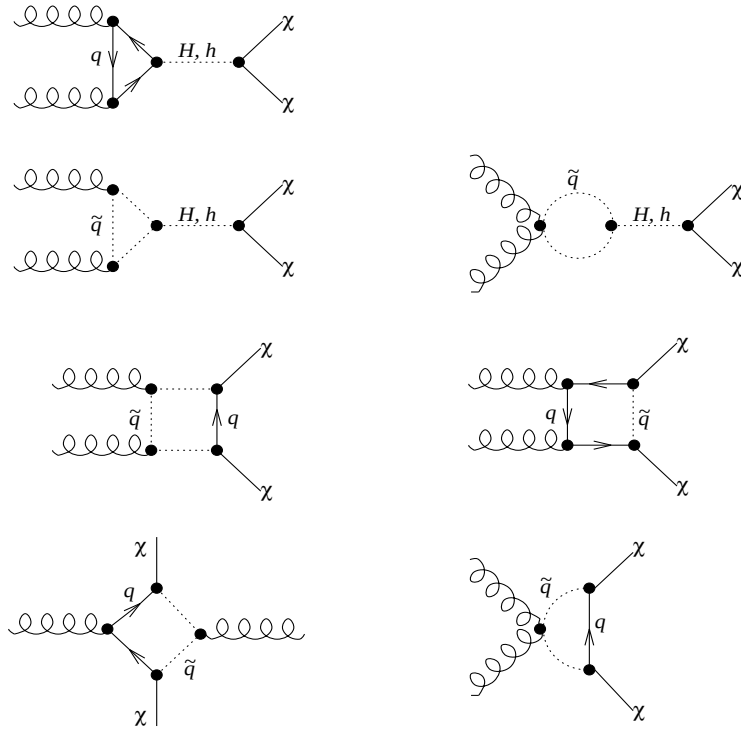


FIG. 4.3 – Diagramme de Feynmann présentant la contribution à la section efficace de diffusion élastique du couplage des neutralinos aux gluons.

Le calcul de l’interaction Neutralinos-Noyaux est effectuée en trois étapes : la première est le calcul des interactions des neutralinos avec les quarks et les gluons. Les couplages des neutralinos avec les six quarks et les gluons doivent donc être connus. Cependant, ces quantités ainsi que les masses des particules échangées dépendent des paramètres supersymétriques utilisés. Ainsi la section efficace de diffusion élastique ne peut pas être déterminée de façon unique.

La seconde étape est la conversion de ces interactions microscopiques en interaction avec les nucléons. Pour cela il suffit de connaître les éléments de la matrice des

opérateurs de quarks et de gluons décrivant un état du nucléon. Les différents types d'interaction (vectorielle, scalaire, pseudo-scalaire, etc) entrent en compte et s'ajoutent. Par exemple, l'interaction axiale-vectorielle prend en compte les contributions "up", "down" et "strange" du nucléon. Or, ces quantités sont mal connues théoriquement et expérimentalement et cela implique de nouvelles incertitudes sur la section efficace de diffusion élastique Neutralinos-Noyaux finale.

La dernière étape consiste à additionner, de manière cohérente et à l'aide des fonctions d'onde du noyau, les composantes scalaires et vectorielles des nucléons du noyau considéré afin d'obtenir les éléments de matrice de la section efficace Neutralinos-Noyaux en fonction du moment transféré. Cela introduit une suppression du facteur de forme qui réduit la section efficace pour les neutralinos lourds sur les noyaux lourds.

Ces calculs sont simplifiés dans la mesure où cette diffusion élastique des neutralinos sur des noyaux composant le Soleil ou la Terre se produit dans la limite non-relativiste ($v \rightarrow 0$). Plus précisément, l'interaction axiale-vectorielle devient une interaction entre le spin du quark et le spin du neutralino tandis que les interactions vectorielles et tensorielles prennent la même forme que l'interaction scalaire. De plus, comme les neutralinos sont leurs propres anti-particules, ils ne subissent pas d'interactions vectorielles. Il n'y a donc que deux cas à considérer : l'interaction spin-spin et l'interaction scalaire. Dans le cas de l'interaction spin-spin, le neutralino se couple au spin du noyau et dans le cas de l'interaction scalaire, le neutralino se couple à la masse du noyau. Cette "division" des composantes de la section efficace de diffusion élastique a été développée il y a quelques années [103] et, depuis, beaucoup de développements ont été effectués, les derniers étant les références [111], [112], [113] et [114]. D'autres contributions à cette section efficace ont été ajoutées mais les contributions les plus importantes restent celles décrites précédemment. Un calcul détaillé de cette section efficace de diffusion élastique se trouve dans [115] :

$$\sigma_{el} = \frac{8m_\chi^2 m_q^2 G_F^2}{\pi(m_\chi + m_q)^2} \left\{ 3 \left[(2a^2 + b^2 + c^2) \bar{x}_q^2 + \frac{1}{2}(c_R - c_L) (Z_{13}^2 - Z_{14}^2) \right]^2 + 4\bar{x}_q^4 a^2 (b - c)^2 \right\} \quad (4.68)$$

avec m_χ la masse du neutralino, m_q la masse du quark ou du lepton et G_F la constante de Fermi. Ici, le neutralino est défini comme $\chi = Z_{11}\tilde{B} + Z_{12}\tilde{W}^3 + Z_{13}\tilde{H}_1 + Z_{14}\tilde{H}_2$ et

$$a = \frac{m_q d_q}{2m_W} \text{ avec } d_q = \begin{cases} \frac{Z_{j3}}{\cos \beta} \text{ pour les quarks "down"} \\ \frac{Z_{j4}}{\sin \beta} \text{ pour les quarks "up"} \end{cases} \quad (4.69)$$

$$b = T_3 Z_{j2} - \tan \theta_W (T_3 - e_q) Z_{j1} \quad (4.70)$$

$$c = \tan \theta_W e_q Z_{j1} \quad (4.71)$$

T_3 est l'isospin faible et e_q est la charge du quark ou du lepton. a correspond au couplage de type higgsino tandis que b et c sont les couplages du type photino-zino. Il nous reste maintenant à définir quelques termes de l'équation 4.68 :

$$\bar{x}_q = \frac{m_W^2}{M_{\tilde{q}}^2 - m_\chi^2} \quad (4.72)$$

$$c_L = T_3 - e_q \sin^2 \theta_W \quad (4.73)$$

$$c_R = -e_q \sin^2 \theta_W \quad (4.74)$$

Cette section efficace (équation 4.68) est obtenue dans la limite extrême non-relativiste et en faisant l'hypothèse $M_{\tilde{q}_L} = M_{\tilde{q}_R} = M_{\tilde{q}}$.

On voit donc bien que cette section efficace dépend du modèle, ne serait-ce que dans la composition du neutralino (fraction de gaugino du neutralino).

4.2.4 Méthode de détection directe

Partons de l'hypothèse que les WIMPs sont présents dans le halo de notre Galaxie. Il y en a donc une quantité énorme qui arrive sur chaque centimètre carré de la surface de la Terre, et ceci à chaque seconde. La plus belle preuve de l'existence des WIMPs tels que la théorie les décrit serait de les détecter directement. Une méthode de détection serait l'observation du recul d'un noyau, recul dû à la diffusion élastique d'un WIMP sur un noyau-cible. Le problème majeur, pour cette méthode de détection, est la section efficace avec la matière des WIMPs qui est faible. Les interactions, si elles ont lieu, seront très rares ; cependant un détecteur adapté peut rendre cette détection possible.

Dans l'hypothèse où le WIMP est le neutralino, Goodman et Witten [103] ont montré qu'il se couple à un quark du noyau diffusé par deux mécanismes décrits au paragraphe précédent : par échange d'un boson Z ou d'un squark (interaction "spin-dépendant", figure 4.2) ou par l'échange d'un boson de Higgs ou d'un squark (interaction "spin indépendant", figure 4.1). La référence [18] montre que la section efficace "spin-dépendant" σ_{SD} est proportionnelle au spin J du noyau de la cible tandis que la section efficace "spin-indépendant" σ_{SI} est plus ou moins proportionnelle au carré du nombre atomique A du noyau. Il s'ensuit que $\sigma_{SI} > \sigma_{SD}$ dès que $A > 30$, ce qui correspond à la plupart des cibles employées et que le taux d'interaction est de l'ordre de 10^{-3} - 10^{-2} évènements par jour et par kilogramme. Globalement, ce taux d'évènements dépend de la section efficace d'interaction, de la vitesse relative des WIMPs par rapport à la Terre ainsi que du nombre de noyaux constituant le détecteur et du nombre de WIMPs au niveau de ce détecteur. Cela explique la nécessité d'avoir un détecteur massif. Notons que les expériences en cours ont des détecteurs d'une centaine de kilogrammes.

Comme nous venons de le voir, le nombre d'évènements attendu est très faible. Il est donc nécessaire d'utiliser des détecteurs de taille importante. D'autre part, ces expériences de détection directe doivent être capable de rejeter les différents bruits de fond potentiels : la radioactivité naturelle du détecteur (choix draconien des matériaux utilisés), la radioactivité ambiante (blindage de plomb et de cuivre contre les rayons Gamma, Béta et les rayons X et blindage de paraffine contre les neutrons) entourant le détecteur, ainsi que le rayonnement cosmique. Afin de limiter ce dernier, il convient de placer les détecteurs dans des milieux souterrains. Les reculs de noyaux engendrés par la diffusion d'un WIMP sont, au maximum, de l'ordre d'une centaine de keV et nécessitent donc des détecteurs ayant un faible seuil en énergie.

Historiquement, les premiers détecteurs construits pour la détection directe de WIMPs utilisaient l'ionisation du germanium à une température correspondant à celle de l'azote liquide. Dans ce cas, les interactions sont détectées par la charge déposée

par les paires électrons-trous dans le cristal. Ces détecteurs peuvent atteindre une excellente résolution en énergie (typiquement 1 keV de largeur à mi-hauteur pour 300 keV déposés). Cependant il n'est pas possible de distinguer le recul "nucléaire" (induit par les neutrons ou les WIMPs) du recul de l'électron (induit par les radioactivités β et γ) et qui est le principal bruit de fond. Ainsi les expériences utilisant cette technique, cas de HDMS ([104]) il y a quelque temps, ont longtemps donné les meilleures limites de section efficace WIMP-nucléon jusqu'à ce que d'autres détecteurs voient le jour, détecteurs discriminant mieux ce bruit de fond de radioactivité naturelle.

Les scintillateurs constituent aussi d'autres détecteurs de WIMPs (DAMA [105]). La réjection du bruit de fond γ est possible en utilisant les différents temps de scintillation entre le recul du noyau et celui dû aux électrons. Cette technique n'est cependant pas applicable à des énergies proches du seuil. Or c'est justement là que se trouvent la majorité des données. La meilleure mesure de section efficace "spin-dépendant" a été donnée par DAMA, limite obtenue avec un cristal de NaI. Les derniers résultats de DAMA, [106], sont, à l'heure actuelle, très controversés mais combinés à leurs résultats de 1996, restent compatibles avec les limites données par d'autres expériences utilisant un nouveau type de détecteur, les bolomètres.

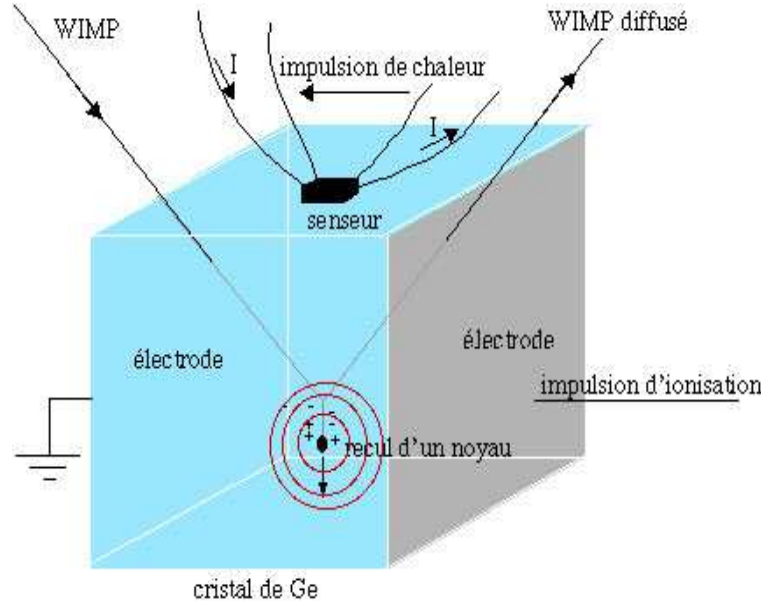


FIG. 4.4 – Représentation schématique d'un bolomètre utilisant un cristal de Germanium.

Les bolomètres mesurent l'élévation de température due à l'interaction d'une particule à l'aide d'un absorbeur (Saphir, Germanium ou CaWO_4 par exemple). Lorsqu'un WIMP interagit dans le bolomètre, il fait reculer un noyau du cristal, qui produit, en même temps :

1. des paires électron-trou qui vont être collectées grâce à un champ électrique. En effet, en appliquant une tension de quelques Volts aux bornes du cristal, le champ est créé. Les paires collectées fournissent alors une impulsion d'ionisation.
2. une élévation de température du cristal. Elle est mesurée par un thermomètre ultra-sensible (en principe, une énergie déposée de 1 keV entraîne une élévation de température typiquement de 1 μK dans un détecteur de 100 g se trouvant dans un

cryostat d'une température de 10 mK) fournissant ainsi une impulsion dite de chaleur. Cette méthode de détection offre la possibilité de rejeter les événements correspondant au recul dû aux électrons avec une grande efficacité. En mesurant l'ionisation et la chaleur pour chaque interaction, les expériences CDMS et EDELWEISS ([107]) peuvent déterminer les événements dûs à la radioactivité γ et β des éventuels événements dûs aux WIMPs avec un facteur de réjection meilleur que 99 %. L'expérience CRESST ([108]) a montré que la mesure de la lumière émise par scintillation dans le CaWO_4 rend cette discrimination possible aussi.

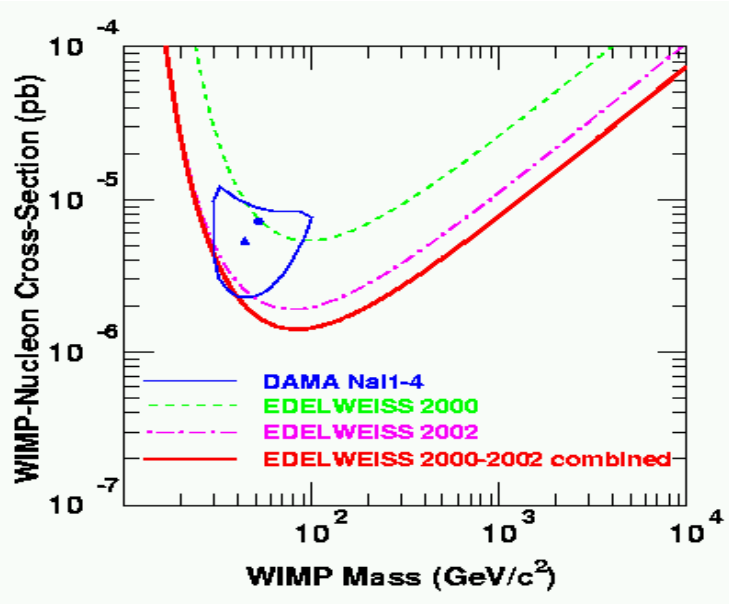


FIG. 4.5 – Section efficace “spin-independant” WIMP-nucléon en fonction de la masse du WIMP.

La figure 4.5 donne un état des lieux des divers résultats des expériences de détection directe de WIMPS, combinés entre eux. Les résultats de CDMS dans [109] (détecteur de 165 g de Germanium) donnent un taux d'événements compatible avec celui attendu pour un WIMP de masse 52 GeV et ayant une section efficace d'interaction avec les nucléons de $7.2 \cdot 10^{-6}$ pb. Cependant les taux d'événements mesurés avec 100 g de Silicium laissent à supposer que les événements Ge seraient des neutrons induits par les rayons cosmiques. Si l'on suppose cela et que l'on soustrait le bruit de fond neutronique, CDMS obtient alors une limite pour la section efficace WIMP-nucléon incompatible avec la région donnée par DAMA (84 % CL). L'expérience EDELWEISS n'est pas limitée par le bruit de fond dû aux neutrons et pourrait résoudre ce désaccord. Les données actuelles d'EDELWEISS (combinées à celles obtenues en 2000) excluent les résultats de DAMA à 99.8 % [110].

4.2.5 Méthode de détection indirecte

Si les neutralinos constituent la matière sombre du halo de notre Galaxie alors ils s'accumulent dans la Terre et dans le Soleil : les neutralinos ont une certaine orbite

dans notre halo. Leurs orbites peuvent alors rencontrer certains corps massifs comme le Soleil ou la Terre. Dans ce cas-là, la probabilité de diffuser sur un noyau de ces corps est faible mais non nulle. En diffusant sur un de ces noyaux, les neutralinos perdent de l'énergie et cette perte d'énergie les entraine sur une orbite liée à ces corps. Sur cette orbite, ils vont subir de multiples diffusions perdant peu à peu de l'énergie et finissant par se retrouver piégés au centre de ces corps massifs. Il y a donc accumulation de neutralinos au centre du Soleil et de la Terre (au centre de la Galaxie également). Le temps passant, la densité de neutralinos au centre est telle qu'ils finissent par s'annihiler (le neutralino est sa propre anti-particule) au repos. Les produits d'annihilation sont des leptons, des quarks et, si les neutralinos sont suffisamment massifs, des bosons de jauge et de Higgs. Nous verrons en détail ces annihilations dans un prochain paragraphe. La désintégration des produits d'annihilation sont des particules pour la plupart absorbées par les corps massifs exceptés les neutrinos énergétiques qui s'échappent. On peut alors les détecter sur Terre avec des télescopes à neutrinos tels qu'Antarès.

Une annihilation de neutralinos est presque toujours en deux corps. Par conséquent

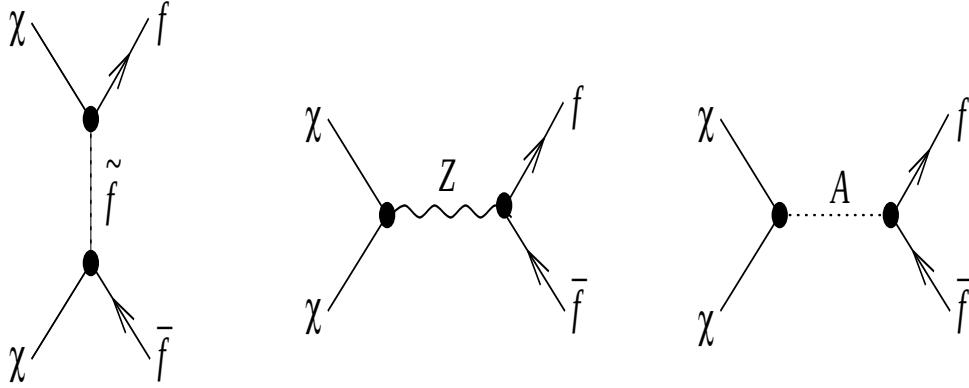


FIG. 4.6 – Diagramme de Feynmann présentant l'annihilation des neutralinos en quarks.

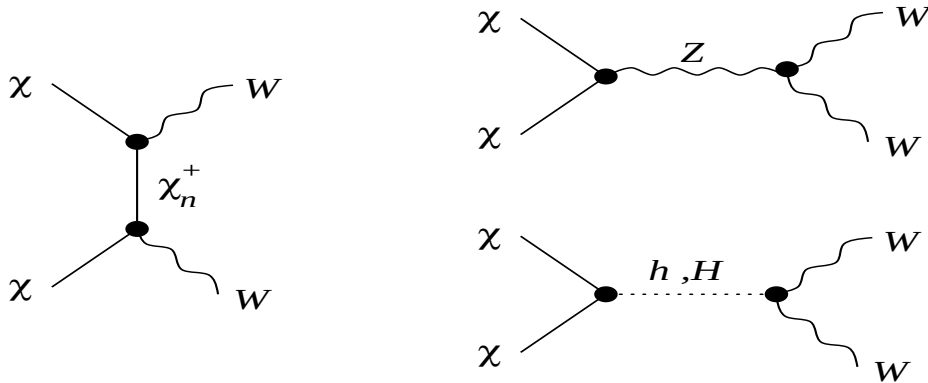


FIG. 4.7 – Diagramme de Feynmann présentant l'annihilation des neutralinos en Bosons de jauge W .

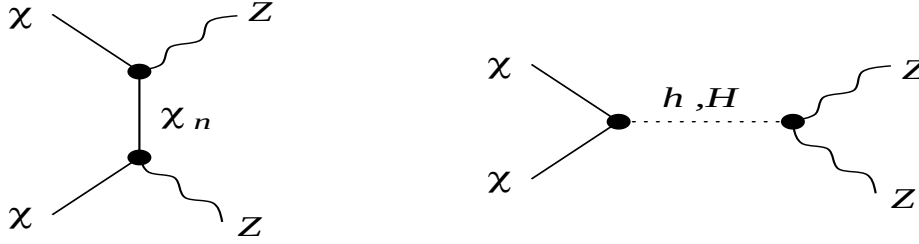


FIG. 4.8 – Diagramme de Feynmann présentant l'annihilation des neutralinos en Bosons de jauge Z .

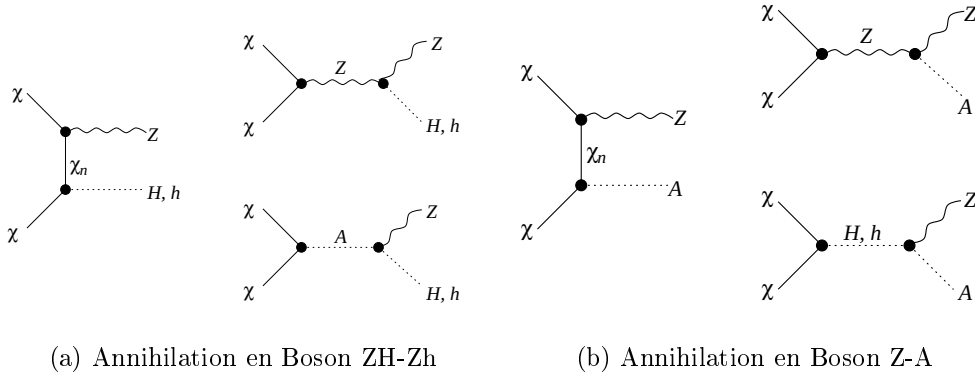


FIG. 4.9 – Diagramme de Feynmann présentant l'annihilation des neutralinos en Boson de jauge Z et en Boson de Higgs.

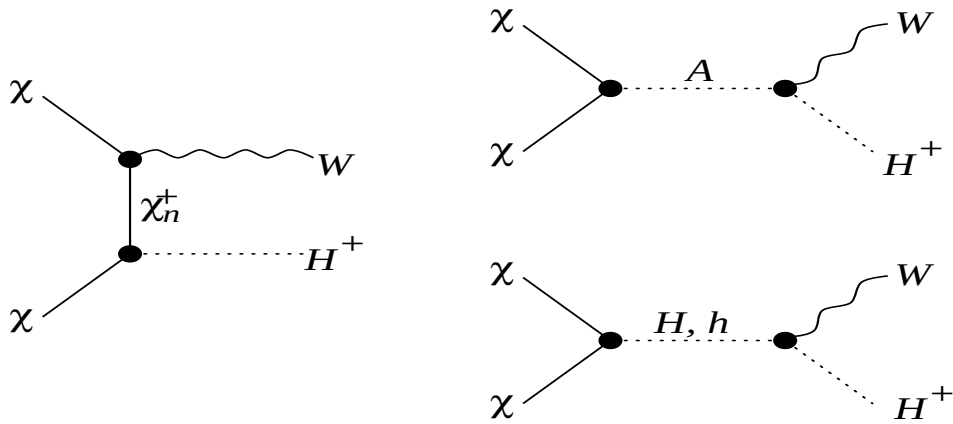


FIG. 4.10 – Diagramme de Feynmann présentant l'annihilation des neutralinos en Boson de jauge W et en Boson de Higgs.

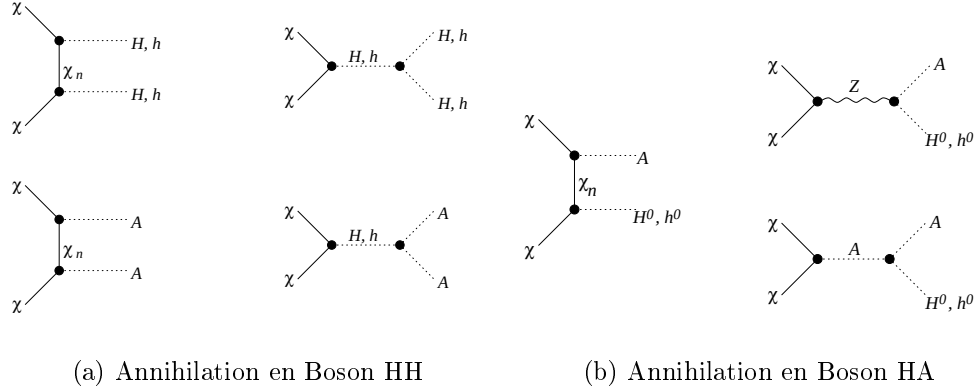


FIG. 4.11 – *Diagramme de Feynmann présentant l'annihilation des neutralinos en Bosons de Higgs.*

le produit d'annihilation a une énergie égale à la masse du neutralino. D'autre part, les produits d'annihilation se désintègrent en deux ou trois corps et l'énergie des neutrinos produits est comprise entre un tiers et la moitié la masse du neutralino. Cette masse est dans la gamme 10 GeV à quelques TeV. Ainsi, les neutrinos produits sont très énergétiques, différentiables alors des neutrinos solaires par exemple (ces neutrinos ont une énergie de l'ordre de quelques MeV). De plus les techniques de détection des neutrinos solaires sont très différentes des techniques de télescopes à neutrinos. L'observation des neutrinos énergétiques en provenance du Soleil serait une signature de l'existence de matière sombre dans notre halo. En effet, le bruit de fond provenant des neutrinos atmosphériques est connu et bien modélisé comme nous le verrons dans le chapitre .. et les neutrinos énergétiques provenant de l'interaction des rayons cosmiques dans le Soleil ont un flux supposés faibles [34]. Il n'y a pas d'autres sources de neutrinos énergétiques provenant du centre de la Terre ou du Soleil connues.

4.2.6 Taux d'annihilation dans le Soleil et la Terre

Pour connaître le nombre d'évènements-neutrinos induits par l'annihilation de neutralinos au centre du Soleil ou de la Terre, il faut, avant tout, déterminer le taux d'annihilation de WIMPs au centre de ces corps. Les résultats énoncés ici sont valables aussi bien pour le Soleil que pour la Terre. Les WIMPs s'accumulent au centre des corps massifs mais en même temps ils s'annihilent entre eux. Soit N le nombre de neutralinos présents dans le Soleil (la Terre). L'équation d'évolution de ce nombre est donné par :

$$\frac{dN}{dt} = C - C_A N^2 \quad (4.75)$$

où C est le taux de capture des neutralinos par ces corps. Le second terme est deux fois le taux d'annihilation $\Gamma_A = \frac{1}{2}C_A N^2$. C_A dépend de la section efficace d'annihilation des WIMPs ainsi que de leur distribution spatiale au centre des corps. En résolvant

l'équation 4.75, on obtient le taux d'annihilation à un instant t :

$$\Gamma_A = \frac{C}{2} \tanh \frac{t}{\tau} \quad (4.76)$$

où $\tau = (\sqrt{CC_A})^{-1}$ est le temps nécessaire pour atteindre un équilibre entre capture et annihilation. En prenant ce temps d'équilibre égal à $4,5 \cdot 10^9$ ans (âge du système solaire) pour la Terre et le Soleil, on obtient :

$$\frac{t_{\odot}}{\tau_{\odot}} = 330 \left(\frac{C_{\odot}}{sec^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{\langle \sigma_A v \rangle}{cm^3 sec^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{m_{\chi}}{10 GeV} \right)^{3/4} \quad (4.77)$$

$$\frac{t_{\oplus}}{\tau_{\oplus}} = 1,9 \cdot 10^4 \left(\frac{C_{\oplus}}{sec^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{\langle \sigma_A v \rangle}{cm^3 sec^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{m_{\chi}}{10 GeV} \right)^{3/4} \quad (4.78)$$

où $C_{\oplus}$ et $C_{\odot}$ sont les taux de capture des WIMPs dans la Terre et le Soleil. On trouve le calcul de ces taux de capture dans [18] et références associées par exemple. $\langle \sigma_A v \rangle$ est la section efficace d'annihilation multipliée par la vitesse relative dans la limite où v tend vers zéro.

D'après la formule précédente, le taux d'annihilation dépend de la section efficace totale d'annihilation. Le taux de capture dépend de la section efficace de diffusion neutralino-nucléon. Cette section efficace a une contribution plus importante que celle d'annihilation.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu pourquoi il était nécessaire d'étendre le Modèle Standard et nous avons détaillé l'extension la plus probable : la supersymétrie. Le Modèle Standard Minimal Supersymétrique (MSSM) a 123 paramètres mais il est possible de réduire ce nombre de paramètres. On se place alors dans des modèles supersymétriques contraints. Nous avons donné un exemple de tels modèles : dans mSUGRA, il n'y a que cinq paramètres libres.

Les recherches de particules supersymétriques auprès des accélérateurs n'ont donné que des limites inférieures sur les masses des particules supersymétriques. Une autre méthode de détection de telles particules est la recherche de matière sombre. En effet, la matière sombre du halo de notre galaxie pourrait bien être composée de neutralinos, particules supersymétriques formées d'une combinaison linéaire de higgsinos, zinos et photinos, partenaires supersymétriques des bosons de Higgs, de jauge et du photon.

La masse des neutralinos dépend des paramètres supersymétriques du modèle dans lequel on se place. Une méthode de détection de neutralinos de manière indirecte revient à détecter des neutrinos. Le flux de neutrinos attendus dans les télescopes à neutrinos est :

$$\frac{d\phi}{dE} = \frac{\Gamma_A}{4\pi R^2} \sum_F B_F \frac{dN}{dE}_F (E_{\nu}, E_{inj}) \quad (4.79)$$

Γ_A est le taux d'annihilation des neutralinos au centre du Soleil ou de la Terre et R est la distance Soleil-Terre ou le rayon de la Terre pour les neutrinos provenant du Soleil

et de la Terre respectivement. Le taux d'annihilation dépend du taux de capture et de la section efficace d'annihilation. La section efficace Neutralinos-Noyaux intervient dans le calcul du taux de capture des neutralinos dans les corps considérés. La somme (dans l'équation 4.79) est sur tous les canaux d'annihilation F que nous détaillerons dans le chapitre prochain. B_F est le taux de branchement pour le canal F et $\frac{dN}{dE}_F$ est le spectre différentiel en énergie d'un neutrino à la surface de la Terre ou du Soleil. Ce spectre fait l'objet du chapitre suivant et sera donc plus amplement explicité.

Chapitre 5

Neutdriver et DarkSusy

Nous avons vu, dans les chapitres précédents, que la matière sombre du halo de notre galaxie est froide et pourrait être composée de neutralinos dans la majorité des modèles supersymétriques. La masse du neutralino, sa fraction de jaugino, son taux de capture, sa section efficace d'annihilation, sa section efficace de diffusion élastique avec les noyaux composant les corps massifs dans lequel il est piégé, etc, dépendent des paramètres supersymétriques du modèle. Il est donc nécessaire, si l'on veut connaître les flux que l'on pourrait espérer dans les télescopes à neutrinos, de simuler chaque paramètre (masses de toutes les particules supersymétriques, densité relique de neutralinos, etc) selon le modèle supersymétrique que l'on choisit. Pour cela, deux générateurs sont désormais accessibles, Neutdriver [116] et DarkSusy [117], [118].

Au début de ce travail de thèse, seul Neutdriver était disponible. Nous avons commencé par adapter ce générateur à l'expérience Antarès. Puis DarkSusy est devenu accessible et nous avons donc effectué une comparaison de ces deux générateurs afin de déterminer celui qui est le mieux adapté à nos besoins pour Antarès.

Nous allons, dans ce chapitre, commencer par décrire brièvement ces deux générateurs de matière sombre supersymétrique. La partie suivante sera consacrée à l'implémentation effectuée dans Neutdriver, avant que DarkSusy ne soit disponible et nous terminerons par une comparaison entre les deux générateurs. Nous tenterons d'expliquer l'ensemble des différences trouvées. La sensibilité d'Antarès aux neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre du Soleil et de la Terre sera décrite au chapitre suivant.

5.1 Description des générateurs

Neutdriver a été écrit par G.Jungman et ses collaborateurs. Il faut lui donner au départ les valeurs des paramètres supersymétriques et cosmologiques. A partir de ces valeurs, ce programme calcule le spectre et l'abondance des particules supersymétriques ainsi que les différentes variables nécessaires à la détection directe ou indirecte de neutralinos si ceux-ci sont LSP (particules supersymétriques les plus légères) dans le modèle supersymétrique utilisé. DarkSusy a été écrit par Bergström et ses collabo-

	Neutdriver	DarkSusy
Paramètres communs	μ , $\tan\beta$, M_2 , M_A , couplages trilinéaires, composition de la Terre et du Soleil, paramètres du Modèle Standard, paramètres astro. et cosmo., ...	
Paramètres spécifiques	M_1 , M_3	M_q

TAB. 5.1 – Ce tableau donne une liste de paramètres utilisables en entrées dans *Neutdriver* et *DarkSusy* : μ est le paramètre de masse du higgsino, $\tan\beta$ est le rapport des valeurs de Higgs dans le vide, M_1, M_2 et M_3 sont les masses des jauginos, M_A est la masse du boson de Higgs et M_q est le paramètre de masse scalaire.

rateurs. Il est accessible à tous depuis Octobre 2000 et a des caractéristiques sensiblement proches de celles de *Neutdriver*. Les exclusions de certains modèles supersymétriques sont développées plus particulièrement dans *DarkSusy* grâce, notamment, aux contraintes expérimentales des accélérateurs, au canal $b \rightarrow s\gamma$, à la densité relique de neutralinos, etc.

Les tableaux 5.1 et 5.2 regroupent les paramètres communs/spécifiques des deux

	Neutdriver	DarkSusy
Sorties communes	toutes masses MSSM, Sections efficaces de diffusion Neutralinos-Noyaux, fraction de jaugino de χ^0 , densité relique, Taux de détection directe, ...	
Sorties spécifiques	Flux de muons seulement	Flux différentiels et intégrés de neutrinos et de muons

TAB. 5.2 – Ce tableau énumère les sorties les plus importantes données par les deux générateurs. Pour la détection indirecte, *Neutdriver* donne seulement les flux de muons tandis que *DarkSusy* donne les flux différentiels et intégrés de neutrinos et de muons.

générateurs.

5.2 Espace des paramètres supersymétriques

Le modèle supersymétrique utilisé par *DarkSusy* s'appuie sur le modèle MSSM phéno-ménologique. Les 124 paramètres du MSSM sont réduits grâce à plusieurs hypothèses : tous les éléments non-diagonaux des matrices A des couplages trilinéaires ainsi que ceux des matrices de masses des scalaires sont nuls et la conservation de CP est imposée (sauf dans la matrice CKM). Le paragraphe précédent indique quels types de paramètres *DarkSusy* a besoin pour créer un modèle supersymétrique. Le choix des paramètres détermine le modèle supersymétrique dans lequel nous allons travailler. Il n'est pas raisonnable de se limiter à un seul ensemble de paramètres, le modèle

en question pouvant être exclu par les nouvelles limites données par les accélérateurs comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre. Ces exclusions de modèles sont imposées dans DarkSusy mais pas dans Neutdriver. Par contre, pour les deux générateurs, seuls les modèles pour lesquels le neutralino le plus léger est la LSP sont conservés. Une fois la LSP déterminée, les générateurs calculent les paramètres supersymétriques nécessaires à une détection directe ou indirecte de neutralinos.

Les générateurs n'utilisent pas, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, les mêmes paramètres en entrée, il n'est alors pas possible de travailler exactement avec les mêmes modèles supersymétriques. Cependant, il est intéressant d'avoir des exemples de distributions de masses de neutralinos obtenues pour des modèles générés aléatoirement pour des valeurs de paramètres comprises entre deux valeurs : une valeur inférieure et une valeur supérieure. Une thèse sur cette partie supersymétrique des générateurs est d'ailleurs en cours avec une particularité : les deux générateurs sont interfacés avec SUSPECT (programme qui permet le calcul des masses des particules avec différents modèles : MSSM, MSSM non-universal, mSUGRA, etc. et qui fait évoluer les valeurs obtenues dans mSUGRA jusqu'à l'échelle électro-faible) [119]. Nous avons donc travaillé en collaboration, chacun apportant une contribution et je me suis plus particulièrement occupée des spectres neutriniques provenant des neutralinos s'annihilant au centre du Soleil et de la Terre. Je ne présenterai donc que quelques résultats sur le balayage de l'espace des paramètres supersymétriques, résultats obtenus au cours de cette thèse et que l'on peut aussi trouver dans [161] et dans la figure 5.1 présentant différentes masses dans le plan $m_0 - m_{1/2}$.

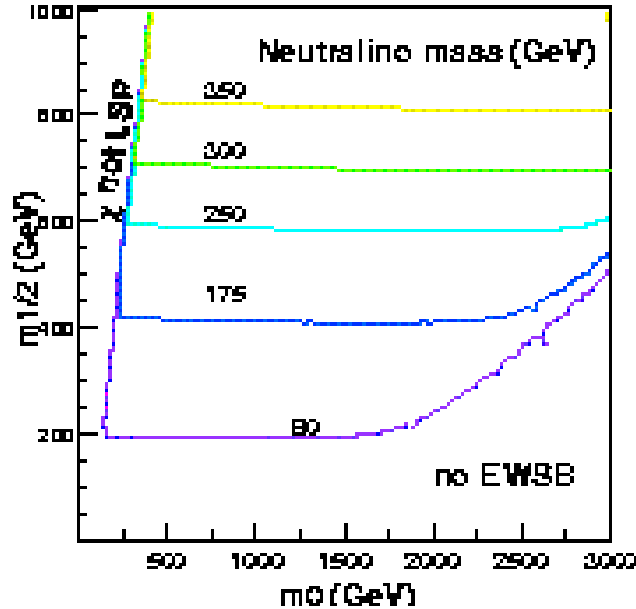


FIG. 5.1 – Masse du neutralino en GeV dans le plan $m_0, m_{1/2}$ pour $A_0 = 0$, $\tan \beta = 45$ et $\mu > 0$.

5.3 Spectre de neutrinos

Commençons ici par rappeler l'ordre chronologique des événements. Le sujet de cette thèse est la sensibilité de l'expérience Antarès aux flux de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos situés au centre de la Terre et du Soleil. Il nous faut simuler alors ce flux ainsi que le principal bruit de fond, le flux de neutrinos atmosphériques. La méthode qui sera employée dans ce travail de thèse est une double pondération (en énergie et en angle) des événements générés et nécessite donc la connaissance du spectre différentiel en énergie de ces neutrinos. Cela permettra d'identifier un signal provenant de neutralinos. L'expérience Antarès a la possibilité de détecter des muons dans une gamme d'énergie de quelques GeV à plusieurs centaines de TeV avec une résolution comprise entre 10 et 30 % [121].

Quand ce travail de thèse a débuté, seul Neutdriver était à notre disposition. Cependant Neutdriver ne fournissant pas le spectre de neutrinos nécessaire pour cette étude, nous avons décidé d'inclure ce calcul dans le générateur. Par la suite, DarkSusy est devenu disponible et une comparaison entre les deux générateurs, pour les spectres obtenus, a été effectuée.

5.3.1 Spectre de neutrinos, généralités

L'équation 5.1 donne le flux différentiel en énergie de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de corps massifs.

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu} = \frac{\Gamma_A}{4\pi R^2} \sum_F B_F \left(\frac{dN}{dE_\nu} \right)_F \quad (5.1)$$

où Γ_A est le taux d'annihilation au centre de la Terre ou du soleil, R est la distance entre le détecteur et la source de neutrinos (distance Terre-Soleil pour les neutrinos provenant du Soleil et rayon de la Terre si l'annihilation de neutralinos a lieu au centre de la Terre). B_F est le rapport de branchement d'annihilation pour le canal F et la somme se fait sur tous les canaux possibles : $b\bar{b}, c\bar{c}, t\bar{t}, \tau^+\tau^-, ZZ, WW, Zh, ZH, W^\pm H^\mp$ pour les plus importants, les diagrammes d'annihilation étant présentés dans le chapitre précédent. $(dN/dE)_F$ est le spectre différentiel en énergie des neutrinos provenant d'un canal F , à la surface du Soleil ou de la Terre. C'est une fonction de l'énergie du neutrino produit et de l'énergie de la particule injectée produisant, après cascades les neutrinos muoniques. On appelle particule injectée la particule créée lors de l'annihilation des neutralinos. Il s'agit donc des quarks b, c, t , du lepton τ , des bosons $Z^0, W^\pm$ et des bosons de Higgs h, H et $H^\pm$.

Neutdriver calcule seulement une paramétrisation du second moment [122].

$$\langle Nz^2 \rangle_{F,i}(E_{inj}) = \frac{1}{E_{inj}^2} \int \left(\frac{dN}{dE} \right)_{F,i}(E_\nu, E_{inj}) E_\nu^2 dE_\nu \quad (5.2)$$

L'équation 5.2 donne le second moment du spectre du neutrino de type i ($i = \nu_\mu$ ou $i = \bar{\nu}_\mu$) issus de l'état final F , multiplié par l'énergie de la particule injectée, E_{inj} .

$z = E_\nu/E_{inj}$ où E_ν est l'énergie du neutrino produit. Cette énergie de la particule injectée correspond à la masse du neutralino dans la plupart des cas dans la mesure où les autres produits d'annihilation ont une masse telle qu'elle peut être négligée comparativement à la masse du neutralino (de l'ordre de plusieurs GeV).

Le taux de muons induits par les neutrinos issus de ces annihilations au centre de corps massifs est proportionnel à ce second moment, Nz^2 [18], et c'est la raison pour laquelle les auteurs de Neutdriver ont fait le choix d'implémenter une paramétrisation de ce dernier. En raison de certaines approximations [122], il n'est pas possible de décorréler le spectre différentiel des neutrinos $\frac{dN}{dE}$ du second moment. Or, pour le programme de reconstruction de l'expérience Antarès, ce spectre est indispensable afin de connaître le nombre d'événements (muons) détectés dans le télescope.

C'est la raison pour laquelle une première étape de ce travail de thèse a été d'introduire les désintégrations des produits d'annihilations selon [122] afin de pouvoir obtenir le flux différentiel en énergie des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de corps massifs et de pouvoir, par la suite, obtenir la sensibilité d'Antarès à ce type de physique.

Cette nouvelle partie de Neutdriver est appelée NUSPECT et a été introduite dans Neutdriver, utilisant les mêmes notations et le même calcul de masses des particules supersymétriques et des couplages ; seules plusieurs fonctions ont été ajoutées. Nous avons utilisé les calculs et paramétrisations de [122]. Nous avons donc, comme nous l'avons dit, implémenté les spectres différentiels en énergie des canaux d'annihilations suivants : $b\bar{b}, c\bar{c}, t\bar{t}, \tau^+\tau^-, ZZ, WW, Zh, ZH, W^\pm H^\mp$ et introduit les désintégrations des divers bosons de Higgs (non fait dans [122]) afin d'avoir un spectre le plus complet possible. Ce travail a été réalisé aussi bien pour les annihilations de neutralinos se produisant au centre de la Terre qu'au centre du Soleil. Nous verrons que les formes des spectres en énergie diffèrent en raison, notamment, d'une différence de densité pour les deux corps.

5.3.2 Les canaux d'annihilation

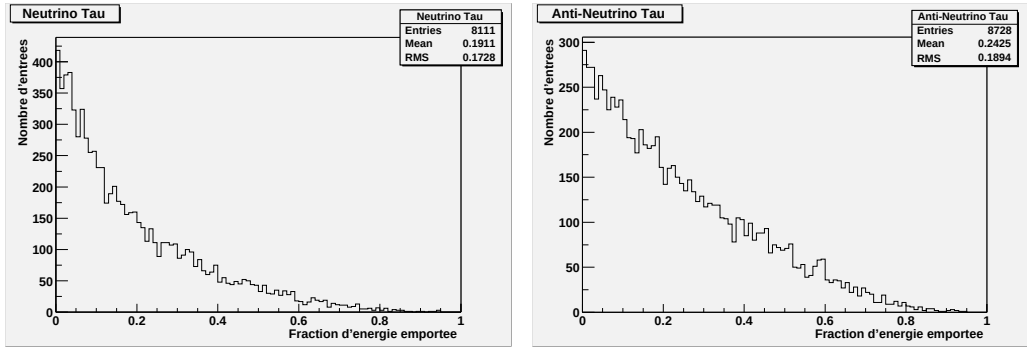
Dans ce paragraphe, je vais expliquer pourquoi seuls les canaux d'annihilation décrits plus haut sont implémentés dans Neutdriver et NUSPECT. Rappelons ici que l'on ne s'intéresse qu'aux neutralinos lorsqu'ils sont les particules supersymétriques les plus légères et qu'aux annihilations neutralino-neutralino.

Lorsque les neutralinos s'annihilent, au repos, que ce soit au centre de la Terre ou au centre du Soleil, les produits d'annihilation peuvent être toute paire de fermion-antifermion, de boson de jauge ou un boson de jauge avec un boson de Higgs. Par contre, seuls les quarks b, c et t ainsi que le lepton τ donnent des neutrinos énergétiques parmi tous les quarks et leptons possibles. Pourquoi cette restriction à ces particules uniquement ?

Cas des neutrinos :

L'annihilation de neutralinos peut donner des neutrinos directement. L'énergie des neu-

trinos sera alors la masse du neutralino considéré. D'ordinaire, on peut considérer que la Terre ou le Soleil sont des milieux transparents aux neutrinos mais, à de telles énergies de neutrinos, ces derniers vont interagir soit par courant-charge soit par courant-neutre. Lors d'une interaction courant-charge, le neutrino se transforme en un lepton chargé. Dans le cas des électrons ou des muons, comme nous le verrons juste après, le lepton chargé est arrêté. Par contre, dans le cas d'un ν_τ , après l'interaction courant-charge, le lepton τ n'est pas absorbé (voir paragraphe suivant). Il se désintègre et donne, entre autre, un ν_τ avec une énergie moyenne de l'ordre de 0.19 fois celle du ν_τ original (pour les $\bar{\nu}_\tau$, l'énergie moyenne est de l'ordre de 0.24 fois celle du $\bar{\nu}_\tau$ original [126], figure 5.2). Les neutrinos ainsi créés peuvent alors, eux aussi, diffuser et produire d'autres neutrinos d'énergie de plus en plus faible au fur et à mesure des cascades.



(a) Neutrinos tau

(b) Anti-Neutrinos tau

FIG. 5.2 – Ces deux figures présentent la valeur moyenne de l'énergie emportée par des neutrinos τ créés après interaction de leptons taus, eux-mêmes créés par interaction d'un neutrino tau. Les valeurs moyennes obtenues correspondent bien à celles données dans le texte.

Cas des leptons chargés :

Les électrons et les muons ont des temps de vie relativement importants et seront donc absorbés avant de pouvoir se désintégrer (on peut dire qu'environ un muon sur mille se désintégrera avant de devenir non-relativiste). On peut se permettre de négliger cette contribution au spectre de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos que ce soit au centre de la Terre ou au centre du Soleil. En ce qui concerne le lepton τ , son temps de vie étant de l'ordre de 10^{-13} s, il pourra se désintégrer après une perte d'énergie de 0.16 % environ [126]. Ainsi, seul le lepton τ donne des neutrinos muoniques énergétiques détectables dans les télescopes à neutrinos, les muons ne produisant des neutrinos que d'environ 30 MeV, énergie inférieure au seuil en énergie de ces télescopes.

Cas des hadrons légers :

Considérons maintenant le cas où l'annihilation de neutralinos produit des hadrons légers (c'est-à-dire formés des quarks u , d et s). Dans le régime relativiste, une collision entre un hadron léger et un nucléon produit des hadrons encore plus légers ; nous sommes en présence d'une cascade hadronique. L'énergie de ces hadrons légers diminue alors très rapidement (en raison du temps d'interaction très court) et ils deviennent

très vite non-relativistes. Ils ne peuvent alors produire de neutrinos énergétiques ; au maximum, le neutrino produit aura une énergie de 0.5 MeV, énergie indétectable dans les télescopes à neutrinos, Antarès ayant, par exemple, un seuil d'environ 10 GeV.

Cas des hadrons lourds :

Considérons maintenant l'annihilation des neutralinos en quarks lourds. On peut s'attendre à la présence d'un hadron contenant le/les quark(s) lourd(s). Ce hadron peut alors se désintégrer semi-leptoniquement. Le temps de vie des hadrons contenant les quarks b ou c varie entre 10^{-12} et 10^{-13} s, temps très court par rapport au temps d'interaction, par exemple, dans le Soleil. Donc, la plupart des hadrons vont se désintégrer avant d'avoir interagi, produisant ainsi des neutrinos d'énergie $1/3$ de l'énergie du hadron lourd initial. Par contre, si le hadron initial a un facteur γ relativiste, il va alors perdre de l'énergie avant de se désintégrer. Le détail de ces calculs se trouve par exemple dans [126] et les auteurs obtiennent des valeurs de 0.6 pour le quark c et 0.8 pour le quark b : un hadron lourd contenant un quark c , par exemple, perd environ 40 % de son énergie avant de se désintégrer.

5.3.3 Spectres de neutrinos issus de la Terre

Nous allons maintenant détailler les formules introduites dans NUSPECT pour la Terre et nous verrons, un peu plus loin, comment relier les spectres différentiels en énergie de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre du Soleil à ceux provenant du centre de la Terre.

Canaux $t\bar{t}$, $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$

Dans le paragraphe précédent, le seul canal d'annihilation en paire de fermion-antifermion non traitée est $\chi^0 \chi^0 \rightarrow t \bar{t}$. Le quark *top* est si lourd qu'il se désintègre presque uniquement en un boson W et un quark b . Donc, si on suppose que le boson W est sans polarisation, on peut écrire :

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{t\bar{t}}(E) = \left(\frac{dN}{dE}\right)_{WW}(E_W, E) + \left(\frac{dN}{dE}\right)_{b\bar{b}}(E_b, E) \quad (5.3)$$

Ainsi, si on connaît les spectres différentiels en énergie des quarks b et du boson W , on peut calculer celui du quark t .

Les canaux d'annihilation $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ sont complexes car ces quarks sont soumis à des effets d'hadronisation et sont ralentis voire stoppés dans les milieux. Lors de l'hadronisation, le hadron produit ne possède qu'une partie de l'énergie du quark : $E_{hadron} = z_F E_{quark}$, où z_F est la valeur du maximum de la fonction de fragmentation des quarks b et c [123], figure 5.3. Le paragraphe précédent est consacré à ces effets et de plus amples explications se trouvent dans [126] et références associées.

Cette hadronisation fait perdre de l'énergie au quark et le neutrino ne pourra avoir

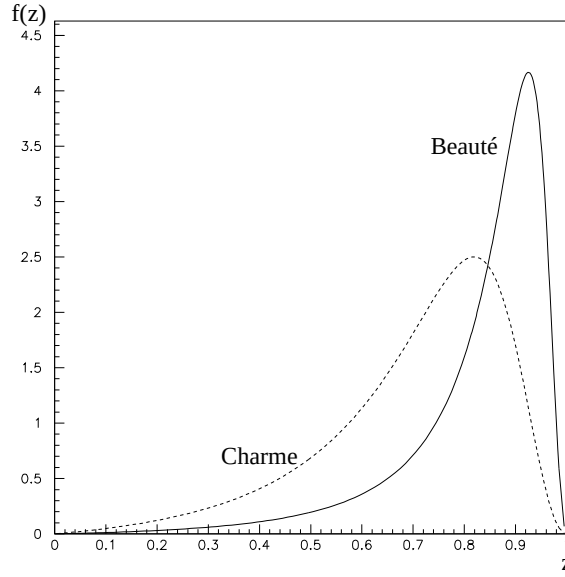


FIG. 5.3 – *Fonction de fragmentation de Peterson et Zerwas [124] pour les quarks b et c .*

que l'énergie E_{hadron} au maximum. D'après [122], on a pour le spectre de neutrinos provenant de :

$$\chi^0 \chi^0 \rightarrow b \bar{b}$$

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_{b\bar{b}} = \frac{48\Gamma_{b \rightarrow \mu\nu X}}{\beta\gamma m_b^4} \left[\frac{1}{2}m_b E_\nu^2 - \frac{2}{3}E_\nu^3 \right]_{E_-}^{min(m_b/2, E_+)} \quad (5.4)$$

où $E_\pm = E_\nu \gamma^{-1} (1 \mp \beta)^{-1}$, β est la vitesse du hadron et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = E_d/m_b$. E_d est l'énergie du quark b après hadronisation c'est-à-dire $z_F E_{inj}$ (avec E_{inj} , l'énergie du quark b créé par l'annihilation de deux neutralinos). Dans Neutdriver, $z_F = 0.73$ et nous avons décidé de garder cette valeur dans NUSPECT malgré la valeur donnée par [126]. $\Gamma_{b \rightarrow \mu\nu X}$ est le rapport de branchement de la désintégration semi-leptonique du quark b en neutrinos muoniques. Il est fixé à 0.103. Les autres désintégrations du quark b , pouvant donner des neutrinos après cascades, ne sont pas prises en compte, en première approximation, dans NUSPECT (exemple : b en quark c puis en neutrinos muoniques). La formule 5.4 (ainsi que celles qui suivent) est issue de [122], ainsi que de [125] s'appuyant sur la cinématique de la désintégration du quark en trois corps.

Pour la Terre, le spectre en neutrinos provenant de

$$\chi^0 \chi^0 \rightarrow c \bar{c}$$

est donné par :

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_{c\bar{c}} = \frac{8\Gamma_{c \rightarrow \mu\nu X}}{\beta\gamma m_c^4} \left[\frac{3}{2}m_c E_\nu^2 - \frac{4}{3}E_\nu^3 \right]_{E_-}^{min(m_c/2, E_+)} \quad (5.5)$$

avec les mêmes conventions que pour le quark b . Dans ce cas, $z_F = 0.58$ et $\Gamma_{c \rightarrow \mu\nu X} = 0.13$. Les facteurs $3/2$ et $4/3$ se retrouvent à l'aide de la cinématique de la désintégration du quark en trois corps.

Canal leptonique $\tau^+\tau^-$

Pour la Terre, le spectre en neutrinos provenant de

$$\chi^0 \chi^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

est donné par

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\tau^+\tau^-} = \frac{48\Gamma_{\tau\rightarrow\mu\nu\nu}}{\beta\gamma m_\tau^4} \left[\frac{1}{2}m_\tau E_\nu^2 - \frac{2}{3}E_\nu^3 \right]_{E_-}^{min(m_\tau/2, E_+)} \quad (5.6)$$

Les conventions sont les mêmes que pour les quarks b et c . $\Gamma_{\tau\rightarrow\mu\nu\nu}$ vaut 0.18 et représente le rapport de branchement des leptons τ en neutrinos muoniques directement, sans comptabiliser les cascades pouvant se produire. NUSPECT fait l'hypothèse que les leptons τ ne sont pas polarisés, hypothèse valable dans le cas de l'annihilation neutralinos-neutralinos [127].

Canal des bosons de jauge W^+W^- et Z^0Z^0

Pour la Terre, les spectres différentiels en énergie des neutrinos provenant de :

$$\chi^0 \chi^0 \rightarrow W^+W^-$$

et

$$\chi^0 \chi^0 \rightarrow Z^0Z^0$$

sont donnés par

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{WW,ZZ} = \Gamma(m_B\gamma\beta)^{-1} \quad (5.7)$$

pour

$$\frac{E_i}{2}(1 - \beta) < E_\nu < \frac{E_i}{2}(1 + \beta)$$

et 0 en dehors de cette gamme d'énergie.

m_B est la masse du boson de jauge. Ces formules proviennent de la cinématique de la désintégration leptonique des bosons. Là aussi, les effets de polarisation ne sont pas pris en compte [127] et des calculs de [122] montrent que les effets de cette polarisation sont de l'ordre de 3 % pour le boson W et d'environ 4 % pour le boson Z . Γ est soit $\Gamma_{W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)}$ et vaut 0.105 soit $\Gamma_{Z \rightarrow \mu\nu + \mu\bar{\nu}}$ et vaut 0.0673. β est la vitesse du boson en question.

Canal contenant des bosons de Higgs

Il s'agit, dans cette partie, des spectres en énergies pour les annihilations :

$$\begin{aligned} \chi^0 \chi^0 &\rightarrow W^\pm H^\mp \\ \chi^0 \chi^0 &\rightarrow Z^0 H \\ \chi^0 \chi^0 &\rightarrow Z^0 h \end{aligned} \quad (5.8)$$

Naturellement, comme dans le cas de l'annihilation de neutralinos en quarks $t\bar{t}$, nous pouvons écrire, pour l'exemple $\chi^0 \chi^0 \rightarrow Z^0 H$:

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{ZH} = \frac{1}{2} \left(\frac{dN}{dE}\right)_{ZZ} + \left(\frac{dN}{dE}\right)_H \quad (5.9)$$

Ici, on ne prend que la moitié de la contribution $\chi^0 \chi^0 \rightarrow Z^0 Z^0$ vu que l'on est en présence d'un seul boson Z dans ce canal.

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_H(E_H, E_\nu) = \sum_{f=1,2} \frac{1}{2\gamma_H E_f \beta_f \beta_H} \int_{\gamma_H E_f(1-\beta_H \beta_f)}^{\gamma_H E_f(1+\beta_H \beta_f)} \left(\frac{dN}{dE}\right)_f dE \quad (5.10)$$

L'équation 5.10 ([122]) donne la contribution de la désintégration du Higgs en neutrinos après cascades. Elle est obtenue en sommant sur tous les canaux de désintégrations du Higgs, avec le rapport de branchement correspondant. Les conventions restent les mêmes que précédemment c'est-à-dire, par exemple, E_H est l'énergie du boson de Higgs, etc.

Une partie de ce travail de thèse a été de programmer toutes les sections efficaces des Higgs supersymétriques ainsi que leurs désintégrations. Le prochain paragraphe sera consacré aux détails de cette partie.

Autres canaux

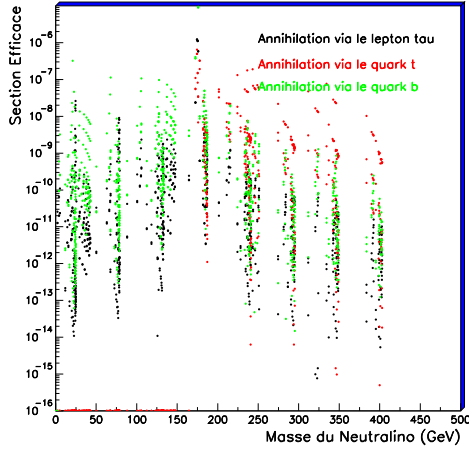
Les autres canaux n'ont pas été introduits. En effet, comme nous l'avons vu, les hadrons légers (c'est-à-dire contenant les quarks u , d et s uniquement) sont ralentis voire stoppés avant désintégration aussi bien dans la Terre que dans le Soleil.

La figure 5.4 présente les sections efficaces d'annihilation des neutralinos en fonction de leur masse exprimée en GeV. Ces valeurs ont été obtenues à l'aide de Neutdriver avec M2 variant de 50 à 800 GeV, M1 et M3 sont reliés à M2 grâce aux relations définies à l'échelle de Grande Unification, μ varie de 50 à 800 GeV et $\tan \beta$ de 2 à 20 et la masse du boson A est fixée à 350 GeV. Un certain nombre de ces modèles sont exclus, ne serait-ce que par la limite de LEP2 sur la masse du neutralino et sur la masse du boson de Higgs supersymétrique le plus léger. Cependant ces figures montrent quels canaux d'annihilation de neutralinos ont une contribution non négligeable lors de la production de neutrinos.

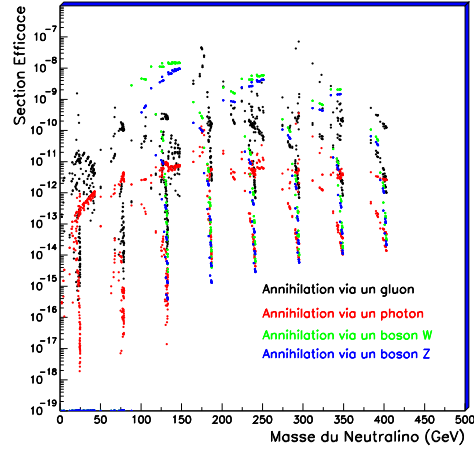
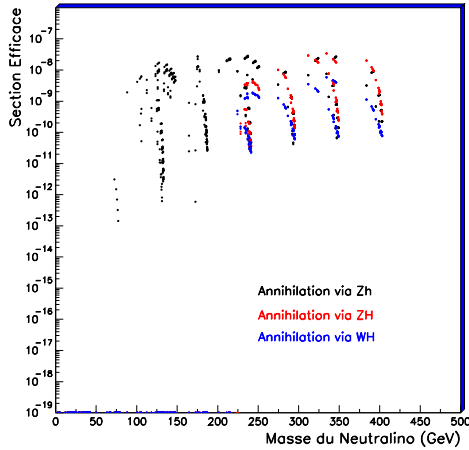
Un dernier canal aurait pu être introduit. Il s'agit de :

$$\chi^0 \chi^0 \rightarrow Z^0 \gamma$$

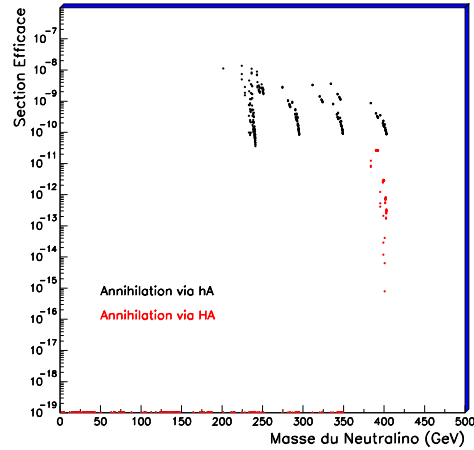
Le photon produit est immédiatement absorbé par le milieu et seule la contribution du boson Z doit être prise en compte. Cependant, le rapport de branchement pour ce canal est si faible (moins de 1 %) que cette contribution est négligeable devant les autres canaux.



(a) Annihilation des neutralinos en quarks et leptons


 (b) Annihilation des neutralinos en gluons, photons et bosons de jauge W et Z


(c) Annihilation des neutralinos en bosons de jauge et de Higgs



(d) Annihilation des neutralinos en bosons de Higgs

FIG. 5.4 – Ces figures présentent les sections efficaces d'annihilation des neutralinos en fonction de la masse de neutralinos. Ces sections efficaces sont obtenues à l'aide de Neutdriver.

5.3.4 Désintégration des bosons de Higgs supersymétriques

Dans ce paragraphe, les désintégrations des bosons de Higgs supersymétriques en particules du Modèle Standard sont détaillées. Cette partie, nouvelle pour Neutdriver, a été introduite dans NUSPECT afin que ce programme soit le plus complet possible. Ces désintégrations vont être décrites pour chaque boson de Higgs susceptible d'être

créé lors de l'annihilation de neutralinos au centre du Soleil et de la Terre. Cette partie du programme a été écrite à l'aide du programme *hdecay* [129].

Bosons de Higgs neutres

Les largeurs partielles de désintégrations des bosons h et H en fermions sont les mêmes que celles du boson du Higgs du Modèle Standard, corrigées d'un coefficient. Ce coefficient dépend du couplage (quarks “up” ou “down”) et du boson de Higgs mis en jeu et cela est représenté dans le tableau 5.3. Seuls les canaux énoncés ci-dessous ont été introduits dans NUSPECT pour le boson h , c'est-à-dire les canaux dominants (h en $b \bar{b}$ se produit 90 % du temps environ et h en $\tau^+ \tau^-$ 9 % environ, cela dépendant de la masse du boson de Higgs considéré comme le montre la figure 5.6).

$$\begin{aligned}
 h &\rightarrow b \bar{b} \\
 h &\rightarrow c \bar{c} \\
 h &\rightarrow t \bar{t} \\
 h &\rightarrow \tau^+ \tau^-
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Quant au boson H , les canaux suivants sont programmés :

$$\begin{aligned}
 H &\rightarrow b \bar{b} \\
 H &\rightarrow c \bar{c} \\
 H &\rightarrow t \bar{t} \\
 H &\rightarrow \tau^+ \tau^- \\
 H &\rightarrow W^+ W^- \\
 H &\rightarrow Z^0 Z^0
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

Boson de Higgs	Couplage $u \bar{u}$	Couplage $d \bar{d}$	Couplage aux bosons de jauge W et Z
h	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$	$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta}$	$\sin(\beta - \alpha)$
H	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\cos(\beta - \alpha)$

TAB. 5.3 – Ce tableau donne un résumé des différents coefficients à appliquer aux largeurs partielles de désintégrations du boson de Higgs du Modèle Standard pour calculer la désintégration des bosons de Higgs supersymétriques h et H . α et β sont définis dans le chapitre précédent.

La largeur partielle de désintégration du Higgs du Modèle Standard est du type :

$$\Gamma(H^0 \rightarrow u \bar{u}) = \frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} m_u^2 \left(1 - 4 \times \frac{m_u^2}{m_{Higgs}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \times 3 \tag{5.13}$$

$$\Gamma(H^0 \rightarrow d \bar{d}) = \frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} m_d^2 \left(1 - 4 \times \frac{m_d^2}{m_{Higgs}^2}\right)^{\frac{3}{2}} \times 3 \quad (5.14)$$

pour les couplages du Higgs aux quarks de type “up” (équation 5.13) et aux quarks de type “down” (équation 5.14) et est donnée par les équations 5.15 et 5.16 pour le couplage aux bosons de jauge.

$$\Gamma(H^0 \rightarrow Z^0 Z^0) = \frac{G_F}{16\pi\sqrt{2}} m_{H^0}^3 \left(1 - 4 \times \frac{m_Z^2}{m_{Higgs}^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (5.15)$$

$$\Gamma(H^0 \rightarrow W^+ W^-) = \frac{G_F}{16\pi\sqrt{2}} m_{H^0}^3 \left(1 - 4 \times \frac{m_W^2}{m_{Higgs}^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (5.16)$$

La figure 5.5 regroupe les différents rapports de branchement obtenus. Pour obtenir les

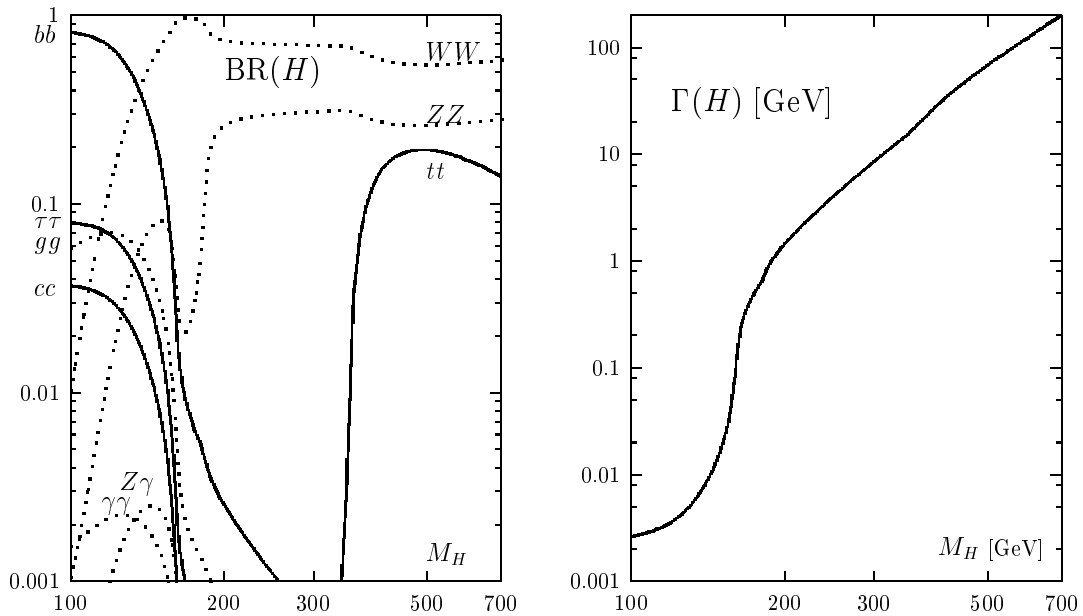


FIG. 5.5 – Différents taux de branchement pour la désintégration du boson de Higgs du Modèle Standard (figure de gauche). On voit bien que le canal $b \bar{b}$ est dominant pour presque toutes les masses de Higgs présentées dans cette figure. La figure de droite présente la largeur totale de désintégration du boson de Higgs du Modèle Standard [130].

largeurs partielles de désintégration du Higgs supersymétrique, les coefficients doivent être introduits en remplaçant $m_{u,d}$ par $m_{u,d} \times \text{coefficient}$ devant la parenthèse. Les taux de branchement obtenus sont représentés dans la figure 5.6 en fonction de la masse du Higgs supersymétrique.

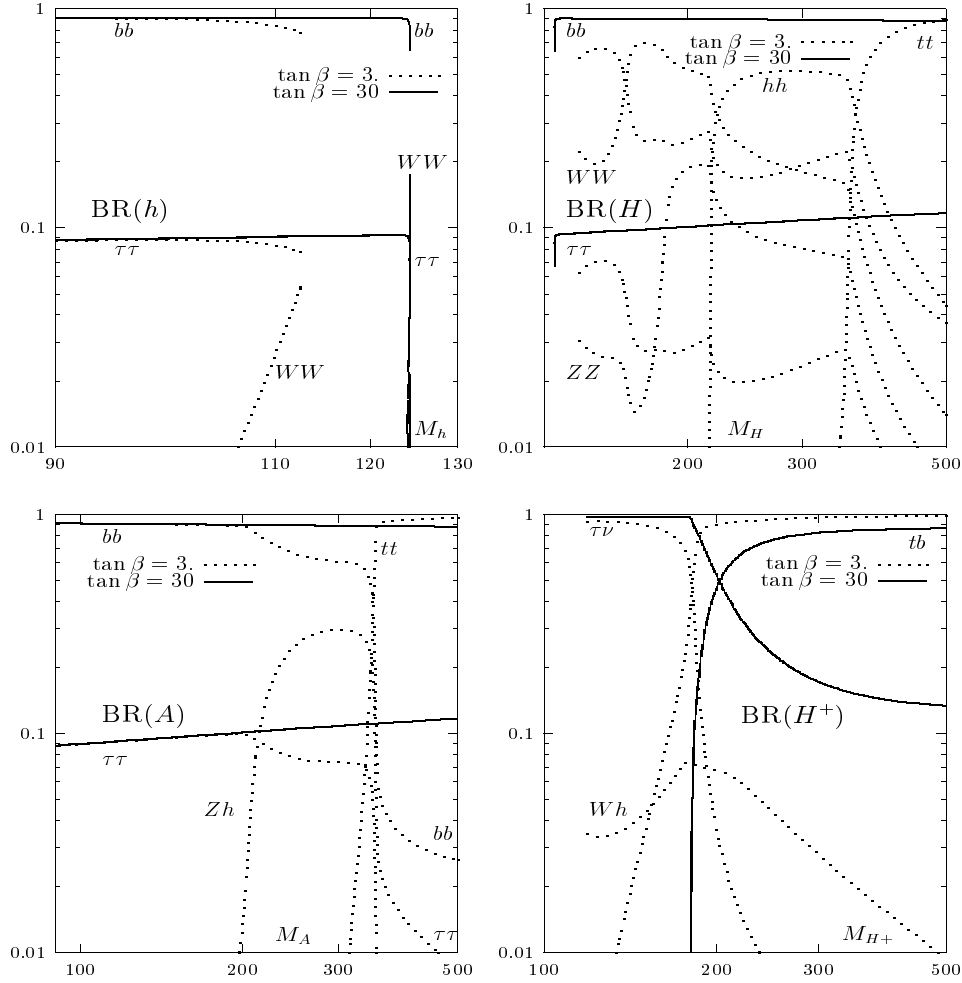


FIG. 5.6 – Différents taux de branchement pour la désintégration du boson de Higgs h (en haut, à gauche), H (en haut, à droite), A (en bas, à gauche) et $H^\pm$ (en bas, à droite) en fonction de la masse du boson de Higgs supersymétrique considéré [131].

Bosons de Higgs chargés

Les bosons de Higgs supersymétriques chargés constituent un cas particulier ; Les canaux de désintégration introduits dans NUSPECT sont :

$$\begin{aligned}
 H^+ &\rightarrow t \bar{b} \\
 H^+ &\rightarrow c \bar{s} \\
 H^- &\rightarrow \tau^- \nu_\tau
 \end{aligned}
 \tag{5.17}$$

En effet, comme le montre la figure 5.6 selon le modèle supersymétrique utilisé, ce sont les canaux dominants selon les valeurs de masse des Higgs chargés. Si H^+ se désintègre comme l'indique l'équation 5.17, H^- se désintégrera via les mêmes canaux, avec les anti-particules correspondantes. Cette notion n'était, cependant, pas évidente à introduire dans NUSPECT. En effet, lorsque deux neutralinos s'annihilent dans les canaux

$W^\pm H^\mp$, il y a autant de chances qu'un W^+ soit créé (et donc un H^-) qu'un W^- et donc un H^+ et on ne sait pas lequel est produit. La méthode employée pour s'affranchir de cela a été d'introduire un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 (générateur "standard minimal" de Park et Miller [132]). Si le nombre est supérieur à 0.5, H^- est créé (et donc W^+) et il se désintègre donc en neutrinos. Inversement, si le nombre aléatoire est inférieur à 0.5, H^+ est créé (et donc W^-) et il se désintègre donc en anti-neutrinos. Ceci est important pour les flux provenant du Soleil, l'absorption et le ralentissement des neutrinos est différent de celui des anti-neutrinos comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. Pour $H^+ \rightarrow t \bar{b}$, on a :

$$\Gamma = \frac{G_F}{16\pi\sqrt{2}} \times \sqrt{a} \times \left(\frac{b - \frac{4m_W^2 m_H^2}{m_t^2}}{c} \right) \quad (5.18)$$

avec :

$$\begin{aligned} a &= (m_H^2 - (m_t + m_b)^2) \times (m_H^2 - (m_t - m_b)^2) \\ b &= (m_H^2 - m_b^2 - m_t^2) \times (m_b^2 \tan^2 \beta + m_t^2 \cotan^2 \beta) \\ c &= \frac{m_W^2 m_H^2}{m_t^2} \end{aligned} \quad (5.19)$$

Pour $H^+ \rightarrow c \bar{s}$, l'équation 5.19 est aussi valable en remplaçant m_t par m_c et m_b par m_s .

Je rappelle ici l'équation 5.10 qui nous donne la contribution en neutrinos des désintégrations des bosons de Higgs supersymétriques, f étant le canal de désintégration. En faisant la somme sur tous les canaux de désintégration introduits dans NUSPECT, on obtient le spectre différentiel en énergie provenant des bosons de Higgs.

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_H (E_H, E_\nu) = \sum_{f=1,2} \frac{1}{2\gamma_H E_f \beta_f \beta_H} \int_{\gamma_H E_f (1-\beta_H \beta_f)}^{\gamma_H E_f (1+\beta_H \beta_f)} \left(\frac{dN}{dE} \right)_f dE \quad (5.20)$$

avec β_H la vitesse du boson de Higgs, $\beta_f = (1 - 4m_f^2/m_H^2)^{1/2}$ la vitesse du fermion créé, E_f son énergie et $\gamma_H = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

5.3.5 Spectres de neutrinos issus du Soleil

Comme nous l'avons expliqué auparavant, la Terre est si peu dense (masse volumique de l'ordre de 13 g.cm^{-3}) que le ralentissement des hadrons lourds ainsi que celui des neutrinos (de même pour l'absorption de ces derniers) lorsqu'ils traversent ce milieu peuvent être négligés. Cependant, pour le Soleil, la masse volumique n'est plus la même : $\simeq 150 \text{ g.cm}^{-3}$. Les neutrinos énergétiques vont donc perdre de l'énergie par interactions courant-neutre avec le milieu solaire et être absorbés par interactions

courant-chargé. Ces interactions vont modifier le flux de neutrinos attendus lors de l'annihilation de neutralinos au coeur du Soleil. Il faut donc les introduire dans les calculs de flux (ou de spectres) et cela a été fait dans NUSPECT à l'aide des calculs de [126]. Ritz et Seckel [126] décrivent ces effets de la manière suivante, d'après un calcul de l'énergie moyenne perdue par un neutrino subissant une interaction courant neutre : un neutrino créé avec une énergie E_1 peut s'échapper du Soleil selon une probabilité $P_{leaving}$ et une énergie E_2 :

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + E_1 \tau_i} \quad (5.21)$$

où $\tau_\nu = 1.01 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ et $\tau_{\bar{\nu}} = 3.8 \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$,

$$P_{leaving} = \left(\frac{1}{1 + E_1 \tau_i} \right)^{\alpha_i} \quad (5.22)$$

avec $\alpha_\nu = 5.1$ et $\alpha_{\bar{\nu}} = 9.0$. Ainsi, le spectre différentiel de neutrinos d'une particule se désintégrant avec une énergie E_d dans le Soleil, $(dN/dE)^\odot$, est proportionnel au spectre de neutrinos issus d'une particule se désintégrant dans la Terre, avec cette même énergie E_d , $(dN/dE)^\oplus$:

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_i^\odot (E_d, E_\nu) = (1 - E_\nu \tau_i)^{\alpha_i - 2} \left(\frac{dN}{dE} \right)_i^\oplus (E_d, E_m) \quad (5.23)$$

avec $i = \nu$ ou $\bar{\nu}$ et $E_m = E_\nu / (1 - E_\nu \tau_i)$. Comme le montrent les équations 5.21 et 5.23, les spectres de neutrinos et d'anti-neutrinos sont séparés car l'absorption et le freinage de ces particules sont différents pour les deux espèces. Ceci n'est cependant vrai que pour le cas du Soleil, ces effets étant négligeables dans la Terre. La formule 5.23 a été utilisée directement pour les canaux suivants : WW , ZZ , Zh , ZH , $\tau^+ \tau^-$ et $t\bar{t}$. Pour les autres canaux ($b\bar{b}$ et $c\bar{c}$) où l'hadronisation des quarks et le ralentissement des hadrons lourds dans le milieu solaire doivent être pris en compte, nous avons utilisé la formule 5.24. Afin de simuler le ralentissement des hadrons lourds, il faut intégrer le spectre en énergie du neutrino provenant d'un hadron qui se désintègre avec une énergie E_d sur toute la distribution en énergie de désintégration :

$$\left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dE_d} \right)_{hadron} (E_0, E_d) = \frac{E_c}{E_d^2} \exp \left[E_c \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_d} \right) \right] \quad (5.24)$$

avec $E_c = 470 \text{ GeV}$ pour le quark b , $E_c = 250 \text{ GeV}$ pour le quark c [126] et $E_0 = z_F E_i$. $\langle E_d \rangle$ est l'énergie moyenne avec laquelle le hadron se désintègre.

$$\langle E_d \rangle (E_0) = E_c \exp \left(\frac{E_c}{E_0} \right) E_1 \left(\frac{E_c}{E_0} \right) \quad (5.25)$$

où $E_1(x) = \int_x^\infty (e^{-y}/y) dy$ et

$$E_d^{rms}(E_0) = \sqrt{E_c (E_0 - \langle E_d \rangle)} \quad (5.26)$$

On peut alors appliquer la relation 5.23 entre le spectre en énergie des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre et celui provenant de la même annihilation au centre du Soleil, on obtient :

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_{i,F}^\odot (E_i, E_\nu) = \int_0^{z_F E_i} \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dE_d} \right) (E_d) (1 - E_\nu \tau_i)^{\alpha_i - 2} \left(\frac{dN}{dE} \right)_F^\oplus (E_d^{rms}, E_m) dE_d \quad (5.27)$$

pour les quarks b et c , avec les mêmes conventions que précédemment pour E_m et E_d . $i = \nu$ ou $\bar{\nu}$ et F est le canal d'annihilation des neutralinos. La borne supérieure de l'intégrale correspond à l'énergie d'hadronisation du quark. Par cette méthode, la perte d'énergie est continue. La même formule 5.27 a été employée dans NUSPECT pour le quark c .

5.3.6 Calcul des spectres dans DarkSusy

Comme nous l'avons déjà dit dans le premier paragraphe, DarkSusy calcule les flux de neutrinos issus du centre du Soleil et de la Terre de la manière suivante : il commence par calculer analytiquement l'amplitude de la section efficace d'annihilation neutralino-neutralino en particules du Modèle Standard [133]. L'amplitude est reliée à la section efficace par la formule 5.28.

$$\sigma v = \frac{\alpha^2 m_{\tilde{\chi}}^2}{16\pi^3} |\tilde{A}|^2 \quad (5.28)$$

$\tilde{A}$ représente la somme de tous les diagrammes d'annihilation neutralino-neutralino, neutralino-chargino et chargino-chargino et la référence [18] donne le détail de chaque amplitude [134].

Ensuite, DarkSusy appelle des tables issues de PYTHIA [135] pour obtenir un nombre moyen de neutrinos créés à partir des particules issues de l'annihilation de neutralinos : $c\bar{c}, b\bar{b}, t\bar{t}, \tau^+\tau^-, W^+W^-$ et Z^0Z^0 [117]. Les annihilations de neutralinos en bosons de Higgs ne sont pas simulées compte-tenu du fait que les bosons de Higgs se désintègrent, comme nous l'avons vu précédemment, principalement en particules du Modèle Standard et, plus précisément, celles citées juste au dessus. On peut donc estimer leurs contributions une fois les masses des bosons de Higgs supersymétriques connues (§ 3.4), les proportions de ces particules standard étant calculées par PYTHIA. DarkSusy peut donc ainsi calculer soit un flux de neutrinos intégré au dessus d'un certain seuil et ajusté dans un cône, soit un flux doublement différentiel de neutrinos (différentiel en énergie et en angle).

Pour la propagation des neutrinos dans le milieu solaire, DarkSusy calcule la perte d'énergie des hadrons créés par l'annihilation de neutralinos selon la méthode de Ritz et Seckel [126] (comme NUSPECT) mais avec des valeurs de sections efficaces plus précises. Par la suite, afin de simuler l'hadronisation, une hypothèse est faite : le neutrino généré à l'aide de PYTHIA subit la même perte d'énergie que les hadrons créés dans le Soleil sont supposés subir. Enfin, le programme calcule, aléatoirement, la probabilité qu'un neutrino interagisse dans le milieu solaire. S'il s'agit d'une interaction chargée, le neutrino est alors absorbé et s'il est question d'une interaction courante-neutre, l'énergie du neutrino est extraite de la simulation. Ces différences étapes sont effectuées jusqu'à ce que le neutrino atteigne la surface du Soleil et s'échappe. Si la masse du neutralino est de 50 GeV, plus de la moitié des hadrons ne subissent pas d'interactions, les autres subissant au maximum trois interactions [136]. A cette masse de neutralino, le canal $b\bar{b}$ est le canal dominant de production de neutrinos.

Pour générer les flux de neutrinos provenant de DarkSusy pour chaque canal d'annihilation, nous avons utilisé la fonction *dsmuyield*. Seuls les spectres différentiels en énergie dN/dE ont été comparés (au lieu des flux $d\Phi/dE$) afin de s'affranchir de toutes différences pouvant provenir des calculs de masses des particules supersymétriques par exemple, dans le calcul des couplages des bosons de Higgs ou encore lors du calcul du taux d'annihilation. Pour éviter toute contribution des bosons de Higgs, nous avons imposé une masse de neutralino de 100 GeV, cette valeur nous permettant d'avoir un maximum de canaux ouverts excepté $t\bar{t}$ mais il était difficile d'avoir, à la fois, ce canal ouvert et aucune contribution des bosons de Higgs.

5.4 Résultats obtenus pour la Terre

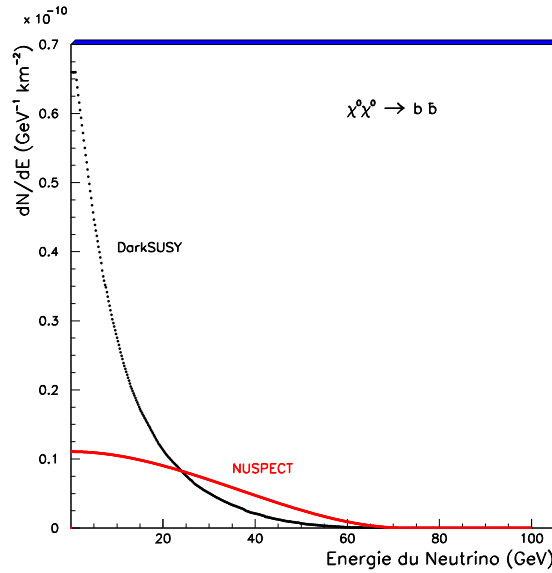


FIG. 5.7 – dN/dE provenant de $\chi^0\chi^0 \rightarrow b\bar{b}$ pour NUSPECT (courbe rouge) et DarkSusy (courbe noire) en fonction de l'énergie du neutrino en GeV. L'annihilation des neutralinos se situe au centre de la Terre. Les spectres de NUSPECT ont été divisés par $4\pi R^2$ par commodité vis-à-vis des sorties de DarkSusy, déjà divisées par cette valeur.

Les figures 5.7 et 5.8 représentent les spectres différentiels en énergie des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos, au centre de la Terre, pour les canaux $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. On constate que les spectres provenant de DarkSusy et de NUSPECT sont différents dans la forme même si les ordres de grandeur sont les mêmes. Le spectre provenant de DarkSusy décroît exponentiellement tandis que celui de NUSPECT est beaucoup plus dur. Cette différence de comportement se retrouve pour les deux canaux de quarks ouverts à cette masse de neutralino. Nous avons donc tenté de comprendre les raisons de cette différence de comportement et pour cela nous avons effectué plusieurs tests. Tout d'abord, il faut bien comprendre que NUSPECT est un code relativement simplifié dans la mesure où il ne prend en compte que les neutrinos provenant directement de la désintégration des produits d'annihilation des neutralinos (le quark b se désintègre

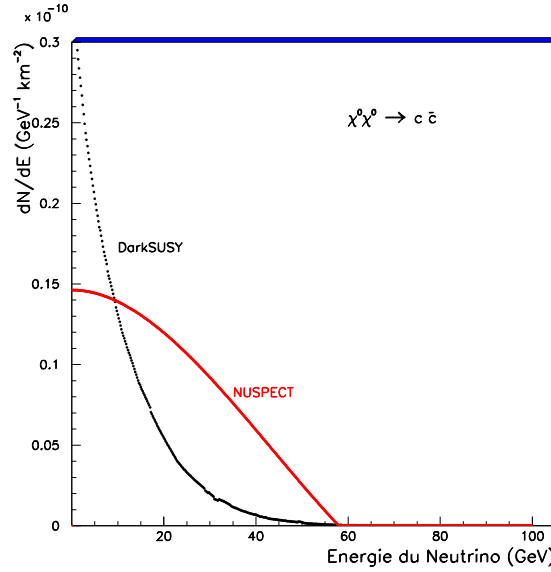


FIG. 5.8 – dN/dE provenant de $\chi^0\chi^0 \rightarrow c\bar{c}$ pour NUSPECT (courbe rouge) et DarkSusy (courbe noire) en fonction de l'énergie du neutrino en GeV. L'annihilation des neutralinos se situe au centre de la Terre. Les spectres de NUSPECT ont été divisés par $4\pi R^2$ par commodité vis-à-vis des sorties de DarkSusy, déjà divisées par cette valeur.

en neutrino directement pour NUSPECT alors que toutes les cascades devraient être prises en compte, c'est-à-dire b en c par exemple puis c en ... puis en neutrinos en toute dernière désintégration). Notre objectif original était de les implémenter mais lorsque DarkSusy est devenu disponible, nous avons décidé de comparer les deux générateurs avant toute nouvelle modification de NUSPECT. Il était nécessaire de connaître la part relative de ces cascades afin de déterminer l'erreur commise dans NUSPECT sans ces dernières. Pour cela, nous avons utilisé PYTHIA pour forcer la désintégration du quark b en neutrinos muoniques directement (cas (a) figure 5.9). D'autre part, nous avons laissé les hadrons se désintégrer via tous les canaux possibles pour récupérer le nombre de neutrinos muoniques obtenus à la fin (cas (b) figure 5.9). Nous avons généré 10^5 évènements. On remarque bien que, dans la figure 5.9, le spectre de neutrinos provenant de toutes les désintégrations est beaucoup plus mou que celui lorsque la désintégration est forcée en neutrinos muoniques, et ce spectre rappelle fortement celui obtenu avec DarkSusy. Ceci est vrai notamment aux basses énergies, ce qui se comprend aisément lorsque l'on considère les masses des hadrons formés de quarks b (B^0 , $B^\pm$, etc) qui sont de l'ordre de 5.2 - 5.3 GeV. On peut donc conclure que les cascades des quarks ont une contribution non négligeable surtout vis-à-vis des neutrinos de relativement basse énergie. DarkSusy (qui prend en compte ces cascades) a donc un spectre plus complet que NUSPECT qui ne tient compte que des neutrinos muoniques provenant de la désintégration directe des quarks b . Ce résultat est aussi valable pour les désintégrations des quarks c (figure 5.8) où, là-encore, NUSPECT n'est pas aussi complet que DarkSusy.

Cette conclusion pour l'introduction ou non des cascades de désintégration des quarks n'explique pas pour autant la forme des spectres provenant des deux générateurs. DarkSusy donne un spectre concave et NUSPECT, un spectre convexe. Et, en regardant la

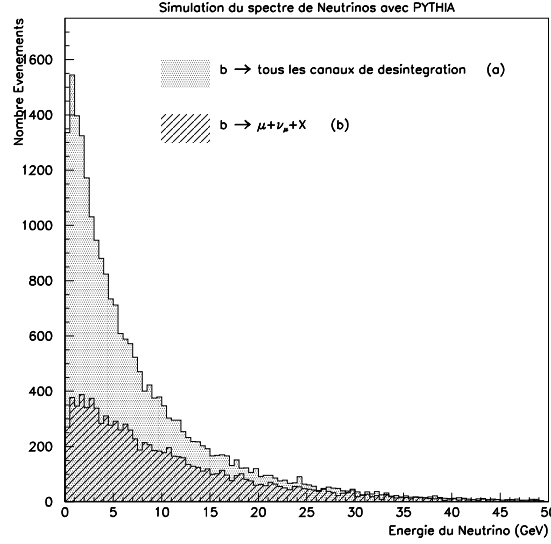


FIG. 5.9 – Nombre de neutrinos obtenus à l'aide de *PYTHIA* en fonction de l'énergie du neutrino. Le cas (a) correspond à la désintégration des hadrons composés de quarks b en neutrinos muoniques via tous les canaux possibles et le cas (b) correspond à la désintégration forcée de ces mêmes hadrons en neutrinos muoniques directement.

figure 5.9, le spectre de neutrinos issus de la désintégration des quarks b directement en neutrinos muoniques n'est pas convexe contrairement au spectre obtenu par NUSPECT. D'autre part, la seule autre différence, pour les spectres provenant de la Terre, entre les deux générateurs NUSPECT et DarkSusy, consiste en la méthode employée pour l'hadronisation des quarks et la perte d'énergie alors simulée. Comme nous l'avons déjà expliqué, la méthode employée par DarkSusy est relativement complexe et non accessible dans la mesure où les désintégrations provenant de *PYTHIA* sont tabulées et implémentées dans DarkSusy. Nous avons alors essayé d'isoler un effet dans NUSPECT en faisant varier la valeur de z_F (0.73 pour z_F du quark b , proposé par Jungman dans Neutdriver). Nous avons pris deux valeurs extrêmes pour z_F (0.2 et 0.9) et observé l'effet dans le spectre de neutrinos muoniques provenant de la désintégration des quarks b . Ceci est représenté sur la figure 5.10. On constate que la forme du spectre est très différente selon la valeur donnée à z_F mais les courbes gardent la même convexité et ne deviennent pas concaves. Ainsi la forme de la distribution des neutrinos dépend de la valeur attribuée à z_F mais la méthode employée, par les deux générateurs, pour simuler l'hadronisation des quarks b et c donne à la distribution sa convexité.

La figure 5.11 (5.13) représente le spectre de neutrinos issus de la désintégration des bosons de jauge W^+ et W^- (Z^0 Z^0) en fonction de l'énergie du neutrino créé. On constate que les deux générateurs ont un comportement similaire pour des énergies comprises entre 20 GeV et 80 GeV environ (équation 5.7). Pour les énergies inférieures, les calculs effectués dans [18] donnent une valeur nulle pour dN/dE dans la mesure où seules les désintégrations directes du boson W (Z) en neutrinos muoniques sont prises en compte. Les désintégrations $W \rightarrow b..$ ne sont pas introduites dans NUSPECT

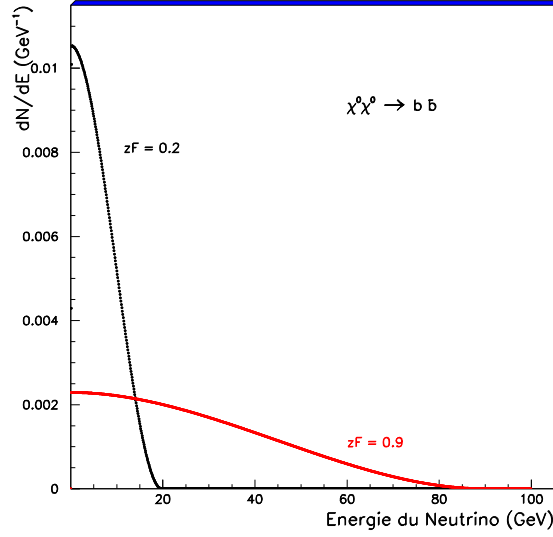


FIG. 5.10 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration des quarks b dans *NUSPECT* avec deux valeurs différentes de z_F : 0.2 et 0.9. La forme de la distribution dépend fortement de la valeur attribuée à z_F mais quelle que soit cette valeur, la convexité de la distribution ne change pas.

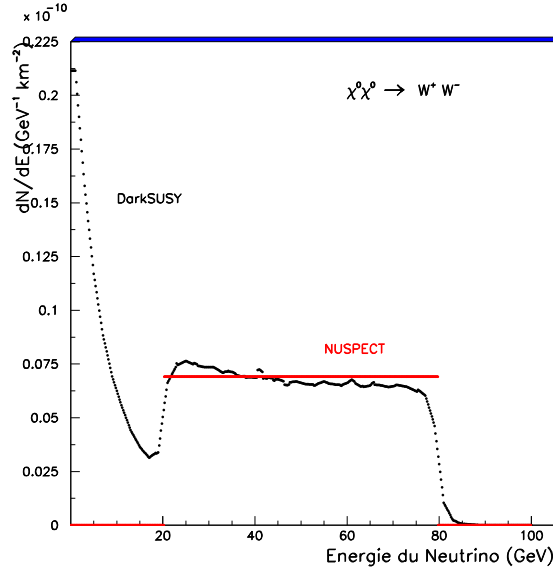


FIG. 5.11 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration des bosons de jauge W^+ et W^- en fonction de l'énergie du neutrino créé. En noir est représenté le spectre provenant de *DarkSusy* et en rouge celui issu de *NUSPECT*.

compte-tenu du fait que nous avons, dans un premier temps, suivi les calculs de [18]. Dans *DarkSusy*, toutes les désintégrations des bosons de jauge ont été calculées avec *PYTHIA* et donc toutes les cascades sont implémentées. Afin de s'assurer de cela, nous avons, là-encore, généré 10^5 événements avec *PYTHIA* et observé les distributions obtenues selon que toutes les désintégrations du boson W étaient permises ou seule la

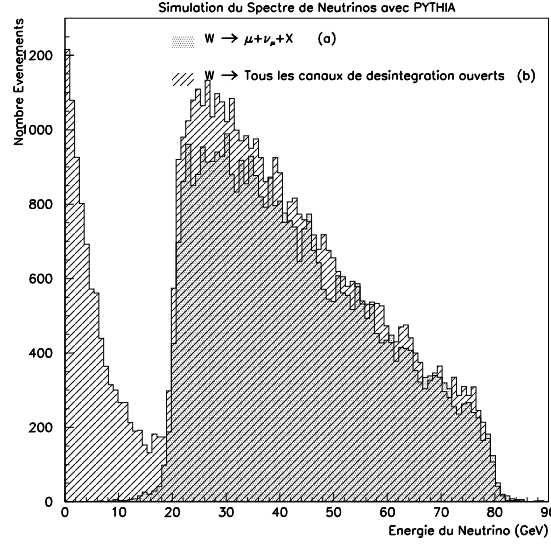


FIG. 5.12 – Nombre de neutrinos muoniques simulé avec *PYTHIA* en fonction de l'énergie du neutrino. Le cas (a) représente la désintégration du boson W en neutrino muonique directement et le cas (b) permet toutes les désintégrations possibles du boson W ayant un état final contenant des neutrinos muoniques.

désintégration en neutrinos muoniques forcée. Ceci est représenté dans la figure 5.12. Cette génération à l'aide de *PYTHIA* nous montre la contribution importante des

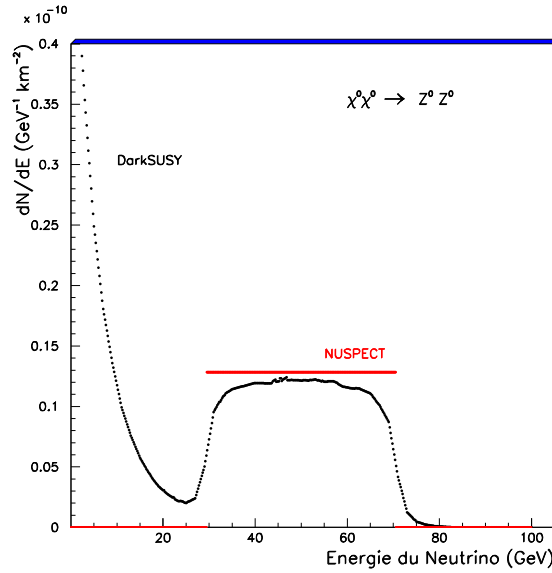


FIG. 5.13 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration des bosons de jauge Z^0 et Z^0 en fonction de l'énergie du neutrino créé. En noir est représenté le spectre provenant de *DarkSusy* et en rouge celui issu de *NUSPECT*.

cascades de désintégration à relativement basse énergie. On comprend parfaitement les différences dans les spectres obtenus par *DarkSusy* et *NUSPECT* et la figure 5.12 nous

montre que selon le cas (cas (a) : Boson W en ν_μ directement et cas (b) : Boson W pouvant se désintégrer via tous les canaux possibles et en neutrinos muoniques à la fin des cascades), on retrouve les distributions de DarkSusy (cas (b) de PYTHIA) ou de NUSPECT (cas (a) de PYTHIA).

La figure 5.14 représente les spectres en énergie de neutrinos muoniques pour les deux générateurs NUSPECT (en rouge) et DarkSusy (en noir) pour l'annihilation des neutralinos en leptons τ . On constate que, pour ce canal, un très bon accord existe

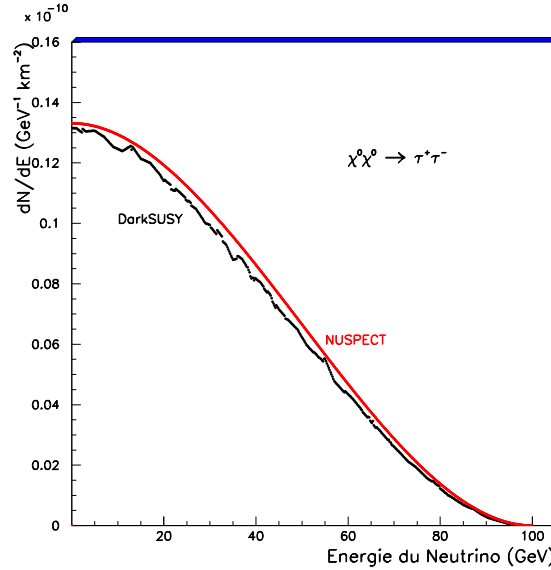


FIG. 5.14 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration de $\tau^+ \tau^-$ en fonction de l'énergie du neutrino créé. En noir est représenté le spectre provenant de DarkSusy et en rouge celui issu de NUSPECT.

entre les deux générateurs. Dans NUSPECT, nous n'avons introduit que le canal semi-leptonique $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ dans la mesure où le lepton τ se désintègre principalement selon cette voie. Ceci est confirmé par l'accord entre les deux distributions : DarkSusy (dans lequel toutes les cascades éventuelles sont accessibles via PYTHIA) donne le même spectre que NUSPECT dans lequel seul le canal semi-leptonique est implémenté.

5.5 Résultats pour le Soleil

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats obtenus à l'aide des deux générateurs lorsque l'annihilation des neutralinos se produit au centre du Soleil. Nous avons déjà expliqué les différences sur ce point dans les paragraphes précédents et nous allons donc voir comment se traduisent, au niveau des spectres de neutrinos, ces deux méthodes de simulation. Les figures correspondent à la somme des spectres des neutrinos et des anti-neutrinos, comme lorsque l'annihilation se produit au centre de la Terre, même si ces spectres sont différents dans le cas du Soleil (voir § 3.5).

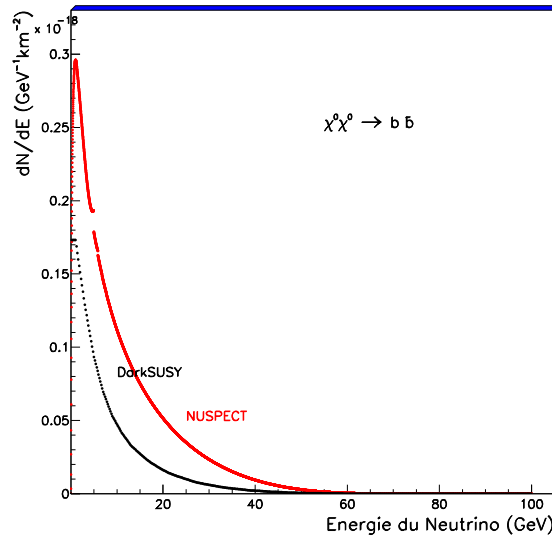


FIG. 5.15 – *Spectre de neutrinos issu de la désintégration de $b\bar{b}$ en fonction de l'énergie du neutrino créé lorsque l'annihilation se produit au centre du Soleil. En noir est représenté le spectre provenant de DarkSusy et en rouge celui issu de NUSPECT.*

La figure 5.15 représente la distribution obtenue pour les quarks b par NUSPECT (en rouge) et DarkSusy (en noir). On constate que, dans ce cas, NUSPECT a un spectre dont le maximum est plus haut que celui de DarkSusy. Rappelons ici en quelques mots la méthode utilisée par NUSPECT (la même que celle utilisée par Neutdriver) : les calculs de Ritz et Seckel [126] pour la propagation des neutrinos et des anti-neutrinos dans le Soleil sont employés. Ces résultats sont alors intégrés sur toutes les énergies de désintégrations des hadrons. DarkSusy utilise, comme nous l'avons expliqué, les simulations de PYTHIA mais prennent aussi en compte les calculs de Ritz et Seckel pour la propagation des neutrinos (anti-neutrinos) dans le milieu solaire. Il est alors intéressant de déterminer la contribution de l'intégration sur les énergies de désintégrations des hadrons. Cela est représenté dans la figure 5.16. Cette figure montre que, dans NUSPECT, le spectre de neutrinos calculé sans intégration (en rouge), est le même que celui de DarkSusy (en vert).

On obtient les mêmes types de spectres pour l'annihilation de neutralinos en quarks c et cela est représenté sur la figure 5.17.

Les figures 5.18 et 5.19 représentent les spectres de neutrinos obtenus lorsque les neutralinos s'annihilent en bosons de jauge W et Z . Nous avons le même type de comportement que lorsque l'annihilation se situe au centre de la Terre, excepté pour une énergie de neutrinos située aux alentours de 75 GeV pour les bosons W et 67 GeV pour les bosons Z^0 . Ceci s'explique simplement : d'après l'équation 5.21, on peut dire que l'énergie des anti-neutrinos à la surface du Soleil est supérieure à celle des neutrinos. En effet, τ_i pour les anti-neutrinos a une valeur inférieure à celle des neutrinos. Ainsi le dN/dE des neutrinos prendra une valeur nulle avant le dN/dE des anti-neutrinos. Donc le spectre non nul présent dans les figures 5.18 (à une énergie de 75 GeV environ) et 5.19 (à une énergie de 67 GeV environ) est la contribution des anti-neutrinos au spectre à la surface du Soleil.

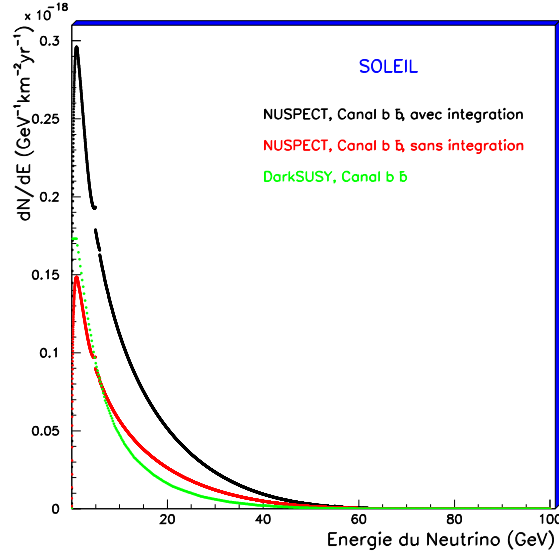


FIG. 5.16 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration de $b\bar{b}$ en fonction de l'énergie du neutrino créé lorsque l'annihilation se produit au centre du Soleil. En noir est représenté le spectre provenant de NUSPECT, en rouge celui issu de NUSPECT lorsque l'intégration sur les énergies de désintégrations des hadrons n'est pas prise en compte et en vert, la distribution donnée par DarkSusy. On constate que NUSPECT sans intégration donne le même spectre que DarkSusy.

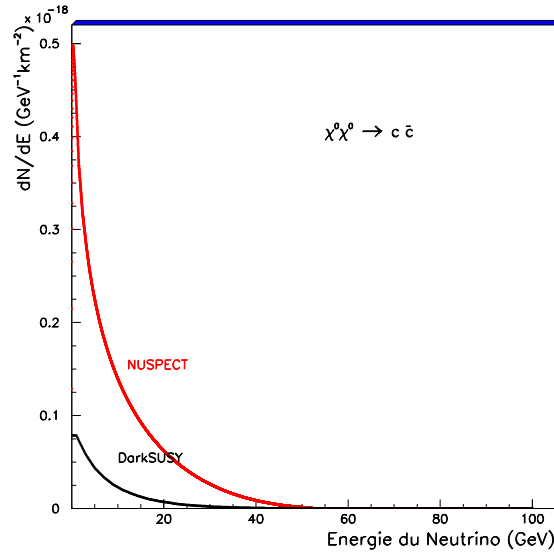


FIG. 5.17 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration de $c\bar{c}$ en fonction de l'énergie du neutrino créé lorsque l'annihilation se produit au centre du Soleil. En noir est représenté le spectre provenant de DarkSusy et en rouge celui issu de NUSPECT.

La figure 5.20 montre le spectre différentiel en énergie obtenu lorsque les neutralinos s'annihilent en leptons τ . Comme dans le cas de la Terre, nous obtenons exactement le même spectre pour les deux générateurs NUSPECT et DarkSusy mais cette fois-ci, à

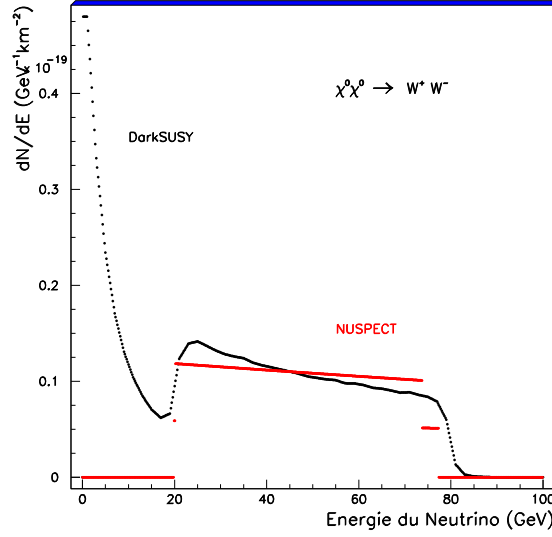


FIG. 5.18 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration de W^+W^- en fonction de l'énergie du neutrino créé lorsque l'annihilation se produit au centre du Soleil. En noir est représenté le spectre provenant de *DarkSusy* et en rouge celui issu de *NUSPECT*.

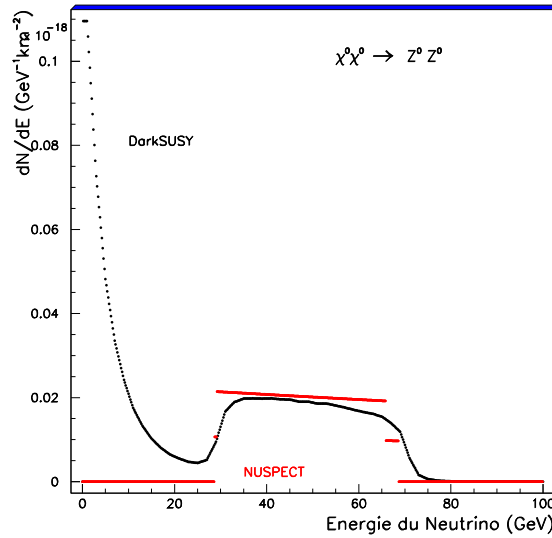


FIG. 5.19 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration de Z^0Z^0 en fonction de l'énergie du neutrino créé lorsque l'annihilation se produit au centre du Soleil. En noir est représenté le spectre provenant de *DarkSusy* et en rouge celui issu de *NUSPECT*.

partir d'une énergie du neutrino de 30 GeV environ. Les spectres d'annihilation dans la Terre et le Soleil étant parfaitement identiques, on peut supposer que la différence obtenue dans le Soleil provient des méthodes de simulation différentes pour les interactions des neutrinos avec le milieu solaire.

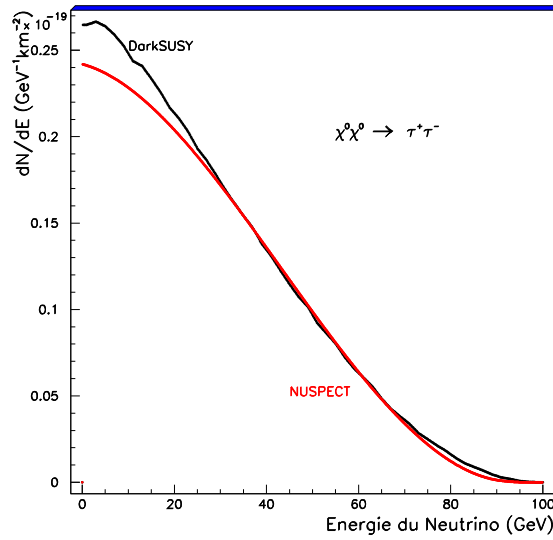


FIG. 5.20 – Spectre de neutrinos issus de la désintégration de $\tau^+\tau^-$ en fonction de l'énergie du neutrino créé lorsque l'annihilation se produit au centre du Soleil. En noir est représenté le spectre provenant de DarkSusy et en rouge celui issu de NUSPECT.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le travail effectué à l'aide des deux générateurs NUSPECT et DarkSusy. NUSPECT est un programme calculant les spectres différentiels en énergie (et donc les flux) des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre et du Soleil. Il a été ajouté dans Neutdriver et utilise les calculs supersymétriques de ce dernier. Ce programme était nécessaire pour Antarès. Mon travail était bien avancé lorsque DarkSusy a été rendu accessible. Nous avons donc décidé d'effectuer une comparaison des deux générateurs afin d'utiliser celui qui est le plus complet pour déterminer la sensibilité d'Antarès aux neutralinos. Nous étions conscients des limitations de NUSPECT avant même le début de cette comparaison mais il nous a semblé inutile d'aller plus loin si, avec cette seule comparaison des spectres, nous mettions en évidence que DarkSusy était le mieux adapté à Antarès. Cela s'est vérifié. En effet, DarkSusy utilise PYTHIA. Toutes les cascades, tous les canaux de désintégration possibles sont alors pris en compte alors que NUSPECT ne comporte que les désintégrations des produits d'annihilation en neutrinos muoniques directement. Nous avons vérifié la contribution de ces cascades et nous avons constaté qu'elle était loin d'être négligeable, surtout aux relativement basses énergies de neutrinos. Nous avons aussi expliqué des différences observées lors de la simulation des interactions des neutrinos dans le milieu solaire, ces interactions n'ayant pas lieu lorsque l'on se trouve dans la Terre, ce milieu n'étant pas suffisamment dense.

Ce chapitre démontre que le générateur DarkSusy est plus complet que NUSPECT dans Neutdriver. Nous avons choisi d'utiliser DarkSusy pour déterminer la sensibilité d'Antarès aux neutralinos plutôt que d'améliorer NUSPECT. Il est, en effet,

plus simple (et surtout plus complet) d'utiliser des tables de PYTHIA, déjà introduites dans DarkSusy, que de programmer toutes les désintégrations de tous les produits d'annihilation des neutralinos dans NUSPECT. Dans le chapitre suivant, les spectres différentiels en énergie provenant de DarkSusy seront utilisés pour déterminer le flux de muons issus de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre du Soleil et de la Terre et détecté par l'expérience Antarès, le Soleil étant considéré comme source ponctuelle, la Terre étant une source diffuse de neutrinos provenant de neutralinos, il faudra prendre en compte la dépendance angulaire de la région d'annihilation des neutralinos au centre de la Terre. Le Soleil sera une source dominante par rapport à la Terre.

Chapitre 6

Analyse du signal de neutralinos provenant du centre de la Terre

On veut déterminer la réponse du détecteur Antarès à un signal de physique. Cela nous oblige à l'utiliser dans un domaine particulier d'énergie. Typiquement, le signal de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre correspond aux basses énergies, dans la gamme GeV - TeV.

Ce chapitre commence par décrire les outils informatiques nécessaires à cette analyse. En effet, plusieurs programmes de génération et de reconstruction des événements Monte Carlo existent au sein de la collaboration Antarès. Nous y décrivons brièvement ces programmes et présentons une analyse des différentes méthodes de simulation du détecteur. Ensuite, une sélection des événements bien reconstruits est présentée.

La sensibilité du détecteur à un flux de neutrinos obéissant à un certain modèle de physique dépend de l'efficacité du détecteur et du niveau du bruit de fond.

On peut comparer cette sensibilité du télescope à celle des autres expériences telles qu'AMANDA ou bien encore MACRO. Ceci est présenté dans la quatrième partie de ce chapitre. La dernière partie propose une possibilité de distinction des événements dûs au signal des événements atmosphériques.

Les résultats présentés ici sont valables lorsque nous considérons un flux maximal de neutrinos (prédits par mSugra) de $10^9 \text{ km}^{-2} \text{ an}^{-1}$.

6.1 Première approche

Les neutralinos, s'ils constituent la matière sombre froide de l'Univers, sont gravitationnellement piégés au centre de corps massifs tels que le Soleil, la Terre ou bien encore le centre de la Galaxie. Pour des télescopes à neutrinos tels qu'AMANDA ou Antarès, le Soleil et le centre galactique peuvent être considérés comme des sources ponctuelles avec des positions bien connues par rapport au détecteur.

Après accumulation, les neutralinos peuvent s'annihiler et les désintégrations des pro-

duits d’annihilations peuvent être des neutrinos muoniques qui, en interagissant avec le milieu environnant, donnent les muons qui constituent notre signal. Ce sont ces neutrinos-là qui constituent notre signal. La première partie de l’analyse consiste à déterminer la surface du détecteur qui est sensible à ces muons. La principale source de bruit de fond considérée de cette étude est constituée par les neutrinos atmosphériques. Il faut donc, pour pouvoir déterminer le nombre d’évènements atmosphériques attendus dans le télescope, générer des neutrinos susceptibles de créer des muons pouvant être détectés par l’expérience. Cette génération d’évènements ainsi que les divers outils composant la chaîne de reconstruction sont présentés dans le paragraphe qui suit.

6.2 Les outils de simulation

La collaboration Antarès dispose de toute une panoplie d’outils de simulation aussi bien en ce qui concerne la génération d’évènements que la propagation des muons dans la roche ou dans l’eau et la reconstruction. Ce paragraphe explique, en quelques lignes, les différents outils existants et utilisés dans cette analyse.

6.2.1 Les générateurs d’évènements

La génération des évènements physiques doit être aussi proche que possible de la “réalité” physique des évènements. En même temps, il est nécessaire de disposer d’un lot statistique important pouvant être traité dans un temps de calcul raisonnable que ce soit pour la génération ou pour la reconstruction. La position dans l’espace des évènements neutrinos est donnée par trois coordonnées spatiales, le temps par rapport au temps initial ainsi que l’angle zénithal. Une sixième donnée est importante, il s’agit de l’énergie de ce neutrino.

La méthode utilisée consiste à faire une génération uniforme en angle et suivant un spectre en énergie donné. Pour introduire la physique correspondant à cet évènement (section efficace d’interaction, etc), on peut calculer, lors de la génération, un poids. Nous verrons un peu plus loin dans ce chapitre, la manière d’utiliser ces poids calculés lors de la génération.

L’ensemble des modules optiques définit un volume instrumenté. Toute particule relativiste chargée passant à proximité de ce volume, jusqu’à une certaine distance, peut être détectée. Il est donc utile de distinguer les notions de “détecteur” et “de milieu entourant le détecteur”. La région du milieu entourant le détecteur est celle dans laquelle tout photon émis a une chance négligeable d’atteindre les modules optiques. Dans le suivi, lorsque la particule est dans cette région, la trajectoire est simulée en tenant compte des pertes d’énergie et de la diffusion de la particule, sans se préoccuper ni du suivi des particules secondaires ni de l’émission des photons Cerenkov. Lorsque la particule est dans le détecteur, par contre, la simulation de l’émission des photons Cerenkov, de leur propagation, en tenant compte de l’absorption, et de leur détection sera aussi effectuée. Le volume défini pour le détecteur doit donc être suffisamment grand

pour que toute particule ne le traversant pas ait une chance vraiment négligeable d'être détectée, afin que le lot ne soit pas biaisé. En même temps, il faut que ce volume ne soit pas trop grand, afin de ne pas engendrer et suivre inutilement une trop grande quantité de photons non détectables car produits trop loin de la région instrumentée. La région du détecteur est définie par un cylindre, appelé dans ce qui suit "la cannette", obtenu en ajoutant, dans toutes les directions, une longueur L qui correspond à deux fois voire trois fois la longueur d'absorption mesurée sur le site d'Antarès.

Plusieurs générateurs d'événements existent dans la collaboration. Certains sont plus

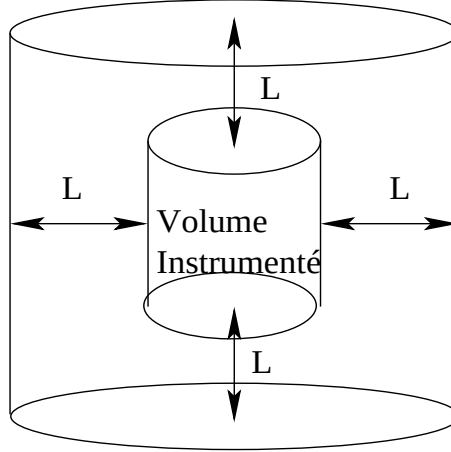


FIG. 6.1 – Description schématique du volume de détection introduit dans les générateurs d'Antarès. L a pour valeur deux fois la longueur d'absorption mesurée sur le site de l'expérience. Le détecteur comprend toutes les lignes de détection du télescope.

spécifiques basses énergies et engendrent des événements contenus (trace uniquement dans un volume déterminé entourant le détecteur encore appelé la "cannette" (voir figure 6.1)) ou traversants (le point d'interaction se situe hors de la cannette et le muon la traverse). En effet, dans ce genre d'expérience, on réserve la définition "partiellement contenus" pour les événements dont le vertex est à l'intérieur du détecteur et le muon s'échappe.

L'expérience Antarès a pour objectif l'étude de neutrinos provenant de sources astrophysiques et donc de très hautes énergies. Il était donc indispensable de créer un générateur d'événements Monte Carlo pouvant aller jusqu'à de très hautes énergies. *GenHen* [138, 139] est un générateur qui produit des neutrinos ayant un vertex situé dans un très large volume entourant le détecteur, suffisamment large pour perdre le moins de statistique possible mais cette taille du volume total de génération est aussi limitée par le fait que les neutrinos générés doivent créer des muons "détectables" par le télescope. Ce volume de génération est déterminé par l'énergie maximale de génération que l'utilisateur choisit et par la distance parcourue par le muon à cette énergie-là (distance entre le vertex et le point où la probabilité de survie du muon est de l'ordre de 0.1 %).

L'endroit où se trouve le vertex ainsi que l'énergie du neutrino sont échantillonnés dans ce volume. Le milieu d'interaction est pris en compte à travers un poids.

Le spectre en énergie est divisé en dix décades. Pour chaque décade, le volume

de génération est calculé à l’aide du parcours du muon possédant l’énergie la plus importante de cet intervalle. Le nombre d’évènements de chaque intervalle est alors renormalisé par le rapport des volumes de génération (volume total de génération / volume de génération de cet intervalle). On obtient ainsi le nombre d’évènements attendus dans cette gamme d’énergie. Le nombre d’évènements générés sur l’ensemble du spectre en énergie correspond à la valeur moyenne d’une distribution de Poisson permettant ainsi de prendre en compte les fluctuations dans la génération. D’un autre côté, les évènements sont simulés dans un volume connu et la normalisation entre chaque intervalle est la même.

Si le vertex, généré aléatoirement, se situe dans le volume défini par la cannette, le générateur est *GENNEU* [140] que nous ne détaillerons pas dans cette thèse. Pour les autres vertex, situés à l’extérieur de la cannette, une estimation de la distance que le muon doit parcourir pour être détecté par le télescope est effectuée. Cette distance est ensuite comparée au parcours maximal du muon. Si la distance est supérieure au parcours maximal du muon l’évènement est abandonné.

Ensuite, il faut s’intéresser à la direction du neutrino. Si la plus petite distance entre la trajectoire du neutrino et le centre de la cannette est supérieure à 500 m alors l’évènement est rejeté. La direction du muon produit est générée à l’aide de LEPTO [141] pour les diffusions profondément inélastiques et à l’aide de RSQ [140] pour les interactions quasi-élastiques et résonantes. Si cette direction n’intercepte pas la cannette, l’évènement est abandonné.

Pour les muons restants, la propagation des évènements non-contenus jusqu’à la cannette se fait à l’aide de PROPMU [142]. La propagation du muon se fait dans la Terre ainsi que dans l’eau de mer. Il faut prendre en compte les diffusions et la perte d’énergie subie par le muon lors de son parcours dans la matière. Les différentes pertes d’énergie ont déjà été détaillées dans le chapitre 1, paragraphe 4. La figure 6.2, issue de [42] regroupe les différentes contributions à la perte d’énergie du muon lors de son passage dans l’eau de mer (figure de gauche) ou dans la roche (figure de droite). Les évènements Monte Carlo utilisés dans la suite de ce travail de thèse ont été générés à l’aide de *GenHen* selon une loi de puissance en énergie de E^{-2} pour les neutrinos atmosphériques interagissants dans une gamme d’énergie 4 GeV - 100 TeV. La génération est uniforme en $\cos\theta_\nu$. Les évènements générés proviennent de l’hémisphère inférieur et ne sont donc que montants. La génération totale correspond à 20 ans de prises de données Antarès et nous n’avons reconstruit que 3 ans. La propagation des muons dans les différents milieux se fait à l’aide de PROPMU.

6.2.2 Simulation du détecteur

La simulation de la réponse du détecteur s’effectue à l’aide de *GEASIM*, basé sur *GEANT*. Le programme suit entièrement toutes les particules secondaires produites dans le détecteur. Les photons sont générés le long de chaque trace et “propagés” analytiquement jusqu’aux photomultiplicateurs en tenant compte de leur atténuation

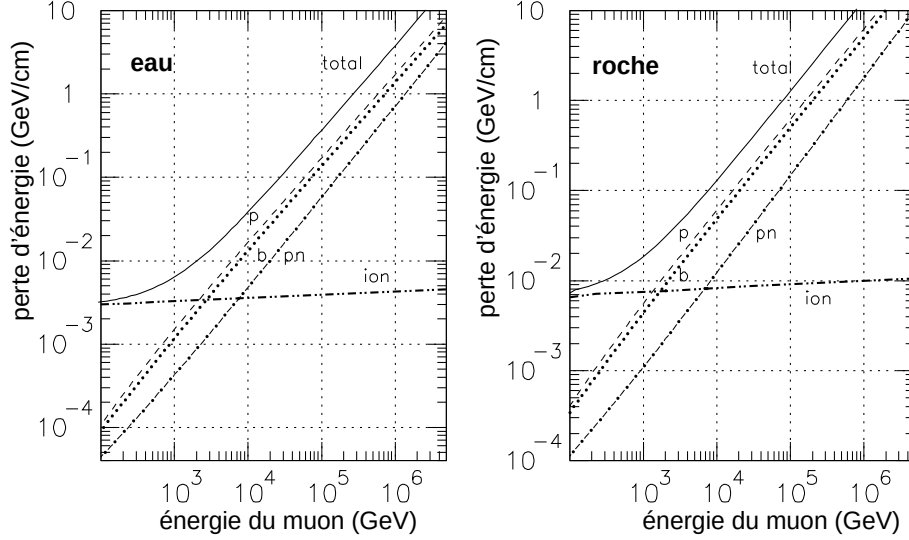


FIG. 6.2 – Contribution à la perte d'énergie des principaux processus radiatifs engendrés par le passage d'un muon dans l'eau de mer (figure de gauche) et dans la roche (figure de droite). “ion” correspond à la perte d'énergie par ionisation, “p” à la création de paires, “b” au Bremsstrahlung et “pn” aux interactions photo-nucléaires [42].

dans l'eau de mer : un flux de photons $F(\lambda)$ qui parcourt une distance d dans l'eau est atténué d'un facteur $\exp(-d/L(\lambda))$ où $L(\lambda)$ est la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau.

Les tests effectués sur le site Antarès permettent de prendre en compte les phénomènes d'absorption et le taux de bruit optique (^{40}K et bioluminescence) pouvant exister sur le site d'Antarès. La réponse des photomultiplicateurs lorsqu'ils sont touchés est également simulée grâce aux différents tests de qualification effectués sur les futurs photomultiplicateurs de l'expérience.

La simulation du détecteur, sur les données générées, a été faite à l'aide de GEASIM v4r5, incluant les photons issus du ^{40}K selon un taux de 60 kHz, taux mesuré sur le site Antarès. Dans ces données Monte Carlo, il n'y a pas de diffusion de la lumière. Le TTS (distribution du temps de transit) des photomultiplicateurs a été fixé à 1.3 ns et la longueur d'absorption à 47 m.

Il existe deux programmes de reconstruction dans Antarès : *RECO* [143] et *Posidonia* [144], tous les deux s'appuyant sur la même librairie *SeaWeed* [145]. Dans notre gamme d'énergie (jusqu'au TeV environ), le programme le plus adapté est *Posidonia* tandis que *RECO* a été développé plus particulièrement pour les sources ponctuelles produisant des neutrinos de très hautes énergies.

6.2.3 Pré-sélection avant reconstruction : *Faust*

Les programmes de reconstruction deviennent de plus en plus élaborés et souvent moins rapides. Le rôle de *Faust* [146] est de sélectionner les événements restructurables. Ce programme est basé sur la librairie *SeaWeed*. Il s'agit d'un filtre de causalité. La procédure est la suivante : les coups en coïncidence doivent être tous causaux entre eux (distance entre deux groupes quelconques de photomultiplicateurs en coïncidence et différences de temps compatibles avec une vitesse de propagation comprise entre la vitesse de la lumière dans l'eau et la vitesse de la lumière dans le vide). Pour les autres coups, les coups uniques, ils sont acceptés seulement si ils sont compatibles avec tous les coups en coïncidence ou tout au moins dix d'entre eux. Tous les événements ne subissant ce filtre avec succès sont rejetés.

Suite à ce filtrage des coups, le programme agit ensuite comme une sorte de pré-ajustement : *Faust* vérifie à quel type de reconstruction correspondent les événements filtrés. Pour cela, un système de déclenchement, différent selon le type de reconstruction, mono-ligne ou multi-ligne, est défini :

- L'évènement a un nombre minimal de coups,
- L'évènement touche un nombre minimal de photomultiplicateurs,
- L'évènement doit posséder un nombre minimal de coïncidences (une coïncidence signifie un minimum de deux coups dans une fenêtre en temps de l'ordre de 20 ns, sur le même étage),
- Un nombre minimal de lignes touchées doit être atteint,
- Enfin, il doit y avoir un nombre minimal de lignes en coïncidence dans l'évènement.

Les valeurs par défaut de *Faust* sont, pour les événements reconstruits mono-ligne : 8 coups sur 5 modules optiques avec 1 coïncidence sur 1 ligne avec une ligne en coïncidence. Pour les événements reconstruits multi-ligne, le système de déclenchement est : 8 coups sur 5 photomultiplicateurs, 3 coïncidences, 3 lignes touchées dont 2 en coïncidence.

Si l'évènement résiste au système de déclenchement multi-ligne alors le pré-ajustement multi-ligne est appliqué ; sinon, le pré-ajustement mono-ligne le sera.

Pré-ajustement multi-ligne :

A partir des coups en coïncidence d'un même évènement, est calculée une trace moyenne, définie par cinq paramètres (trois paramètres de position et deux paramètres de direction), et utilisée comme point de départ du pré-ajustement. A la suite de cela, une sélection des coups est effectuée : seuls les coups provenant de cette trace et appartenant à l'intervalle de temps -100 ns - +80 ns du temps Tcherenkov attendu sont conservés. La sélection précédente des coups est donc perdue à ce niveau dans la mesure où on ne regarde déjà plus que la trace moyenne. Un second critère est alors imposé : la distance parcourue par le photon dans l'eau de mer doit être inférieure à 120 m. Les événements ayant moins de 5 coups après cette sélection sont rejetés. Les événements sont alors reconstruits dans un cône et la trace ajustée. L'angle zénithal obtenu est conservé.

Si un évènement ne répond pas au système de déclenchement multi-ligne ou s'il n'est pas reconstruit en tant que tel, la reconstruction mono-ligne est tentée.

Pré-ajustement mono-ligne :

Dans ce cas, pas de procédure analytique donnant une “bonne” trace n’a été trouvée et la méthode alors employée est l’échantillonnage de l’espace des phases. Si un évènement répond au système de déclenchement des évènements mono-ligne, un filtre de continuité est alors requis. En effet, il ne faut pas qu’il y ait plus de deux étages consécutifs non touchés parmi tout un ensemble d’étages touchés. Les coups produits en dehors de cet ensemble d’étages touchés sont rejetés.

L’échantillonnage de l’espace des phases se fait de la manière suivante : l’angle zénithal, compris entre 0 et 180°, est échantillonné en 16 pas de 11.25°. L’angle azimuthal est, quant à lui, échantillonné en 12 pas de 30°. Enfin, quatre valeurs (0, 15, 30 et 45 m) sont essayées comme distance minimale entre la ligne de détection et la trace. La procédure de reconstruction s’arrête lorsque l’ajustement de la trace est supposé correct, c’est-à-dire que la fonction d’invraisemblance normalisée est inférieure à une certaine valeur, 30 étant la valeur par défaut de *Faust*. L’angle zénithal pré-ajusté est récupéré ainsi que le numéro de ligne correspondante.

Comme nous l’avons vu, *Faust* n’est pas seulement un filtre des évènements générés mais aussi un pré-ajustement des évènements acceptés après ce filtre de causalité. Une fois *Faust* utilisé, on peut alors reconstruire les évènements et ce à l’aide de *Posidonia*.

6.2.4 Reconstruction : *Posidonia*

Quel que soit le type de reconstruction, *Posidonia* se base sur la répartition des évènements mono et multi-ligne de *Faust*. La reconstruction mono-ligne n’aura lieu que sur des évènements ayant subi un pré-ajustement mono-ligne. Il en est de même pour les évènements multi-ligne.

Reconstruction mono-ligne :

La trace obtenue grâce au pré-ajustement de *Faust* est à nouveau ajustée : l’espace de phases est une nouvelle fois échantillonné avec, cette fois-ci, 8 pas pour l’angle azimuthal et 12 pas pour l’angle zénithal tout en conservant les 4 pas (utilisés dans *Faust*) pour le calcul de la distance. Là-encore, la reconstruction s’arrête lorsque un bon ajustement est obtenu, la notion de “bon ajustement” est la même que pour *Faust*. Il y a néanmoins des conditions supplémentaires pour que l’ajustement soit considéré comme “bon” :

- $\Delta t < 2000$ ns où Δt est la différence entre le temps mesuré et le temps ajusté,
- $|z| < 350$ m où z est la position verticale du coup considéré,
- $(x^2 + y^2) < 250$ m où x et y sont les positions x et y du coup dans le référentiel du détecteur,
- $\log_{10}(\text{produit des erreurs sur la position, le temps et les angles}) < 10$

Si toutes ces conditions sont remplies, alors l’évènement est reconstruit mono-ligne.

Reconstruction multi-ligne :

La reconstruction multi-ligne est beaucoup plus rapide que celle mono-ligne dans la

mesure où il n'y a pas d'échantillonnage de l'espace des phases. En effet, dans ce cas, il est possible d'ajuster la trace de l'évènement dans un cône, défini par cinq paramètres : x, y, z (position de la trace de l'évènement), le temps, ainsi que les deux angles, zénithal et azimuthal. Avec le pré-ajustement de *Faust* au départ, cet ajustement est effectué et l'évènement conservé si sa fonction d'invraisemblance divisée par le nombre de coups de cet évènement moins 5 est inférieur à la valeur maximale de cette fonction d'invraisemblance, valeur donnée dans les paramètres de *Posidonia* et égale à celle de *Faust* par défaut.

Finalement, seuls les évènements reconstruits mono-ligne (multi-ligne) avec un angle zénithal du muon inférieur à 45° (80°) sont écrits dans le fichier de sortie de *Posidonia*.

Dans cette partie, nous avons vu comment fonctionnent les programmes de génération et de reconstruction utilisés dans cette analyse. Il faut noter que tous les évènements reconstruits ne sont pas forcément bien reconstruits. Un critère de bonne reconstruction est, par exemple, la résolution angulaire obtenue. La partie suivante présente les évènements reconstruits obtenus pour les données Monte Carlo employées et une sélection des évènements sera, comme nous le verrons, nécessaire.

6.3 Tri des évènements

6.3.1 Evènements engendrés

Les données Monte Carlo utilisées pour cette analyse et générées par *GenHen* constituent une statistique de 3 ans de neutrinos atmosphériques pour le détecteur Antarès. La génération totale comprend 70 fichiers (50 fichiers de génération de neutrinos et 20 fichiers de génération d'anti-neutrinos) de 5.10^{10} évènements ont été générés dans une gamme d'énergie comprise entre 4 GeV et 100 TeV. Le spectre des neutrinos interagissant suit la loi de puissance E^{-2} . Seuls 7 fichiers neutrinos et 3 fichiers anti-neutrinos ont été utilisés, correspondant à 3 ans de données MC pour le détecteur Antarès.

La simulation du détecteur 10 lignes a été faite à l'aide de *GEASIM*, avec une longueur d'absorption de 47 m et un taux de ^{40}K de 60 kHz. Comme nous l'avons dit, *Faust* fonctionne comme une sorte de pré-ajustement et donc les évènements qui ne remplissent pas les conditions de pré-ajustement requis par *Faust* ne sont pas reconstruits. *Posidonia* a été employé comme programme de reconstruction dans la mesure où l'angle d'émission des neutrinos issus de neutralinos est inférieur à 20° , il y a une grande proportion d'évènements mono-ligne. *Posidonia* était donc le programme le mieux adapté à notre étude (meilleur programme de reconstruction de tels évènements existant au sein de la collaboration).

6.3.2 Evènements reconstruits

Le tableau 6.1 regroupe les différentes efficacités de chaque programme utilisé. Environ 20 % des évènements neutrinos (et anti-neutrinos) survivent au pré-ajustement

	<i>Genhen / Geasim</i>	<i>Faust</i>	<i>Posidonia</i>
<i>Nombre de Neutrinos</i>	272 792	49 436	28 590
1D		27 275	9 398
3D		22 161	19 192
<i>Nombre d'anti-neutrinos</i>	127 168	24 499	13 596
1D		13 307	4 253
3D		11 192	9 343

TAB. 6.1 – Ce tableau regroupe les différentes efficacités des programmes de génération et de reconstruction utilisés. On constate que *Faust* constitue, comme nous l'avons déjà expliqué, un pré-ajustement très sévère.

de *Faust* et seuls 60 % environ d'entre eux sont reconstruits par *Posidonia* (aussi bien les neutrinos que les anti-neutrinos). Ainsi toute la chaîne de reconstruction utilisée a une efficacité d'environ 10 à 11 % pour les neutrinos et les anti-neutrinos.

La figure 6.3 représente les distributions normalisées (au nombre total d'évènements reconstruits) de l'énergie du neutrino pour différentes gammes d'énergies : 4 GeV à 100 GeV, 100 GeV à 1 TeV et de 1 TeV à 100 TeV, énergie maximale de génération. On

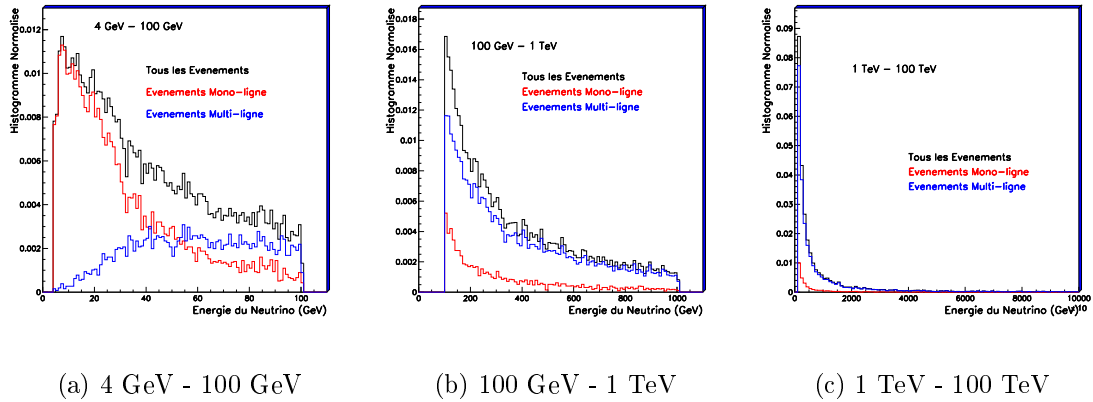


FIG. 6.3 – Ces trois figures représentent la distribution normalisée au nombre total d'évènements de l'énergie du neutrino. Les différentes gammes d'énergies sont représentées.

constate que les évènements mono-ligne sont majoritaires lorsque l'on se trouve dans la gamme d'énergie 4 GeV - 100 GeV tandis que dans la gamme 1 TeV - 100 TeV, ils sont minoritaires voire inexistants. Or, ce qui nous intéresse dans cette étude du signal de neutralinos issus de la Terre seront surtout des évènements verticaux et donc les évènements reconstruits mono-ligne. Dans la gamme d'énergie intermédiaire, on peut

dire que les évènements mono-ligne sont minoritaires. Nous ne négligerons donc pas la contribution des évènements multi-ligne dans notre étude. D'autre part, nous ne ferons plus de distinction de l'énergie des neutrinos générés par la suite, seul le signal provenant de l'annihilation de neutralinos nous intéresse, que ce soit des évènements mono-ligne ou multi-ligne, et, nous verrons que nous appliquons d'ailleurs les mêmes coupures de sélection des évènements reconstruits quel que soit le type d'évènements. La figure 6.4 représente les distributions normalisées (au nombre total d'évènements

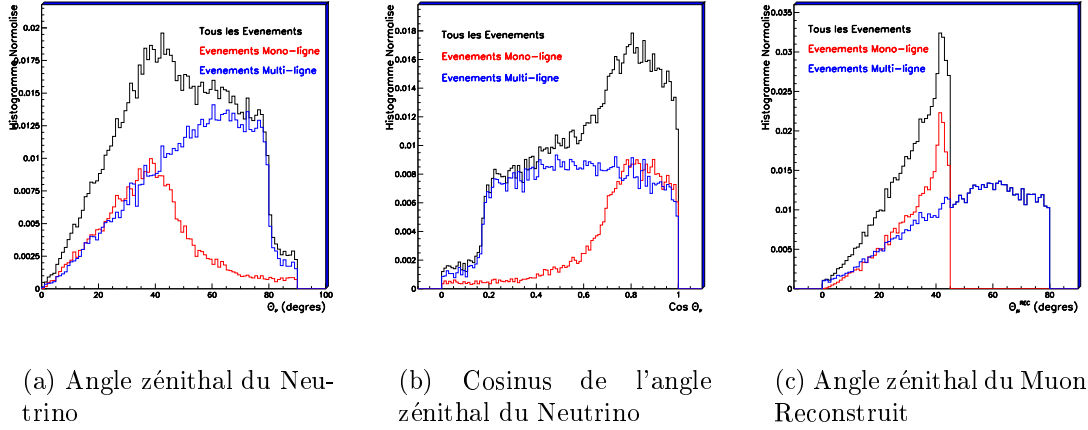


FIG. 6.4 – Ces trois figures représentent la distribution normalisée de l'angle zénithal du neutrino (à gauche), celle du cosinus de l'angle zénithal (au milieu) et celle du muon reconstruit (à droite) lorsque toutes les énergies sont prises en compte.

reconstruits) de l'angle zénithal du neutrino généré (Monte Carlo), celle de son cosinus et celui du muon reconstruit. On constate que les deux types d'évènements ont des contributions vraiment similaires jusqu'à 40° , en ce qui concerne l'angle zénithal du neutrino généré. Par contre, la reconstruction de l'angle du muon diffère selon le type d'évènements dès un angle du muon reconstruit de l'ordre de 25° .

La figure 6.5 montre l'angle entre le neutrino et le muon Monte Carlo généré ($\theta_{MC}^\mu - \theta_{MC}^\nu$) et l'angle entre le neutrino et le muon reconstruit ($\theta_{REC}^\mu - \theta_{MC}^\nu$) pour tous les évènements en fonction de l'énergie du neutrino. On observe une plus large répartition des évènements reconstruits par rapport à celle des évènements générés. Il est donc nécessaire de sélectionner les évènements bien reconstruits afin de s'approcher le plus de la distribution des évènements générés et ainsi de la "réalité" attendue pour Antarès.

6.3.3 Sélection des évènements

Dorénavant, nous ne séparerons plus les différentes énergies. Les figures qui suivent regroupent tous les évènements mono-ligne et multi-ligne qui ont été reconstruits, quelle que soit leur énergie. La figure 6.6 montre la résolution angulaire obtenue ($\theta_{MC}^\nu - \theta_{REC}^\mu$) pour les deux types d'évènements reconstruits (histogramme en rouge) et sélectionnés (histogramme en bleu). Afin d'obtenir ces évènements sélectionnés, nous avons appliqué deux coupures. Un premier critère de qualité de la sélection des évènements

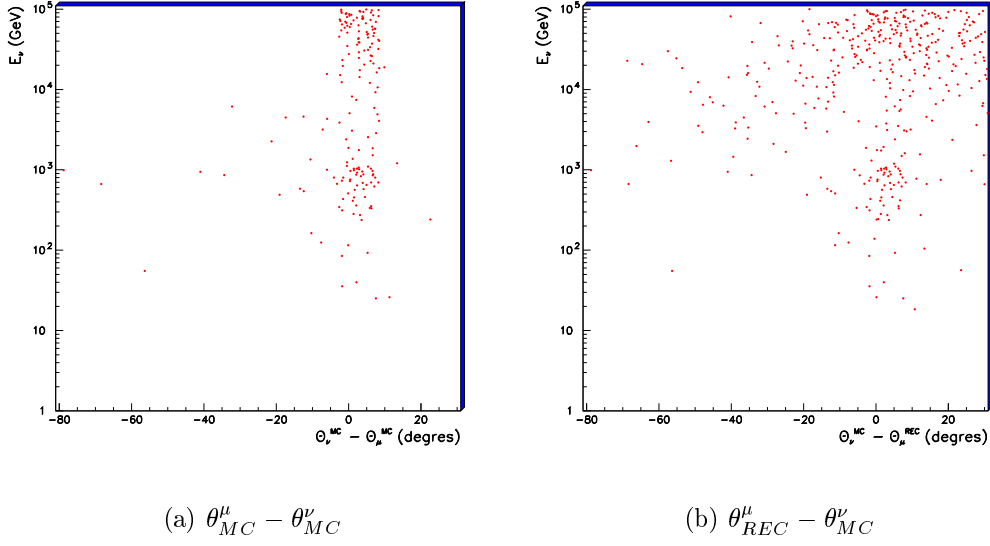


FIG. 6.5 – Ces deux figures représentent la répartition de $\theta_{MC}^{\mu} - \theta_{MC}^{\nu}$ et $\theta_{REC}^{\mu} - \theta_{MC}^{\nu}$ en fonction de l'énergie du neutrino.

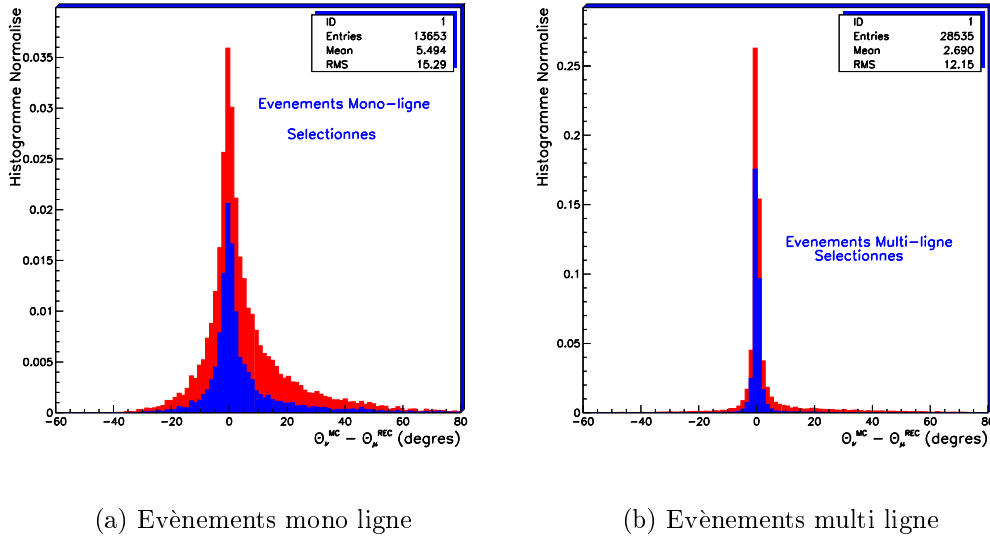


FIG. 6.6 – Ces deux figures représentent les distributions normalisées de la différence entre l'angle zénithal du neutrino et celui du muon reconstruit pour toutes les énergies $\theta_{MC}^{\nu} - \theta_{REC}^{\mu}$. Les évènements sont, cette fois-ci, sélectionnés.

bien reconstruits est de restreindre les valeurs du χ^2 afin de réduire la largeur de la base des distributions $\theta_{MC}^{\nu} - \theta_{REC}^{\mu}$ pour les deux types d'évènements considérés. Plus précisément, *Posidonia* requiert un minimum de 8 coups pour que l'évènement soit reconstruit. Le critère utilisé pour sélectionner les évènements bien reconstruits est,

quel que soit le type d'évènements :

$$\left(\frac{\chi^2}{\text{Nombre total de coups} - 8} \right) < 2 \quad (6.1)$$

Il s'agit ici d'un critère de qualité qui diminue la largeur de la distribution à sa base. Ensuite, un second critère est appliqué : il s'agit de la différence entre l'angle provenant du pré-ajustement de *Faust* et celui issu de l'ajustement de *Posidonia* :

$$(\theta_{\text{pré-ajustement}} - \theta_{\text{ajustement}}) < 3^\circ \quad (6.2)$$

Cette coupure diminue fortement les queues de distributions obtenues. Ces deux coupures sont valables pour les deux types d'évènements et nous conservons alors 35 % (33 %) des évènements reconstruits mono-ligne (multi-ligne) soit 5 467 évènements (14 746 évènements). Notre objectif est de réduire la distribution asymétrique des évènements mono-ligne, ainsi que sa largeur. On applique ensuite les mêmes coupures aux évènements multi-ligne et on constate que cela rejette aussi des évènements mal-reconstruits. Beaucoup d'évènements sont perdus au niveau du maximum de la distribution $\theta_{MC}^\nu - \theta_{REC}^\mu$. En appliquant $\left(\frac{\chi^2}{\text{Nombre total de coups} - 8} \right) < 4$, on perd moins d'évènements au niveau du maximum de la distribution mais la queue de cette distribution est plus importante. Le choix d'appliquer les coupures des évènements mono-ligne aux évènements multi-ligne est un bon compromis entre perdre des évènements aux alentours de $\theta_{MC}^\nu - \theta_{REC}^\mu = 0$ et en éliminer dans la queue de distribution. Le tableau 6.2 présente le nombre de neutrinos et d'anti-neutrinos sélectionnés selon le type de reconstruction, mono-ligne / multi-ligne.

	<i>Reconstruction Mono-ligne</i>	<i>Reconstruction Multi-ligne</i>
<i>Nombre de Neutrinos</i>	3 756	9 885
<i>Nombre d'anti-neutrinos</i>	1 711	4 861

TAB. 6.2 – Ce tableau regroupe les nombres d'évènements neutrinos et anti-neutrinos sélectionnés en fonction du type de reconstruction.

6.4 Analyse du signal

Maintenant que les évènements neutrinos sont sélectionnés, nous pouvons obtenir les distributions concernant le signal provenant de l'annihilation de neutralinos en neutrinos au centre de la Terre pour différentes masses de neutralinos ainsi que les distributions du principal bruit de fond, les neutrinos atmosphériques.

6.4.1 Méthode employée : la pondération

La méthode employée ici est simple : lors de la génération des évènements, les programmes de simulation calculent trois poids différents w_1 , w_2 selon la nomenclature

d'Antarès. Un seul d'entre eux a été utilisés lors de cette analyse, w_2 et w_3 . Il est nécessaire d'utiliser ces poids dans la mesure où la génération est effectuée uniforme en $\cos \theta_\nu$. Les poids, divisés par le nombre total d'évènements engendrés, nous permettent de retrouver la réalité physique des évènements (présence de la section efficace dans la définition de w_2 par exemple).

w_1 est soit le volume de la cannette (en m^3) pour des évènements de volume, soit la surface effective pour des évènements de surface. La séparation de ces deux types d'évènements se fait en fonction de l'énergie du neutrino considéré.

w_2 correspond au poids de génération ; plus précisément, il donne le poids relatif de chaque évènement : dans le programme de génération, si la distribution des neutrinos interagissant est effectuée uniforme en $\cos \theta_\nu$ (c'est-à-dire environ le même nombre d'évènements par intervalle de $\cos \theta_\nu$, θ_ν étant l'angle zénithal du neutrino) et que leur énergie est en $E^{-\gamma}$ alors il est défini par :

$$w_2 = V \times I_\theta \times I_E \times E^\gamma \times \sigma(E) \times \rho \times N_A \times P_{Terre} \times F \quad (6.3)$$

avec :

- V (en m^3) a deux significations distinctes selon la génération faite ou plus précisément selon l'énergie maximale de génération : le volume de la cannette s'il s'agit d'évènements contenus (énergie inférieure à 80 GeV environ) ou bien le produit de la surface effective (poids w_1) par la longueur de parcours du muon pour les évènements ayant une énergie supérieure.
- I_θ est un facteur angulaire de l'espace de phase : $2 \pi \times [\cos \theta_\nu^{max} - \cos \theta_\nu^{min}]$
- I_E est un facteur énergétique de l'espace de phase et prend les valeurs :

$$\frac{E_{max}^{1-\gamma} - E_{min}^{1-\gamma}}{1-\gamma} \text{ si } \gamma \neq 1 \text{ et } \ln \frac{E_{max}}{E_{min}} \text{ pour } \gamma = 1$$

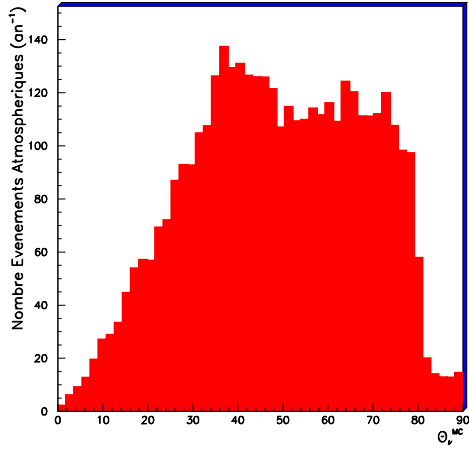
- E^γ prend en compte le spectre de génération compte-tenu du fait que la génération est effectuée selon E^γ .
- $\sigma(E_\nu)$ (en m^2) est la section efficace totale d'un neutrino d'énergie E_ν .
- $\rho \times N_A$ représente le nombre de nucléons par m^3 .
- P_{Terre} est la probabilité qu'un neutrino a de traverser la Terre. Cette probabilité dépend donc de son énergie et de son angle zénithal.
- F est le nombre de secondes dans une année.

Ce poids de génération s'exprime donc en $\text{GeV} \cdot m^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec} / \text{an}$ [147]. La dépendance en énergie introduite lors de la génération est éliminée par E^γ lorsque le poids de l'évènement est pris en compte. La distribution des évènements pondérés par w_2 peut alors être considérée comme uniforme en énergie du neutrino.

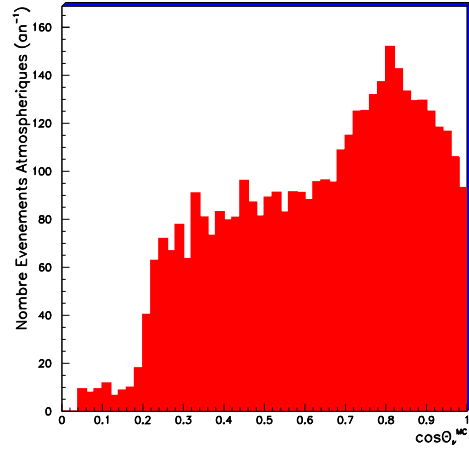
w_3 est le produit du poids w_2 et du flux "atmosphérique" correspondant à la loi de puissance employée lors de la génération. On obtient donc un taux d'évènements dans le détecteur par an. Le poids w_3 des évènements sélectionnés divisé par le nombre total d'évènements engendrés nous permet d'obtenir le nombre de neutrinos atmosphériques que le détecteur Antarès mesurera par an.

En pondérant un flux doublement différentiel c'est-à-dire en $\text{GeV}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ par w_2 , on peut obtenir un nombre d'évènements détectés par an. Dans le prochain paragraphe, nous détaillons les différentes étapes à franchir pour obtenir ce flux doublement différentiel et les résultats après pondération par le poids w_2 .

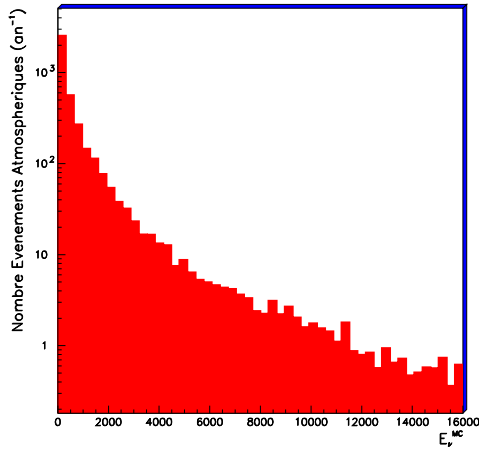
6.4.2 Neutrinos atmosphériques



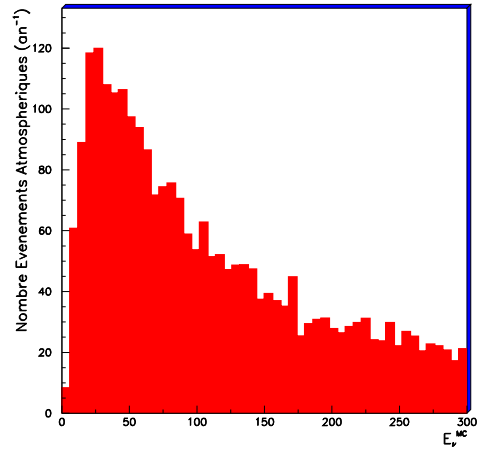
(a) Distribution angulaire



(b) Distribution du cosinus



(c) Distribution en énergie



(d) Distribution en énergie

FIG. 6.7 – Ces quatre figures représentent les distributions de l'angle zénithal (figure en haut à gauche), celle du $\cos \theta_\nu$ (figure en haut à droite) ainsi que celle de l'énergie (figure en bas à gauche) du neutrino généré ainsi qu'un agrandissement de cette distribution c'est-à-dire lorsque l'énergie du neutrino généré est inférieure à 300 GeV (figure en bas à droite), obtenues en pondérant les événements sélectionnés par le poids w_2 . Ces distributions sont donc celles des neutrinos atmosphériques. Rappelons qu'un événement ayant un angle zénithal de 0° correspond à un événement montant.

Nous quantifions ici le nombre d'événements atmosphériques attendus dans le détecteur à l'aide la génération Monte Carlo utilisée.

Différentes distributions des neutrinos atmosphériques sont représentées par la figure

6.7. Cela correspond à 4027 évènements muons par an.

Sachant que le spectre de génération des neutrinos interagissant selon E^{-2} , il est, d'autre part, intéressant d'estimer la perte d'efficacité de toute la chaîne de génération-reconstruction. Plus simplement, quel est l'indice spectral après reconstruction ? Pour cela, il est possible d'ajuster la distribution en énergie obtenue pour les évènements reconstruits d'une part et reconstruits puis sélectionnés d'autre part. Le résultat de cet ajustement est présenté par la figure 6.8 pour une énergie du neutrino inférieure à 300 GeV. Cet ajustement nous donne un spectre de neutrinos atmosphériques selon

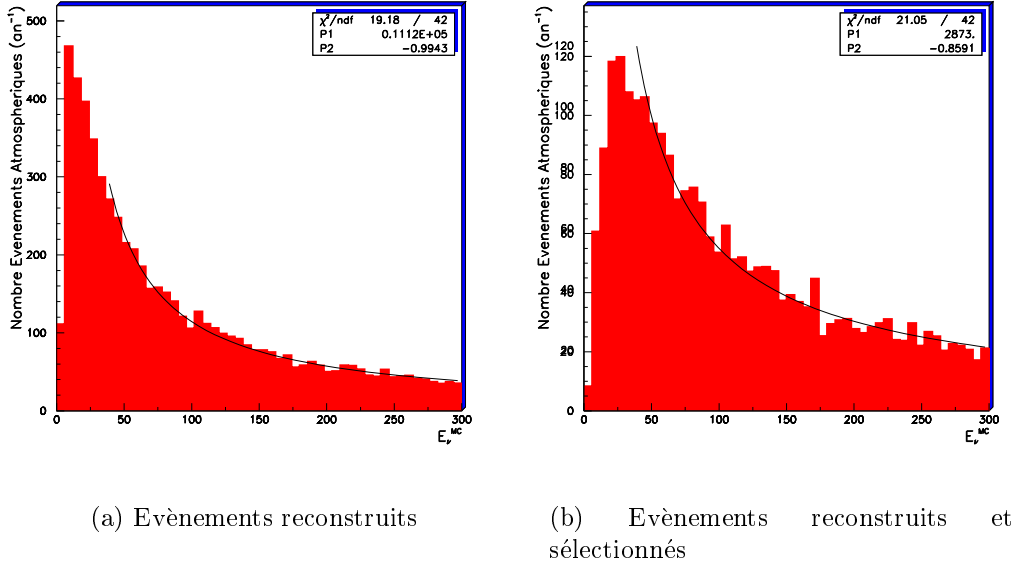


FIG. 6.8 – Ajustement de la distribution en énergie des neutrinos atmosphériques pour les évènements reconstruits (figure de gauche) et pour les évènements reconstruits et sélectionnés.

$E^{-0.99}$ pour les évènements reconstruits et selon $E^{-0.86}$ pour les évènements reconstruits et sélectionnés. La perte d'efficacité est donc plus importante dans la reconstruction que dans la sélection des évènements dans la mesure où l'indice spectral varie entre -2 et -0.99 entre la génération et la reconstruction et entre -0.99 et -0.86 entre la reconstruction et la sélection des évènements.

6.4.3 Flux doublement différentiel

Pour obtenir les caractéristiques du signal, il suffit d'utiliser le poids w_2 et de le multiplier par un flux différentiel en angle et en énergie correspondant au signal. Ce paragraphe explique comment obtenir ce flux doublement différentiel.

Dépendance angulaire

Une fois que les neutralinos sont capturés par les corps massifs (la Terre en l'occurrence ici), ils s'accumulent en son centre et ont une distribution isotherme de température égale à celle du centre du corps massif. On peut alors écrire la densité de WIMPs en fonction de la distance r du centre de la Terre à laquelle on se trouve comme :

$$n(r) = n(0) \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right) \quad (6.4)$$

avec

$$r_0 = \left[\frac{3kT}{4\pi G \rho m} \right]^{1/2} \quad (6.5)$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température du centre de la Terre, G la constante de gravitation, ρ la densité au centre de la Terre et m la masse du neutralino en GeV. $n(0)$ est la densité de WIMPs au centre de la Terre.

En prenant $T \simeq 6000$ K et une densité terrestre centrale constante de l'ordre de 13 g/cm^3 , on peut ré-écrire r_0 comme

$$r_0 \simeq \frac{0,56 R_\oplus}{\sqrt{m/\text{GeV}}} \quad (6.6)$$

avec $R_\oplus$ le rayon de la Terre et m la masse du neutralino considéré.

Considérons un cône dont le sommet se situe à la surface de la Terre, son axe passant par le centre de la Terre, c'est-à-dire que l'on se place au niveau du télescope et que l'on regarde dans la direction du centre de la Terre. Soient θ le $1/2$ angle au sommet, l la distance entre la position à un instant t et le sommet de ce cône et $dV = d\varphi l^2 dl d(\cos \theta)$ un élément de volume situé au centre de la Terre. Le flux de neutrinos mesuré au sommet de ce cône et provenant de cet élément de volume est proportionnel à [148] :

$$\frac{\cos \theta}{l^2} \exp\left(-\left[\frac{R_\oplus^2 \sin^2 \theta + (l - l_0(\theta))^2}{r_0^2}\right]\right) d\varphi l^2 dl d(\cos \theta) \quad (6.7)$$

En intégrant sur tous les l , on obtient la paramétrisation de P.Gondolo et de J.Edsjö [149] :

$$\frac{d\phi_\nu}{d\varphi_\nu d\cos \theta_\nu} \propto \exp\left(-\frac{R_\oplus^2}{r_0^2} \sin^2 \theta_\nu\right) \text{erf}\left(\frac{R_\oplus}{r_0} \cos \theta_\nu\right) \quad (6.8)$$

où $R_\oplus$ est le rayon de la Terre, φ_ν est l'angle azimuthal du neutrino, θ_ν est l'angle zénithal du neutrino et $\text{erf}\left(\frac{R_\oplus}{r_0} \cos \theta_\nu\right)$ est la fonction "erreur" définie par :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (6.9)$$

La référence [149] présente le profil d'annihilation obtenu en fonction de la masse du neutralino. La figure 6.9 provient de cette référence et présente la dépendance angulaire "idéale" obtenue en projetant la fonction 6.8 sur les axes x et y . On constate, d'après la figure, que l'angle maximal d'annihilation est d'environ 15° pour un neutralino de 50 GeV et que cet angle diminue lorsque la masse du neutralino augmente. Pour notre

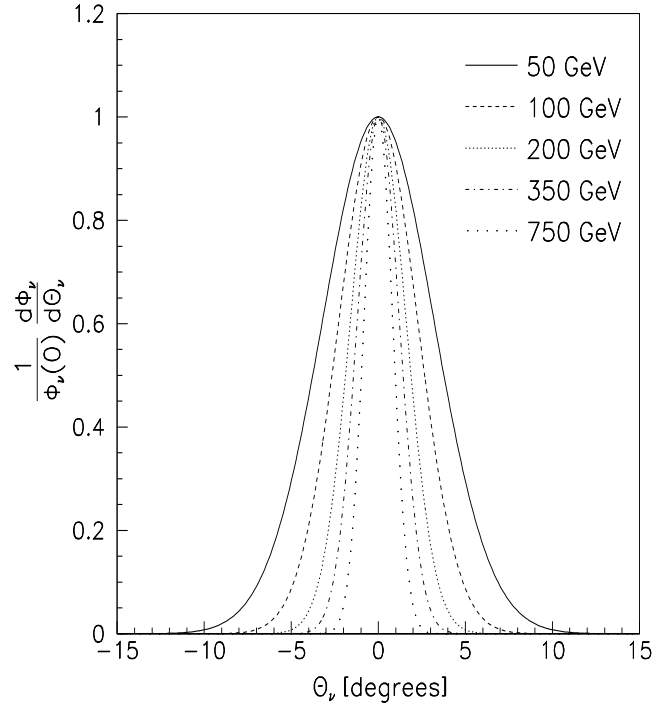


FIG. 6.9 – Distributions de $\frac{dN}{d\theta_{\nu x}}$ pour plusieurs masses de neutralinos [149].

étude, nous considérons des neutralinos de masses comprises entre 50 GeV et 1 TeV. Donc nous pouvons alors écrire que la fonction $\text{erf}(\frac{R_{\oplus}}{r_0} \cos \theta_{\nu}) = 1$ quelle que soit la masse de neutralino supérieure aux limites imposées par les résultats de LEP II soit 32 GeV [12]. La figure 6.10 regroupe les distributions angulaires obtenues après reconstruction et sélection des événements pour deux masses de neutralinos. On vérifie que, plus le neutralino est massif, plus cette distribution est piquée sur 0.

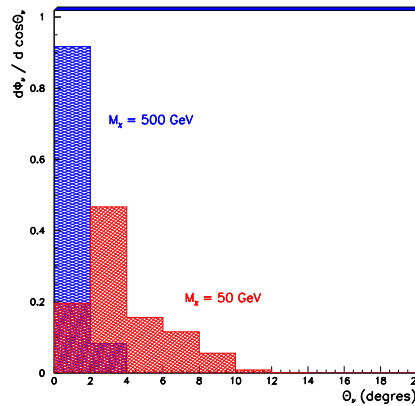


FIG. 6.10 – Distributions de $\frac{dN}{d \cos \theta_{\nu}}$ (normalisées à 1 sur tous les $\cos \theta_{\nu}$) pour deux masses de neutralinos : 50 GeV (en rouge) et 500 GeV (en bleu). Les événements utilisés sont les événements sélectionnés.

Dépendance en énergie

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, DarkSusy calcule, grâce aux résultats de Pythia tabulés, le spectre différentiel en énergie des neutrinos issus de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre ou du Soleil. Nous avons utilisé cette fonctionnalité de DarkSusy. Cependant, les spectres de neutrinos ont une forme différente selon les canaux de désintégration mis en jeu (voir chapitre précédent). En effet, lorsque les neutralinos ont une masse inférieure à 80 GeV, seuls les canaux leptoniques (b , c et $\tau^\pm$) sont accessibles. A ce niveau, on définit le spectre "soft" comme celui provenant des quarks b et le spectre "hard" comme celui des neutrinos provenant des leptons $\tau^\pm$. Ensuite, lorsque le neutralino est plus massif, les canaux bosoniques (bosons Z^0 , $W^\pm$ ainsi que les bosons de Higgs) sont accessibles à leur tour. Dans ce cas-là, le spectre soft est toujours celui des neutrinos provenant des quarks b tandis que le spectre hard est maintenant celui des neutrinos issus des bosons $W^\pm$. Dorénavant, cette définition sera utilisée et nous ne parlerons plus que de spectres soft et hard. La figure 6.11 représente les distributions issues de DarkSusy des spectres différentiels en énergie des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre. Les unités sont arbitraires.

Lorsque maintenant on applique ces spectres en énergie à nos événements sélectionnés, on obtient les distributions présentées dans la figure 6.12. Il s'agit donc de la réponse attendue du télescope aux spectres différentiels soft et hard comme définis auparavant.

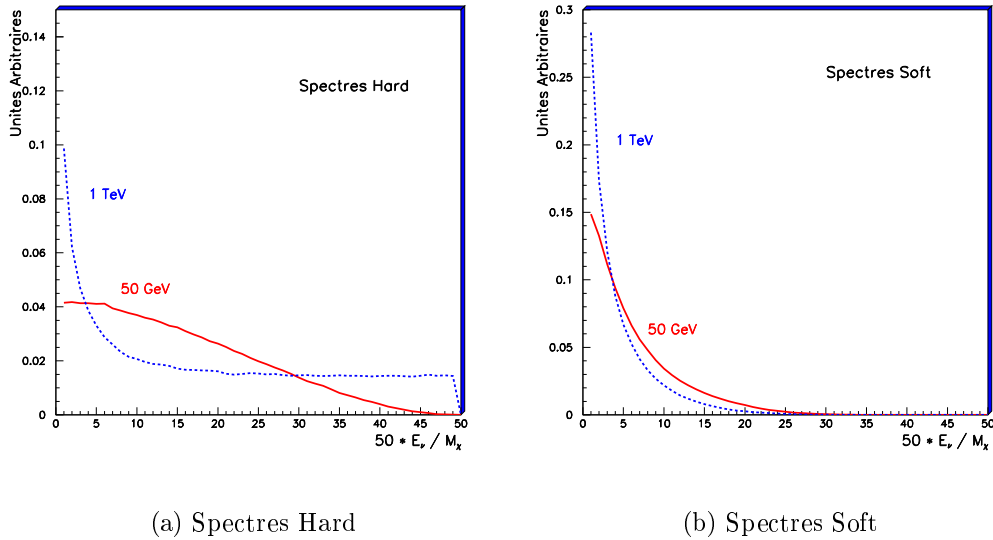


FIG. 6.11 – Ces deux figures représentent les spectres en énergie (normalisés) des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos situés au centre de la Terre pour deux masses de neutralinos : 50 GeV (en rouge, ligne continue) et 1 TeV (en bleu, ligne en pointillés). Les deux types de spectres définis dans le texte sont représentés : soft (à droite) et hard (à gauche).

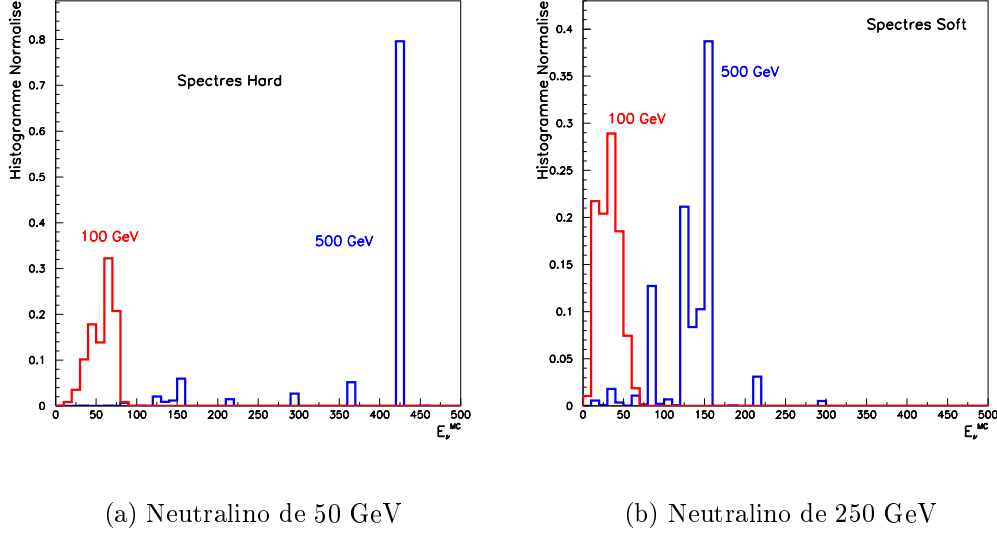


FIG. 6.12 – Ces deux figures représentent la réponse du télescope aux spectres différentiels en énergie (normalisés) des neutrinos provenant de l’annihilation de neutralinos situés au centre de la Terre pour deux masses de neutralinos : 100 GeV (en rouge) et 500 GeV (en bleu). Les deux types de spectres définis dans le texte sont représentés : soft (à droite) et hard (à gauche).

La différenciation des deux types de spectres n’est pas tout à fait correcte. En effet, il n’y a pas que les canaux b et $W^\pm$ ($\tau^\pm$) qui sont possibles mais si on considère, par exemple, une masse de neutralino de 100 GeV, les canaux accessibles sont b , c , $\tau^\pm$, $W^\pm$ et Z^0 . Comme nous l’avons vu dans le chapitre précédent, les spectres en énergies des neutrinos produits par annihilation de neutralinos dépendent des largeurs partielles de désintégration des différents canaux et donc dépendent des paramètres supersymétriques [161]. Les neutrinos créés n’ont pas la même énergie selon le canal de désintégration pris en compte, les plus énergétiques étant ceux provenant des bosons de jauge, de Higgs ou du quark top . L’approche de ce problème a été de distinguer les deux spectres extrêmes, les spectres soft et hard comme nous les avons définis.

6.4.4 Résolution angulaire obtenue

On peut alors déterminer la résolution angulaire obtenue à l’aide de ce signal. C’est ce que montrent les figures 6.13 et 6.14 pour deux masses de neutralinos, 50 et 500 GeV, pour les deux types d’événements reconstruits, mono-ligne et multi-ligne, et pour les deux types de spectres en énergie, hard et soft. De ces figures, on peut en déduire les valeurs de cette résolution angulaire. Ces largeurs de distributions sont regroupées dans le tableau 6.3 pour les deux masses de neutralinos. Les largeurs de distribution obtenues ne correspondent pas à la résolution angulaire attendue du télescope. Mais n’oublions pas que, lors de la sélection des événements, la reconstruction mono-

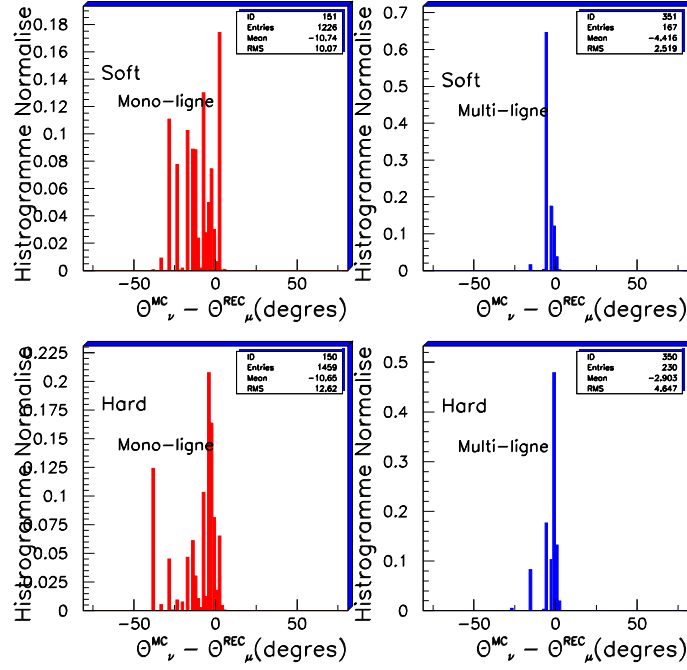


FIG. 6.13 – Distribution $\theta_{\nu}^{MC} - \theta_{\mu}^{REC}$ obtenue lorsque le neutralino a une masse de 50 GeV. Les deux types de reconstruction et de spectres en énergie sont présentés.

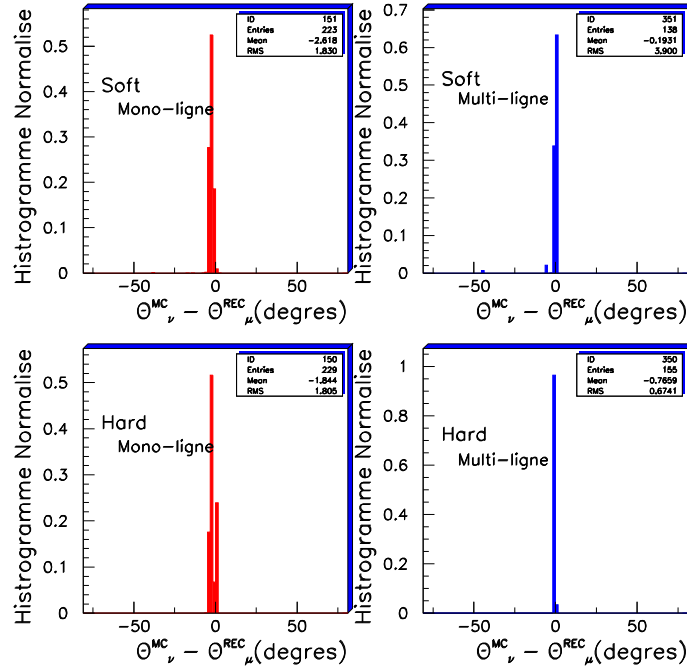


FIG. 6.14 – Distribution $\theta_{\nu}^{MC} - \theta_{\mu}^{REC}$ obtenue lorsque le neutralino a une masse de 500 GeV. Les deux types de reconstruction et de spectres en énergie sont présentés.

Masse de Neutralino	50 GeV	500 GeV
Spectre soft Mono-ligne	10.0 °	1.8 °
Spectre soft Multi-ligne	2.5 °	3.9 °
Spectre hard Mono-ligne	12.6 °	1.8 °
Spectre hard Multi-ligne	4.6 °	0.7 °

TAB. 6.3 – Ce tableau regroupe les largeurs des distributions de $\theta_\nu^{MC} - \theta_\mu^{REC}$ pour les deux masses de neutralinos étudiées.

ligne n'est pas optimale. La reconstruction multi-ligne donne de meilleures résolutions angulaires, qui décroissent lorsque la masse du neutralino augmente mais n'atteint pas là-non plus la résolution du télescope tout en s'en rapprochant. Il faut préciser que *Posidonia* a été le tout premier programme de reconstruction dans la collaboration et que, depuis, *RECO*, basé sur *Posidonia*, est le programme de reconstruction et qu'il est en constante amélioration et permet d'obtenir de meilleures résolutions angulaires que celles présentées dans le tableau 6.3. *Posidonia* n'est, quant à lui, pas modifié. Nous avons tout de même choisi cette reconstruction parce que la reconstruction mono-ligne, celle qui nous intéresse particulièrement dans cette analyse compte tenu des angles d'émission de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos, est la meilleure, pour le moment. Un travail d'amélioration de cette reconstruction au sein du programme *RECO* est actuellement en cours [150].

6.5 Surfaces effectives

L'efficacité de détection de l'expérience peut se quantifier à l'aide de la notion de surface effective, rapport du taux d'évènements au flux intégré.

6.5.1 Surface effective obtenue pour le signal

A l'aide de la méthode de pondération, on peut calculer la surface effective correspondant au signal. Cela nous permet de pouvoir tenir compte de la distribution angulaire de ce signal. Le signal, comme nous l'avons déjà dit, correspond aux muons provenant de neutrinos issus de l'annihilation de neutralinos accumulés au centre de la Terre.

La définition de la surface effective peut être donnée comme le taux d'évènements provenant du signal divisé par le flux intégré :

$$S^{eff}(m_\chi) = \frac{\text{taux évènements}}{\text{Flux intégré}} = \frac{1}{N_{tot}} \sum \frac{w_2 \times \frac{d^2\phi}{dEd\Omega}}{\int \frac{d^2\phi}{dEd\Omega} dEd\Omega} \quad (6.10)$$

où N_{tot} est le nombre total d'évènements générés, $\frac{d^2\phi}{dEd\Omega}$ est le flux doublement différentiel en angle et en énergie déjà défini. w_2 est défini dans le paragraphe §6.4.1 : GeV m²

sr s an⁻¹. La somme est faite sur tous les évènements sélectionnés ayant des énergies inférieures ou égales à la masse de neutralino considérée.

Si le flux intégré est un flux de neutrinos alors nous aurons la surface effective pour les neutrinos. Si le flux intégré est un flux de muons, alors la surface effective définie sera pour les muons.

En supposant les dépendances angulaires et en énergie factorisables, nous pouvons ré-écrire ce flux comme :

$$\frac{d^2\phi}{dEd\Omega} = f(E) \times g(\Omega) \quad (6.11)$$

où $f(E)$ provient de DarkSusy comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent et $g(\Omega)$ est défini par la fonction donnée par l'équation 6.8.

La figure 6.15 présente la surface effective obtenue pour les neutrinos en fonction de la masse du neutralino exprimée en GeV. La statistique utilisée correspond aux 3 ans de données utilisées pour le détecteur Antarès et la reconstruction est effectuée à l'aide de *Faust-Posidonia*. La distinction sur le type de reconstruction (mono-ligne et

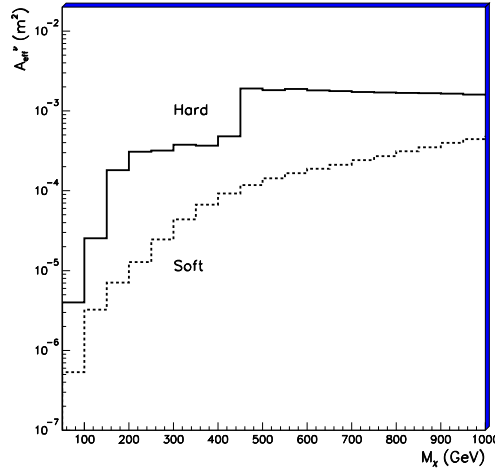


FIG. 6.15 – Surface effective des neutrinos pour le signal, exprimée en m² en fonction de la masse du neutralino. L'histogramme continu correspond aux évènements ayant un spectre hard et l'histogramme en pointillés correspond aux évènements suivant un spectre soft.

multi-ligne) n'est plus faite, les évènements étant reconstruits soit selon un type soit selon l'une ou l'autre des méthodes de reconstruction. Il s'agit donc de la somme des évènements.

6.5.2 Surface effective obtenue pour le bruit de fond atmosphérique

Si l'on veut appliquer cette méthode de calcul pour les neutrinos atmosphériques, il suffit de connaître le flux doublement différentiel leur correspondant. Nous avons

décidé d'utiliser la paramétrisation de Bartol [153]. Nous obtenons pour les deux surfaces effectives les valeurs suivantes :

$$S_{\nu}^{eff} = 5.910^{-5} m^2 \quad (6.12)$$

$$S_{\mu}^{eff} = 8.410^{-2} km^2 \quad (6.13)$$

6.5.3 Surface effective muonique

Antarès ne détectant que les muons et non pas les neutrinos, il est nécessaire de connaître la surface effective muonique du signal. On peut facilement connaître cette surface effective muonique en tenant compte du fait que :

$$S_{\nu}^{eff} \phi_{\nu} = S_{\mu}^{eff} \phi_{\mu} \quad (6.14)$$

est vraie. Le flux de muons attendus ϕ^{μ} est calculé à partir du flux de neutrinos ϕ^{ν} et est une fonction de l'énergie du neutrino E_{ν} , de l'énergie-seuil E_{seuil} du détecteur et de l'énergie maximale considérée c'est-à-dire la masse du neutralino considérée :

$$\frac{d\phi_{\mu}(E_{seuil}, E_{max}, \cos\theta)}{d\Omega} = \int_{E_{seuil}}^{E_{max}} \phi_{\nu}(E_{\nu}, \Omega) P(E_{\nu}) dE_{\nu} \quad (6.15)$$

Il suffit alors de connaître la probabilité, en fonction de l'énergie du neutrino, qu'un neutrino crée un muon :

$$P(E_{seuil}, E_{\nu}) = n \times \sigma^{CC}(E_{\nu}) \times \langle R_{\mu}(E_{seuil}, E_{\nu}) \rangle \quad (6.16)$$

où $\sigma^{CC}(E_{\nu})$ est la section efficace (de diffusion) courant chargé du neutrino, $n = N_A \times \rho$ et $\langle R_{\mu}(E_{seuil}, E_{\nu}) \rangle$ est le parcours effectif du muon dans le milieu.

La figure 6.16 présente la valeur moyenne, sur toutes les énergies de neutrino comprises entre l'énergie seuil et la masse du neutralino considérée, de la probabilité $\langle P_{\nu \rightarrow \mu}(m_{\chi}) \rangle$. Cette probabilité a été calculée à l'aide de DarkSusy comme étant le rapport :

$$\langle P_{\nu \rightarrow \mu}(m_{\chi}) \rangle = \frac{F_{\mu}(m_{\chi})}{F_{\nu}(m_{\chi})} \quad (6.17)$$

Ces flux de neutrinos et de muons proviennent tous deux de DarkSusy. Le milieu de détection est la glace (DarkSusy est un générateur développé au sein de la collaboration AMANDA) et le seuil en énergie est de 0 GeV sachant que les autres expériences présentent des résultats avec un seuil en énergie de 1 GeV. Cependant, avec un seuil de 1 GeV ou pas de seuil en énergie, les flux sont quasiment les mêmes [154].

Nous avons, sur cette figure, aussi présenté l'influence de la séparation entre les événements définis Soft et ceux définis Hard ainsi que l'approximation faite lorsque l'on ne prend en compte que les neutrinos issus des canaux W^+W^- comparée à celle lorsque tous les canaux de type hard sont considérés. Il en est de même pour les neutrinos de type soft.

Pour obtenir la surface effective muonique, il suffit de diviser (équation 6.14) la surface effective des neutrinos par la probabilité qu'un neutrino a de créer un muon.

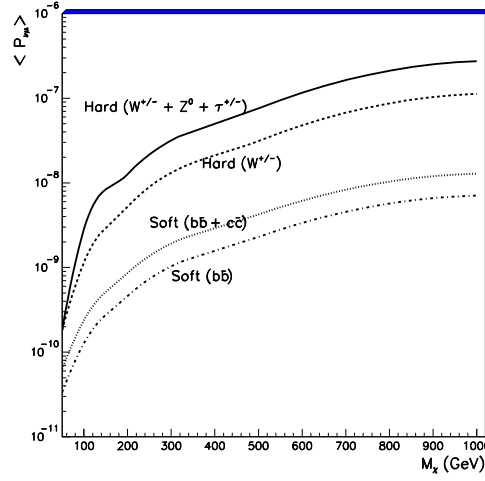


FIG. 6.16 – Valeur moyenne, sur toutes les énergies de neutrino comprises entre l'énergie seuil et la masse du neutralino considérée, de la probabilité $\langle P_{\nu \rightarrow \mu}(m_\chi) \rangle$.

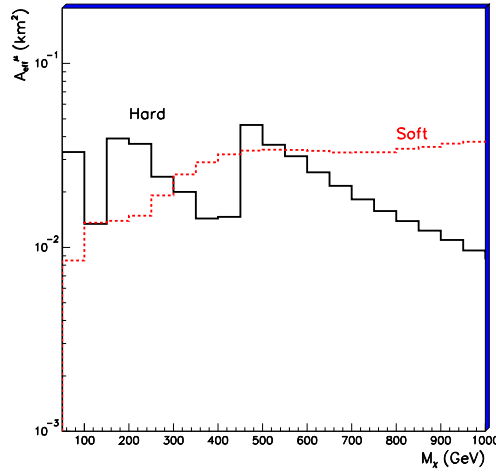


FIG. 6.17 – Surface effective des muons pour le signal, exprimée en km^2 en fonction de la masse du neutralino. L'histogramme continu correspond aux évènements ayant un spectre hard et l'histogramme en pointillés correspond aux évènements suivant un spectre soft.

Cette surface correspond à la figure 6.17. Sur cette figure, on constate qu'il y a d'importantes fluctuations de la surface effective pour les évènements de type hard ainsi qu'une diminution de la surface lorsque la masse de neutralinos augmente. Ce n'est pas le comportement attendu. La surface effective muonique devrait atteindre la valeur de la surface géométrique du détecteur 10 lignes soit 0.055 km^2 [155].

Nous avons vu, lors de la définition de la distribution angulaire de la région d'annihilation au centre de la Terre, que plus la masse du neutralino augmente, plus l'angle zénithal du neutrino provenant du neutralino est petit. Si l'on regarde attentivement la figure 6.10, on voit que pour une masse de neutralino de 300 GeV, l'angle zénithal du neutrino est au maximum de 4 degrés et de 2.5 degrés si la masse du neutralino

est de 750 GeV. Plaçons dans un cône de 2.5 degrés d'ouverture et regardons la distribution de l'énergie du neutrino dans ce cône : cela correspond à la figure 6.18. On

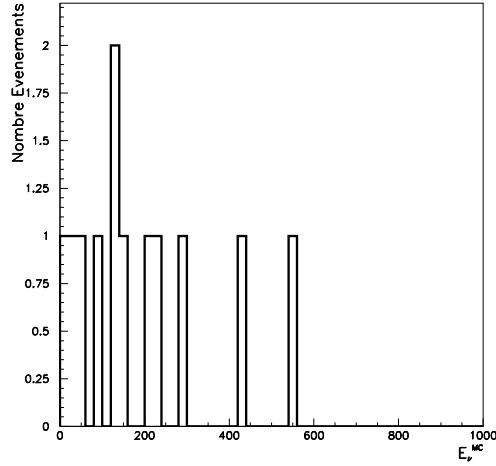


FIG. 6.18 – *Distribution de l'énergie du neutrino dans un cône de 2.5 degrés d'ouverture.*

constate que pour certaines énergies, nous n'avons aucun évènement. Cet effet est plus important pour les évènements de type hard que pour les évènements de type soft de par la forme de leurs spectres en énergie. Les spectres soft sont décroissants et ce relativement rapidement (figure 6.11) tandis que les spectres hard sont plutôt “plat” dès les faibles énergies et le restent jusqu'à des énergies de neutrino égales à la masse du neutralino. Clairement, il faudrait plus de statistique pour qu'il y ait au moins un évènement dans la gamme d'énergie 400 GeV - 1 TeV. Cependant, nous continuerons à travailler avec cette statistique, faute de mieux. Nous inclurons les fluctuations statistiques dans nos résultats. Une amélioration des programmes de reconstruction est actuellement en cours au sein de la Collaboration [150].

6.6 Limites obtenues

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que d'importantes fluctuations statistiques existent. Afin de s'affranchir, si possible, de ces fluctuations, plaçons-nous dans un cône d'ouverture définie comme étant celle où 90 % du signal est conservé. L'ouverture angulaire du cône varie pour chaque masse de neutralino et pour chaque type de spectre. Cette variation est présentée sur la figure 6.19 en fonction de la masse du neutralino exprimée en GeV.

Si l'on se place dans un tel cône pour le signal, il faut en faire de même pour le bruit de fond. Nous avons appliqué ceci au bruit de fond en imposant une coupure sur l'angle du muon reconstruit obtenu (et présenté sur la figure 6.19). Le nombre d'évènements restants est présenté dans la figure 6.20 en fonction de la masse du neutralino.

A l'aide de la surface effective des muons provenant du signal et du nombre

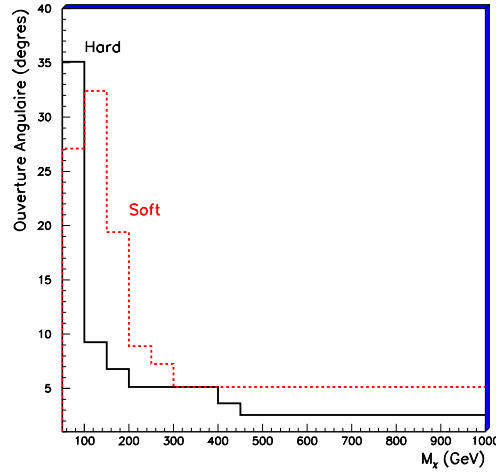


FIG. 6.19 – Ouverture du cône (en degrés) dans lequel on garde 90 % du signal pour les évènements de type hard (histogramme continu, en noir) et de type soft (histogramme en pointillés, en rouge) en fonction de la masse du neutralino exprimée en GeV.

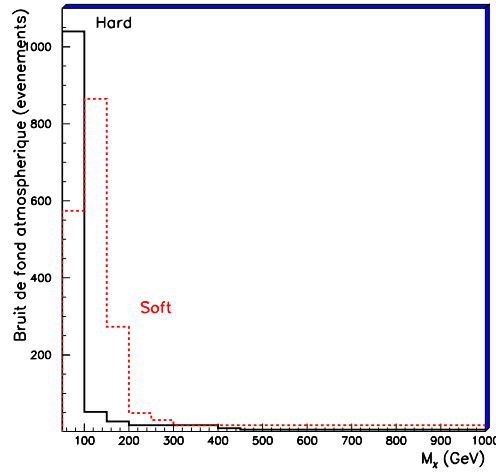


FIG. 6.20 – Ouverture du cône (en degrés) dans lequel on garde 90 % du signal pour les évènements du bruit de fond atmosphérique : spectres de type hard (histogramme continu, en noir) et de type soft (histogramme en pointillés, en rouge) en fonction de la masse du neutralino exprimée en GeV.

d'évènements atmosphériques, le tout en fonction de la masse du neutralino, dans un cône dont l'ouverture garde 90 % du signal, nous pouvons définir une limite supérieure en fonction de la masse du neutralino :

$$\text{limites } \phi_\mu(m_\chi) = \frac{1.64 \times \sqrt{N^{atm}(m_\chi)}}{S_\mu^{eff}(m_\chi)} \quad (6.18)$$

Comme le montre l'équation 6.18, nous donnons cette limite à 90 % de degré de confiance ($1.64 \times \sqrt{N^{atm}(m_\chi)}$) et nous écrivons $N^{atm}(m_\chi)$ sachant que, désormais, le nombre d'évènements atmosphériques dépend de la masse du neutralino et du type

de spectres considérés (application du cône où l'on garde 90 % du signal). Les limites obtenues sont présentées sous forme de zone de sensibilité, zone définie par les limites obtenues pour les spectres de type soft et ceux de type hard (zone en vert), figure 6.21. Nous avons aussi représenté les autres expériences telles que AMANDA détecteur B10 [156] (zone en jaune), Baikal [157] (pointillés roses), Baksan [158] (ligne continue en bleu), MACRO [159] (ligne continue en rouge) et Super-Kamiokande [160] (ligne continue en noir).

Nous constatons que, d'après la figure 6.21, l'expérience Antarès est plus sensible que

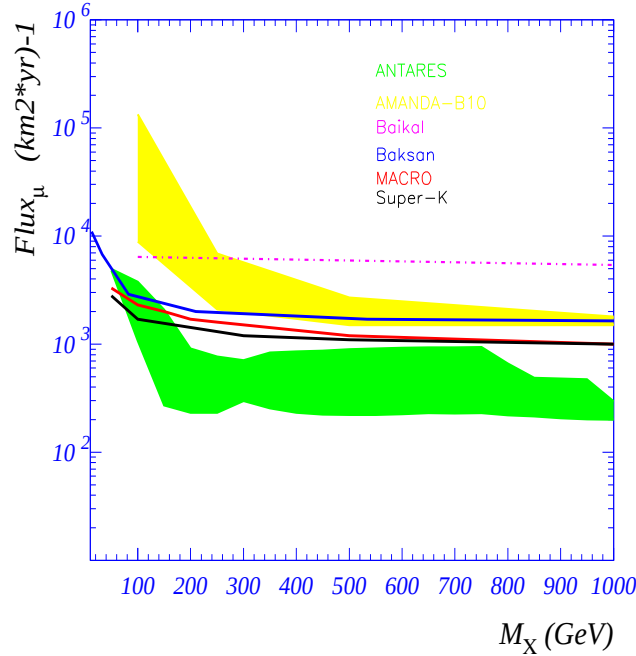


FIG. 6.21 – Limite sur le flux de muons attendus dans le télescope ANTARES (zone en vert) composé de 10 lignes, à 90 % de degré de confiance. Les autres expériences en cours sont indiquées pour comparaison.

les autres expériences et ce, dès les plus faibles masses de neutralinos considérées. Il faut cependant remarquer qu'avec plus de statistique, la zone de sensibilité sera plus étroite et donc une meilleure sensibilité mais que d'un autre côté, cette limite est donnée dans des conditions "idéales" de génération, sans bruit électronique par exemple.

6.7 Perspectives

Se placer dans mSugra comme nous l'avons fait dans ce travail de thèse nous permet d'obtenir un flux de neutrinos maximal de $10^9 \text{ km}^{-2} \text{ an}^{-1}$ [161]. L'expérience Antarès ne pourra donc pas apporter une contrainte significative pour ce modèle et en particulier pour cette analyse du signal provenant de l'annihilation de neutralinos en neutrinos au centre de la Terre. On peut cependant supposer qu'un autre modèle supersymétrique permet d'obtenir un flux de neutrinos plus important que

celui déjà obtenu avec mSugra. Allons même encore plus loin en supposant que le nombre d'événements attendus dans le télescope et correspondant à ce nouveau flux de neutrinos soit de l'ordre du nombre d'événements atmosphériques. Comment distinguer alors les événements-signal du bruit de fond que sont les neutrinos atmosphériques ? Quelle variable sera pertinente dans ce cas-là ?

Nous n'avons à disposition, pour le moment, que la distribution angulaire des deux signaux. La figure 6.22 présente la distribution angulaire des muons Monte Carlo pour une masse de neutralinos de 100 GeV pour les deux types de spectres, hard et soft, ainsi que celle des muons provenant des neutrinos atmosphériques. Ces distributions

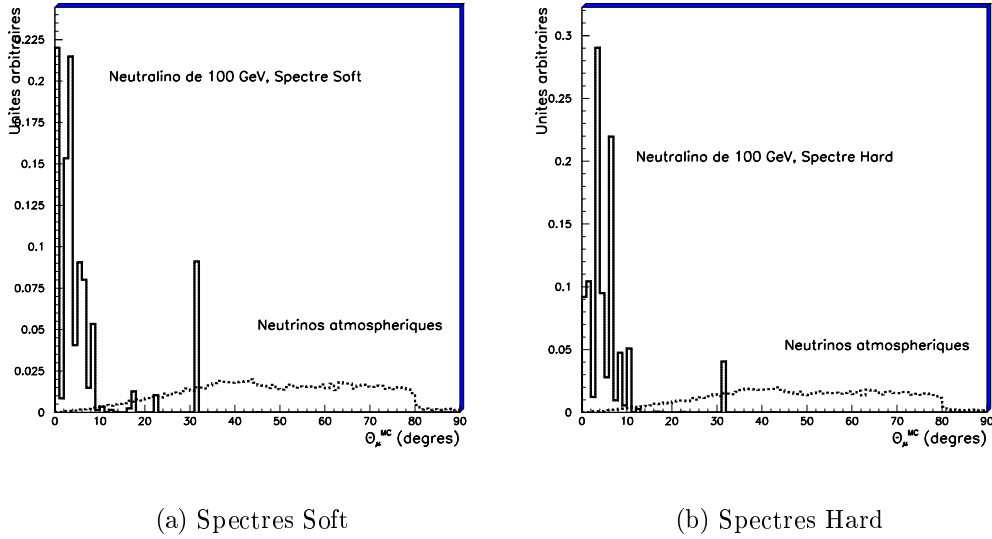


FIG. 6.22 – *Distributions angulaires du muon généré pour les deux types de spectres, soft (à gauche) et hard (à droite), pour une masses de neutralinos de 100 GeV ainsi que celle des neutrinos atmosphériques. Il s'agit des événements sélectionnés.*

sont beaucoup plus piquées sur $\theta_\mu^{MC} = 0$ que celle des neutrinos atmosphériques. L'annihilation se situe plus au centre de la Terre pour les neutralinos lourds que pour les neutralinos légers (point déjà discuté lors de la présentation de leur distribution angulaire, figure 6.10). L'autre aspect à prendre en compte est que plus l'énergie du neutrino est élevée, plus faible sera l'angle de diffusion entre le neutrino et le muon. Cela permet alors d'obtenir des flux de muons plus collimés vers le centre ($\theta_\mu^{MC} = 0$) pour les spectres différentiels en énergie de type hard que pour les types soft. Environ 90 % des événements-signal provenant d'un neutralino de 100 GeV ayant un spectre en énergie de type soft sont générés dans un angle de 9° par rapport à la verticale ($\theta = 0$ dans Antarès). Par contre, pour un neutralino avec un spectre de type hard, 90 % des événements-signal se situent dans un cône de 5° environ. Tandis que les événements atmosphériques se situent uniformément sur tous les angles compris entre 0 et 90° . Cela conforte notre méthode appliquée dans le précédent paragraphe c'est-à-dire de ne considérer qu'une faible fenêtre angulaire par rapport au centre de la Terre.

Nous avons, lors de cette analyse, obtenu une sensibilité meilleure pour les neu-

tralinos massifs que pour les neutralinos légers. Le télescope est donc moins sensible pour les faibles masses de neutralinos que pour les plus hautes.

Dans cette analyse, aucune reconstruction de l'énergie n'a été faite. Il existe deux types de reconstruction en énergie dans la collaboration Antarès ; la première s'applique à des événements de très hautes énergies, ce qui n'est pas notre cas [162] ; la seconde n'est valable que pour les événements contenus, cas trop restrictif dans cette étude [121].

La figure 6.23 montre les distributions en énergie (normalisées) des muons issus de neutrinos atmosphériques, des muons produit par l'annihilation de neutralinos de 100 GeV selon un spectre en énergie de type soft (figure de gauche) et de type hard (figure de droite). Ces distributions sont celles correspondant aux événements sélectionnés.

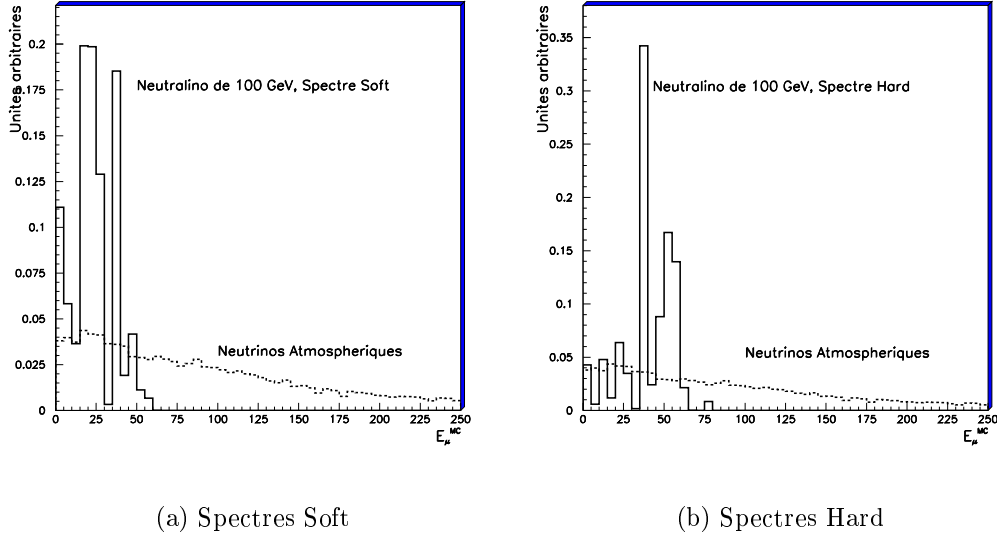


FIG. 6.23 – *Distributions en énergie (normalisées) des muons issus des neutrinos atmosphériques détectés dans le télescopes ainsi que celles des muons provenant de l'annihilation de neutralinos de 100 GeV suivant un spectre en énergie de type soft (figure de gauche) et de type hard (figure de droite).*

Discutons tout d'abord le cas des spectres soft. Il est clair que plus les neutralinos seront légers, plus l'énergie des muons produits sera faible comparativement à celle des événements atmosphériques. Par contre, si l'on se place dans une gamme d'énergie inférieure à 50 GeV environ, peu d'événements atmosphériques seront conservés (si une coupure sur θ_μ^{REC} est appliquée comme dans le précédent paragraphe). De plus, le signal sera constitué d'environ le même nombre d'événements que celui utilisé pour le calcul des flux de muons. Tous ces points permettent d'affirmer que la limite supérieure sur le flux de muons diminuera.

En ce qui concerne les spectres de type hard, on constate que l'énergie des muons provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre est, quelle que soit l'énergie, plus grande que celle des muons provenant de neutrinos atmosphériques. Dans la gamme d'énergie considérée, il n'y a cependant pas de grande différence entre ces deux types d'énergie (en comparaison avec la différence obtenue pour les spectres de type soft). Il faudra donc une bonne résolution en énergie si on veut discriminer

les muons provenant de neutralinos des muons provenant de neutrinos atmosphériques. Cette remarque s'applique pour les spectres en énergie de type hard mais est valable quelle que soit la physique étudiée.

La reconstruction de l'énergie pour les muons issus de faibles masses de neutralinos serait un moyen intéressant d'augmenter la sensibilité de l'expérience Antarès vis-à-vis de ces faibles masses, pour les spectres de type soft. Cette coupure au niveau de l'énergie est cependant limitée par la résolution en énergie du télescope et ne serait donc pas exacte mais efficace dans cette région d'énergie inférieure à 100 GeV.

6.8 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai étudié la sensibilité du détecteur Antarès au flux de muons provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre. Je me suis placée dans le cadre du modèle supersymétrique mSugra.

J'ai déterminé la sensibilité du détecteur en utilisant 3 ans de données Monte Carlo, sélectionnées après reconstruction, auxquelles j'ai appliqué une double pondération pour introduire d'une part, la dépendance en énergie des événements neutralinos (dépendance issue de DarkSusy) et, d'autre part, un poids sous la forme d'une fonction exponentielle pour la dépendance angulaire.

J'ai ensuite comparé la limite sur le flux de muons obtenue par Antarès avec celles issues des autres expériences et j'ai montré qu'Antarès est plus performante dans ce type de recherche lorsque l'on se place dans des conditions idéales. Il faudra cependant tenir compte des bruits électroniques et de l'influence de l'oscillation des neutrinos pour obtenir la limite dans des conditions proches de la réalité.

L'amélioration des programmes de reconstruction ainsi que la passage de la géométrie du détecteur de 10 à 12 lignes devraient nous permettre d'améliorer ces résultats.

Enfin, j'ai terminé cette étude en présentant deux facteurs discriminants les événements signal des événements bruit de fond. Dans le cas où le signal deviendrait suffisant pour obtenir un signal détectable, l'angle du muon reconstruit ainsi que son énergie seraient deux paramètres permettant une reconnaissance immédiate du bruit des événements neutralinos. Dans ce cadre, un programme de reconstruction de l'énergie est en cours d'élaboration au sein de la Collaboration Antarès.

Conclusion

Ce travail de thèse apporte une contribution à la préparation de l'expérience Antarès, tant du point de vue de l'évaluation de site de l'expérience que des simulations de physique.

La partie expérimentale de cette thèse concerne l'analyse des données de bioluminescence, un des bruits de fond optique de l'expérience, ainsi que celles du courantomètre pour le démonstrateur d'Antarès, immergé en Novembre 1999 c'est-à-dire au début de cette thèse. Le site d'immersion de ce démonstrateur n'est pas le site final de l'expérience, ni à la même profondeur d'ailleurs. Il était cependant intéressant de vérifier s'il existait d'importantes différences entre les divers sites déjà étudiés et présentés dans le chapitre 2. Les résultats obtenus avec le démonstrateur pour la bioluminescence confortent ceux déjà obtenus, à savoir un taux d'activité optique (bioluminescence et ^{40}K) de l'ordre de 60 kHz pour des modules optiques de 10 pouces, taille des modules optiques du détecteur final. Nous avons aussi montré que si l'on demande des coïncidences que ce soit entre modules optiques d'un même étage ou entre modules optiques situés sur des étages différents, ce taux d'activité optique diminue fortement. Ce sera d'ailleurs la méthode employée lorsque le détecteur sera en période de prises de données, permettant ainsi de rejeter ce bruit de fond optique pour ne garder que des événements "physiques". Une méthode d'analyse des données concernant le courant marin a été développée dans cette thèse ; les résultats sont cependant faussés par une mauvaise configuration de l'appareil. La valeur mesurée du courant marin est quelque peu élevée. Cependant, le site d'immersion du démonstrateur ne correspond pas au site final de l'expérience et la profondeur d'immersion sera plus importante.

La deuxième partie de ce travail de thèse a consisté à déterminer la sensibilité du détecteur au flux de neutrinos provenant de neutralinos s'annihilant au centre de la Terre. Les principaux résultats concernant la supersymétrie et plus particulièrement les hypothèses sur le neutralino sont présentées dans le chapitre 4.

Le chapitre 6 décrit la génération d'événements Monte Carlo : une distribution uniforme en cosinus de l'angle zénithal du neutrino ayant une dépendance angulaire suivant la loi de puissance E^{-2} est pondérée par un poids. Ce poids correspond au produit du poids de la génération et d'un flux doublement différentiel, différentiel en angle et en énergie.

La dépendance angulaire utilisée est celle donnée par la référence [149]. Pour la dépendance en énergie, $\frac{dN}{dE}$, il nous fallait utiliser un générateur de matière noire, c'est-à-dire un programme informatique calculant tous les paramètres supersymétriques (y compris la

masse du neutralino) puis donnant le spectre en énergie des neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos. Un travail approfondi de comparaison entre les générateurs Neutdriver et DarkSusy a été entrepris. Grâce à cette étude, la collaboration a décidé d'utiliser DarkSusy, ce dernier étant plus complet que la simulation effectuée en raison, notamment, de la simulation de toutes les cascades de désintégration des produits d'annihilation en neutrinos. Tout ce travail est présenté dans le chapitre 5.

A ce stade, l'analyse de la sensibilité d'Antarès à ce type de flux peut commencer. En pondérant notre flux doublement différentiel par le poids calculé lors de la génération des événements Monte Carlo, nous pouvons obtenir la surface effective correspondant au signal. A l'aide d'un autre poids, nous avons le nombre d'événements atmosphériques, principal bruit de fond physique. Nous pouvons alors déterminer la sensibilité du détecteur à ce type de physique et c'est ce que nous présentons dans le dernier chapitre. Nous obtenons pour Antarès une sensibilité meilleure que celles des autres expériences d'environ un ordre de grandeur malgré que nous nous soyons placés dans mSugra qui est un modèle supersymétrique très contraint. De plus, nous avons utilisé des outils de génération et reconstruction qui sont encore en phase d'amélioration. Enfin, il faut noter que les expériences avec lesquelles nous avons comparé les limites se basent sur des données réelles et que dans notre analyse, aucun bruit électronique n'est inclus.

L'immersion, à l'hiver 2002, d'un secteur (composé de 6 étages) devrait déjà permettre de vérifier nos résultats. En effet, seule une reconstruction mono-ligne sera possible et il s'agit de ce type de reconstruction qui est nécessaire lors de l'analyse de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre.

Bibliographie

- [1] F.Halzen, *High Energy Neutrino Astronomy : Towards Kilometer-scale Detectors*, astro-ph/0103195.
- [2] Collaboration Sudbury Neutrino Observatory, nucl-ex/0204008, mai 2002 ; nucl-ex/0204009, mai 2002 ; nucl-ex/0205006, mai 2002.
- [3] S.M.Bilenky, hep-ph/0102320.
- [4] C.L.Cowen et al., Science **124**, 103, 1956
- [5] G.Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9**, 36, 1962
- [6] The DoNUT collaboration *Observation of Tau Neutrino Interactions*, hep-ph/0012035
- [7] N.Cabibbo, Phys.Rev. Lett. **10** (1963) 531-532 ;
M.Kobayashi et T.Maskawa, Prog. Theor. Phys, **49** (1973) 652-657.
- [8] Particle Data Group, Phys.Rev. D **66**, 010001 (2002).
- [9] S.M.Bilenky, hep-ph/0001311.
- [10] R.N.Mohapatra, hep-ph/0008232.
- [11] *Nature*, **404**, 955-959 (Avril 2000)
- [12] Review of Particle Physics, The European Physical Journal, **C15**, (2000).
- [13] A.G.Riess, W.H.Press et R.P.Kirshner, Astrophys. J. **438**, L17 (1995),
M.Hamuy *et al*, Astrophys. J. **112**, 2398 (1996),
S.Jha *et al*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **125**, 73 (1999),
N.B.Suntzeff *et al*, Astrophys. J. **117**, 1175 (1999),
B.K.Gibson *et al*, Astrophys. J. **529**, 723 (2000),
A.Saha *et al*, Astrophys. J. **522**, 802 (1999)
- [14] Y.Sofue et V.Rubin, astro-ph/0010594.
- [15] [http ://wwwmacho.mcmaster.ca](http://wwwmacho.mcmaster.ca)
- [16] [http ://www.lal.in2p3.fr/recherche/eros](http://www.lal.in2p3.fr/recherche/eros)
- [17] S.D.M.White, C.Frenk et M.Davis, Astrophys. J. **274**, L1 (1983)
- [18] G.Jungman, M.Kamionkowski et K.Griest, *Supersymmetric Dark Matter*, hep-ph/9506380 et références données.
- [19] P.Sikivie, Phys.Rev. **D32**, 2988 (1985)
- [20] S.Khalil et C.Muñoz, hep-ph/0110122
- [21] A.M.Markov, Proceedings of the Rochester Conference, New York, 1960.

- [22] A.Abu-Zayyad et al., astro-ph/0010652.
- [23] R.C.Hartman et al., *The third EGRET catalog of high-Energy Gamma-Ray sources*, Astrophys.J.Sup. 123 (1999) 79-202.
- [24] T.C.Weekes et al, *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the Cerenkov imaging technique*, Astrophys.J.342 (1989) 379-395.
- [25] K.Greisen, Phys.Rev.Lett. **16**, 748, 1966
G.Zatsepin et V.Kuz'min, JTEP Lett. **4**, 78, 1966.
- [26] T.K.Gaisser et T.Stanev, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 2265.
E.W.Kolb, M.S.Turner et T.P.Walker, *Phys. Rev.* **D32** (1985) 1145.
V.S.Berezinsky, C.Castagnoli et P.Galeotti, *Il Nuovo Cim.* **8C** (1985) 185.
- [27] V.S.Berezinsky et O.F.Prilutsky *Astron. Astrophys.* **66** (1978) 325.
- [28] H.Sato, *Prog. Theor. Phys.* **58** (1978) 549x.
- [29] Y.Yamada, T.Nakamura, K.Kasahara et H.Sato, *Prog. Theor. Phys.* **79** (1987) 426.
- [30] M.Altmann *et al.* (Collaboration GNO), Phys.Lett. B **490**, 16 (2000);
W.Hampel *et al.* (Collaboration GALLEX), Phys. Lett. B 447, 127 (1999).
- [31] J.N.Abdurashitov *et al.* (Collaboration SAGE), Phys.Rev. C **60**, 055801 (1999).
Les derniers résultats (Avril 2001) sont donnés sur le site web de l'expérience :
[http ://EWIServer.npl.washington.edu/SAGE/SAGE.html](http://EWIServer.npl.washington.edu/SAGE/SAGE.html).
- [32] N.Hata et P.Langacker, Phys.Rev.D56 (1997) 6107
- [33] J.N.Bahcall, P.I.Krastev et A.Y.Smirnov, Phys.Rev. D58 (1998).
- [34] D.Seckel, T.Stanev et T.K.Gaisser, *Ap. J.* **382** (1991) 652.
- [35] V.S.Berezinsky, T.K.Gaisser, F.Halzen et T.Stanev, *Astropart. Phys.* **1** (1993).
V.S.Berezinsky et V.A.Kudryavtsev, *Sov. Astron. Lett.* **14** (1988).
- [36] [http ://www.diderotp7.jussieu.fr/2002/10-microquasar-dpresse.pdf](http://www.diderotp7.jussieu.fr/2002/10-microquasar-dpresse.pdf)
- [37] F.W.Stecker, C.Done, M.H.Salamon et P.Sommers, *Phys.Rev.Lett* **69** (1992) 2738.
- [38] R.J.Protheroe, astro-ph/9607165.
- [39] E.Costa et al, Nature, **387**, 878, 783, 1997.
- [40] T.Piran, Phys. Rept. **314**, 575-667, 1999.
- [41] E.Waxman et J.Bahcall, Phys. Rev. Lett. **78**, 2292, 1997.
- [42] A.Kouchner, *Possibilité d'observation, par le télescope ANTARES, de neutrinos de hautes énergies associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype*, Thèse de Doctorat, Université de Paris VII, Avril 2001.
- [43] R.Gandhi et al., Astropart.Phys. **5** (1996) 81.
- [44] T.K.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* Cambridge University Press, 1992.
- [45] J.D.Jackson *Classical Electrodynamics*, Wiley, 2nd ed. (1975).
- [46] Review of Particle Physics, The European Physical Journal, **C15**, (2000) 163-166.
- [47] I.A.Belolaptikov *et al.*, *Astropart.Phys.* **7** (1997) 263.
- [48] I.A.Belolaptikov *et al.*, *Astropart.Phys.* **12** (1999) 75.

- [49] L.B.Bezrukov *et al.*, *Proc. of the 2nd Workshop on the Dark Side of the Universe*, 221 (Rome, 1995) (astro-ph/9601161).
- [50] V.A.Balkanov *et al.*, *Physics of Atomic Nuclei* **62** (1999) 949.
- [51] M.Mori *et al.*, *Phys.Rev.* **D48** (1993) 5505.
- [52] M.M.Boliev *et al.*, *Nucl.Phys.* (Proc.Suppl.) **48** (1996) 83 ;
O.V.Suvorova hep-ph/9911415.
- [53] T.Montaruli *et al.*, *Proc. 25th ICRC* Durban-South Africa, Vol.7, 185 ;
M.Ambrosio *et al.* *Preprint* INFN/AE-99/12.
- [54] A.Okada for Super-Kamiokande Collaboration, 2000 astro-ph/0007003.
- [55] G.V.Domogatsky, astro-ph/0011313.
- [56] Collaboration AMANDA, astro-ph/0009242.
- [57] Collaboration AMANDA, astro-ph/0105460.
- [58] G.C.Hill for the AMANDA Collaboration, astro-ph/0106064.
- [59] J.Edsjö for the AMANDA Collaboration, astro-ph/0012285.
- [60] Collaboration AMANDA, *Limits to the muon flux from WIMP annihilation in the center of the Earth with the AMANDA Detector*, *Phys.Rev.* **D66** 032006 (2002)
- [61] Collaboration NESTOR, *NIM A* 479 (2002) 479
- [62] Collaboration Antarès, P.Amram *et al.*, *Nucl.Instr.and Methods in Phys. Research A* **484** (2002) 369.
- [63] A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos, proposal, Collaboration Antarès, Mai 1999, astro-ph/9907432.
- [64] S.Basa et H.Lafoux, Note interne Antarès, ANTARES-Opmo/1999-001
- [65] H.Lafoux, communication privée.
- [66] F.Desages, communication privée.
- [67] Technical Design Report d'Antarès, Juillet 2001
- [68] F.Cassol, Note interne Antarès, ANTARES-Slow/1999-01.
- [69] V.Bertin et al., Note interne Antarès, ANTARES-CAL/2000-07.
- [70] S.Navas, Note interne Antarès, ANTARES-Cali/1999-001
- [71] S.Navas, Note interne Antarès, ANTARES-Cali/2000-005
- [72] D.Lachartre, Note interne Antarès, ANTARES-Elec/1999-007.
- [73] Pour plus d'informations : J.Fopma, Note technique, 3 LCM 15 01/A.
- [74] P.Coyle, Note interne Antarès, ANTARES-Elec/2000-007.
- [75] Note technique interne Antarès, 3 SCM 18 01/A.
- [76] C.Olivetto, Note technique interne Antarès, 3 SCM 02 01/B.
- [77] V.Roca et al., Note technique interne Antarès, 3 INS 04 01 A
- [78] Chen et Millero, *J.Acoust.Soc.Am.*, Vol.62, No.5, 1129-1135, Nov1977.
- [79] O.Phillippe, "Système de positionnement acoustique base longue Antarès", GENISEA Ref.176.00.850 et Ref.176.00.851, 1999.
- [80] F.Cassol Brunner, Note interne Antarès, ANTARES-Slow/2000-001

- [81] L.Goil, *Etude de la bioluminescence à l'aide du démonstrateur Antarès*, Rapport de stage de maîtrise, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- [82] Vincendeau-Croci Marie-Anne, Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Avril 1998.
- [83] H.Lafoux, Note interne Antarès, ANTARES-Opmo/1999-002.
- [84] Collaboration Antarès, note interne Antarès, ANTARES-Site/2001-003.
- [85] N.Palanque-Delabrouille, note interne Antarès, ANTARES-Site/1999-003.
- [86] N.Palanque-Delabrouille, note interne Antarès, ANTARES-Site/2000-002.
- [87] N.Palanque-Delabrouille, note interne Antarès, ANTARES-Site/2001-002.
- [88] N.Palanque-Delabrouille, note interne Antarès, ANTARES-Site/1998-002.
- [89] N.Palanque-Delabrouille, note interne Antarès, ANTARES-Site/2000-003.
- [90] E.W.Kolb et M.S.turner, *The Early Universe*, Addison-Wesley, Redwood City, 1989.
- [91] R.Scherrer et M.S.Turner, Phys.ReV. **D33**, 1585 (1986)
- [92] H.P. Nilles, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, Phys. Rep. **110** (1984), 1-162.
- [93] H.E.Haber et G.L.Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75 ;
R.Barbieri, Nuovo Cimento **11** Numéro 4, (1988) 1.
- [94] Haag, Lopuszanski, Sohnius, Nucl. Phys. **B88** (1975) 257 ;
E.Witten, *Dinamical breaking of Supersymmetry*, Nucl. Phys. **B188** (1981) 513-554.
- [95] J.F.Gunion, H.E.Haber, G.Kane et S.Dawson *The Higgs Hunter's Guide*, 1990.
- [96] P.Taxil, Cours de l'école de GIF 1990, p104-120.
- [97] J.Wess et J.Bagger *Supersymmetry and Supergravity*, Princeton Press (1990).
P.Fayet et S.Ferrara, Phys.Reports **32** (1977) 249.
- [98] P.Fayet, Phys.Lett. **69B**, 489 (1977)
G.Farrar et P.Fayet, Phys.Lett. **76B**, 575 (1978).
- [99] J.Ellis, G.Ridolfi et F.Zwirner, Phys. Lett. **B 262** (1991) 59.
- [100] J.Ellis *et al.* Nucl. Phys. **B238** (1984) 453.
- [101] S.Wolfram Phys. Lett. **B82** (1979) 525.
- [102] M.Beck *et al.* (Heidelberg-Moscou Coll.) Phys. Lett. **B 336** (1994) 525.
- [103] M.W.Goodman et E.Witten, Phys. Rev. **D31**, 3059 (1986).
- [104] Voir par exemple L.Baudis *et al.*, astro-ph/0008339.
- [105] Voir par exemple R.Bernabei *et al.*, *Recent Results from the DAMA Particle Dark Matter Search*, Cosmology and Particle Physics, AIP Conf., Proc. Vol. 555 (2001), 189.
- [106] R.Bernabei *et al.*, Phys. Lett. B **480**, 23 (2000).
- [107] P. di Stefano *et al.*, Astropart. Phys. **14**, 329 (2001).
- [108] M. Bravin *et al.*, Astropart. Phys. **12**, 107-114 (1999).

- [109] R.Abusaidi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5699 (2000).
- [110] Collaboration EDELWEISS, *Improved Limits from the EDELWEISS WIMP searches*, astro-ph/0206271.
- [111] A.Bottino *et al.*, hep-ph/0111229.
- [112] D.G.Cerdeño *et al.*, hep-ph/0105180.
- [113] T.Nihei, hep-ph/0012122.
- [114] T.Nihei *et al.*, hep-ph/0102308.
- [115] K. Griest, Phys. Rev. **D38** (1988) 2357.
- [116] La documentation et le chargement du programme se fait à l'adresse suivante : <http://t8web.lanl.gov/people/jungman/neut-package.html>
- [117] J.Edsjö, PhD, Université d'Uppsala (1997).
- [118] J.Edsjö *et al.*, *DarkSusy : a numerical package for dark matter calculations in the MSSM*, astro-ph/0012234.
- [119] Emmanuel Nezri, Thèse de l'Université de la Méditerranée, en préparation.
- [120] Neutralino Working Group Report, Note interne Antarès, ANTARES-Phys/2001-016.
- [121] C.Carlogănu, Thèse de Doctorat, Université de la Méditerranée, Décembre 1999.
- [122] G.Jungman et M.Kamionkowski, *Phys. Rev. D* **51**, 328 (1995).
- [123] C.Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt et P.Zerwass, *Phys. Rev. D* **27**, 105 (1983).
- [124] F.Zach, thèse de Doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 1.
- [125] T.K.Gaisser, G.Steigman et S.Tilav, *Limits on cold dark matter candidates from deep underground detectors*, Phys. Rev. **D34**, 2206, 1986.
- [126] S.Ritz et D.Seckel, Nucl. Phys. **B304** (1988) 877.
- [127] M.Drees et M.M.Nojiri, *Phys. Rev. D* **47**, 376 (1993).
- [128] M.Carena *et al.*, Phys. Lett. **B355** (1995) 209.
- [129] A.Djouadi, J.Kalinowski et M.Spira, *hdecay*, hep-ph/9704448
- [130] A.Djouadi, *Susy Higgs Bosons Decays*, hep-ph/9703230
- [131] A.Djouadi, *Decays of the Higgs Bosons*, hep-ph/9712334
- [132] W.Press, B.Flannery, S.Teukolsky et W.Vetterling, Numerical Recipes in C., The art of scientific computing, Cambridge University Press, 1992.
- [133] J.Edsjö et P.Gondolo, *Neutralino Relic Density Including Coannihilations*, hep-ph/9704361.
- [134] Z.Bern, P.Gondolo et M.Perelstein, *Neutralino Annihilation into Two Photons*, hep-ph/9706538.
- [135] H.U.Bengtsson and T.Sjostrand, Computer Physics Commun, 46 (1987) 43.
- [136] J.Edsjö, PhD, Université d'Uppsala (1993).
- [137] S.Ferry, Y.Benhammou, D.Stubert et O.Suvorova, *Neutrino oscillation analysis with the Antares 10-strings detector and current software tools*, Note interne Antarès, ANTARES-Phys/2001-014.

- [138] D.J.L.Bailey, Note interne Antarès, ANTARES-Soft/2000-5.
- [139] D.J.L.Bailey, Note interne Antarès, ANTARES-Soft/2000-6.
- [140] J.Brunner, Note interne Antarès, ANTARES-Soft/1998-005.
- [141] G.Ingelman, A.Edin et J.Rathsman, *Lepto 6.5.1 : A Monte Carlo generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon scattering*, [http ://www3.tsl.uu.se/thep/lepto](http://www3.tsl.uu.se/thep/lepto).
- [142] P.Lipari et T.Stanev, Phys. Rev. D **44**, 3543, 1991.
- [143] F.Cassol, *RECO manual*, Note interne Antarès, ANTARES-Soft/1999-05.
- [144] C.Carlogânu, *Sensitivity of the ANTARES detector to atmospheric neutrino oscillations from the analysis of upgoing, contained muon neutrino events*, Note interne Antarès, ANTARES-Phys/2001-009.
- [145] P.Payre, *Simulation and analysis method for large neutrino telescope*, DESY, Zeuthen, Allemagne, 6-9 Juillet 1998, DESY-PROC-1999-01.
- [146] C.Carlogânu, *Faust, an up-going tracks filter*, Note interne Antarès, ANTARES-Soft/2000-009.
- [147] J.Brunner, *Updated tag list for the new ANTARES event format*, Note interne Antarès, ANTARES-Soft/1999-003.
- [148] A.Gould, *Resonant Enhancement In WIMP Capture by the Earth*, Astrophys. J. **321** (1987).
- [149] J.Edsjö et P.Gondolo, *WIMP Mass Determination with Neutrino Telescopes*, Phys. Lett. **B357** (1995) 595.
- [150] O. Suvorova, Conversation privée.
- [151] F.Hubaut, *Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet Antarès*, Thèse de Doctorat, Université de la Méditerranée, Avril 1999.
- [152] D.J.L.Bailey, *Calculation of effective muon ranges and application to overall effective areas*, Note interne Antarès, ANTARES-Phys/2001-07
- [153] V.Agrawal, T.K.Gaisser, P.Lipari et T.Stanev, *Atmospheric neutrino flux above 1 GeV*, Phys. Rev. **D53** :1314-1323, 1996.
- [154] S. Cartwright, Conversation privée.
- [155] L.Moscoso, *Geometrical surface area of the Antares detector*, Note interne Antarès, ANTARES-Soft/2002-013.
- [156] AMANDA Collaboration, *Limits to the muon flux from WIMP annihilation in the center of the Earth with the AMANDA Detector*, Phys.Rev. **D66** : 032006, 2002.
- [157] V.A.Balkanov *and al* (Baikal Collaboration), *The BAIKAL neutrino project : Status report*, Nucl.Phys.Proc.Suppl.91 :438-444,2000, astro-ph/0011313.
- [158] M.M.Boliev *and al.*, Nucl.Phys. (Proc.Suppl.) **48** (1996) 83 ;
O.V.Suvorova *Status and perspectives of indirect search for Dark Matter*, hep-ph/9911415.
- [159] T.Montaruli (MACRO Collaboration), *Neutrino Astronomy and indirect search for WIMPs*, Heidelberg 2000, Dark Matter in astro- and particle physics, 688-698.

- [160] A.Habig (Super-Kamiokande Collaboration), *An indirect Search for WIMPs with Super-Kamiokande*, 27th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2001), Hamburg, Germany, 7-15 Aug 2001, hep-ph/0106024.
- [161] V.Bertin *et al.*, *Neutrino Indirect Detection of Neutralino Dark Matter in the CMSSM*, hep-ph/0204135.
- [162] A.Oppelt, *Etude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos Antarès*, Thèse de Doctorat, Université de la Méditerranée, Avril 2001.