



HAL
open science

Détection indirecte de matière noire à l'aide du téléscope à neutrinos ANTARES

Guillaume Lambard

► **To cite this version:**

Guillaume Lambard. Détection indirecte de matière noire à l'aide du télescope à neutrinos ANTARES. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2008. Français. NNT: . tel-00801639

HAL Id: tel-00801639

<https://theses.hal.science/tel-00801639v1>

Submitted on 18 Mar 2013

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

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



UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163, Avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09



THÈSE DE DOCTORAT

CPPM-T-2008-06

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE

**Discipline : Physique Théorique et Mathématique, Physique des Particules
et Astroparticules**

présentée et soutenue publiquement

par

Guillaume LAMBARD

le 9 Décembre 2008

Titre :

**DÉTECTION INDIRECTE DE MATIÈRE NOIRE
À L'AIDE DU TÉLESCOPE À NEUTRINOS ANTARES**

Directeur de thèse :
Paschal Coyle

JURY :

Mr E. KAJFASZ Président
Mr M. TALBY Membre du jury
Mr J. ORLOFF Membre du jury
Mr P. COYLE Membre du jury
Mme C. DECLERQ Rapportrice
Mme S. LEES-ROSIER Rapportrice

Introduction

Sonder l'Univers et ces objets multiples, sonder l'Univers et les lois qui le régissent, mais encore sonder l'Univers à la recherche de l'invisible. Toutes ces actions peuvent paraître bien présomptueuses, ou même des plus obscures, pour celui ou celle qui décide un jour de se lancer dans cette aventure engendrant bon nombre de questionnements ou de réflexions, et même ne serait-ce qu'un instant. Ces questions qui, pour beaucoup, cherchent toujours une réponse, ce désir de toujours comprendre ce qui nous entoure et même nous régit, sont des sentiments qui depuis l'aube de la civilisation hantent les hommes, leurs font construire des expériences qui maintenant peuvent atteindre des proportions hors de l'échelle humaine, en terme de gigantisme, pour sonder l'infiniment grand comme l'infiniment petit.

Ces expériences actuelles qui sont le fruit des dernières avancées technologiques et intellectuelles de notre temps, et qui sont en passe de produire un prochain "boom" dans les communautés scientifiques. Des expériences particulistes comme le LHC (Large Hadron Collider) dont les premières collisions proton-proton sont attendues pour le courant de l'année 2009, et devraient atteindre une énergie au centre de masse de l'ordre de 14 TeV, ce qui étend encore le domaine énergétique déjà bien sondé par des accélérateurs, tels que le Tevatron ou le LEP (Large Electron Positron collider), afin d'évaluer la véracité du Modèle Standard ou de ces éventuelles extensions (Supersymétrie, Extra-dimensions, etc). Ou encore des expériences cosmologistes comme le satellite Planck (date de lancement prévue pour le premier semestre 2009), dont la précision devrait encore surpasser celle du satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, lancé le 30 Juin 2001), et qui à d'ores et déjà produit de formidables résultats sur les anisotropies du fond diffus cosmologique permettant d'obtenir des informations cruciales sur les proportions matérielles de l'Univers. Toutes ces expériences et bien d'autres utilisent des vecteurs physiques comme les (anti-)protons, les (anti-)électrons, ou encore les photons s'étendant du rayonnement γ aux ondes radios en passant par le visible. Mais d'autres expériences utilisent un messenger aux propriétés encore plus atypiques que les autres, et fait preuve d'un intéressement tout particulier pour une observation d'un nouveau genre, c'est le neutrino. Cette particule dont la masse presque nulle, la charge inexistante, et ses oscillations sur trois différentes saveurs, font d'elle une candidate toute particulière pour les observations d'objets très énergétiques (Supernovae, Noyaux Actifs de Galaxies (AGNs), etc) sur de très longues distances, ou encore de phénomènes liés à une physique au-delà du Modèle Standard. Une des expériences, utilisant ce dernier messenger, est située dans les profondeurs de la mer Méditerranée, et se nomme ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch). C'est au sein de cette expérience, et ceci afin d'extraire certaines limites sur les propriétés intrinsèques d'un élément invisible de l'Univers, la matière noire, que ce manuscrit de thèse va s'articuler.

Ainsi, la première partie de ce manuscrit sera accentuée dans un premier temps sur une description concise et précise de l'histoire de l'Univers, et des Modèles Standards (cosmologique et particulateur) qui sont à la base de la compréhension actuelle. Par progression logique, la suite du développement se prêterà à une description de modèles au-delà du Modèle Standard, notamment particulateur, comme la Supersymétrie et, naturellement le modèle faisant partie intégrante de cette thèse, le modèle UED (Universal Extra-Dimension), dit aussi plus généralement de Kaluza-Klein. Alors, une première vision de la nature potentielle de la matière noire sera entrevue. Ensuite, dans un second temps, les outils permettant de sonder les propriétés de la matière noire, et plus précisément les télescopes à neutrinos, seront présentés avec un soin tout particulier apporté pour ANTARES, qui fait l'objet d'expérience principale et indispensable à ce travail de thèse. Les principes de fonctionnement et les phénomènes physiques utilisés pour la détection des neutrinos, comme l'effet Čerenkov entre autres, seront entièrement détaillés.

La seconde partie sera beaucoup plus axée quant à elle sur les bruits de fond principaux inhérents à un télescope de ce type, comme les muons et neutrinos atmosphériques, favorisant l'écrantage d'un signal physique à base de neutrinos provenant d'une source étendue ou ponctuelle. L'origine de ce type de bruit de fond sera abordée, et sa quantification faite au travers d'une simulation Monte-Carlo interne à la collaboration ANTARES entièrement dédiée à ce type de calculs. Les nombreuses coupures de sélections sur les événements seront alors ensuite introduites dans le but d'extraire un signal potentiel provenant de l'objet astrophysique ayant le premier rôle dans ce manuscrit, le Soleil.

La troisième et dernière partie détaillera de manière complète la progression des particules de matière noire issus du modèle UED au sein du Soleil, conduisant à la production de neutrinos dans leurs trois saveurs. Pour cela, un second *package* de simulation Monte-Carlo, dédié à la matière noire, sera présenté, ceci afin de conduire aux nombres d'événements neutrinos détectables par ANTARES, et par la suite à l'extraction d'une nouvelle limite centrée sur le modèle UED pour en contraindre sa phénoménologie.

Enfin, deux annexes suivront ce développement pour parfaire ou aider à se remémorer les connaissances du lecteur en ce qui concerne les oscillations des neutrinos qu'elles se produisent dans la matière ou dans le vide, et concernant la technique de reconstruction des traces des muons issus des neutrinos entrant dans le milieu environnant le détecteur.

Ce manuscrit a été entièrement manœuvré et écrit dans l'optique d'avoir un développement logique, pédagogique, et même parfois historique, pour que l'ensemble des connaissances, utilisé pour aboutir au but final, soit directement accessible.

Première partie

L'Univers à la portée de l'observation neutrino

Chapitre 1

L'Univers et son côté obscur

Ce premier chapitre fera tout d'abord l'objet d'une description non-exhaustive des différentes phases majeures qu'a pu connaître l'Univers dans son ensemble en 1.1. Cette description est le point de départ d'une prise de conscience que ce dernier ne peut être étudié et compris qu'au travers de deux visions distinctes, et pourtant intriquées, que sont les développements cosmologiques et particulistes. Ces deux courants de pensée physique, qui seront ensuite décrits en détails en 1.2.1 et 1.2.2, possèdent tout deux un modèle dit standard du fait de leur grande capacité à prévoir la dynamique de systèmes macroscopiques ou microscopiques respectivement, et en conséquence de leur grande stabilité. Cependant, l'incapacité des modèles standards à expliquer certains faits comme l'intervalle énergétique important séparant l'échelle électro-faible de celle de Planck (connu sous le nom de problème de hiérarchie), ou encore la convergence des différents couplages de jauge attendus à haute énergie, a conduit aux développements de plusieurs modèles au-delà du modèle standard, notamment particulistes. Pour cela, certains modèles supersymétriques seront abordés en 1.3.2, ainsi que celui faisant l'objet de l'étude détaillée dans le chapitre 5, le modèle extra-dimensionnel de Kaluza-Klein. Ce dernier sera explicitée plus amplement avec une introduction brève et précise de sa phénoménologie en 1.3.3.1 et son intérêt majeur à pouvoir apporter naturellement un candidat viable comme particule compositante de la matière noire en 1.3.3.2, tout comme la Supersymétrie. Enfin, l'existence même d'une matière noire du type non-baryonique (différente des constituants de la matière ordinaire) au sein de l'Univers sera mise en évidence, en 1.4, à partir de différentes constatations observationnelles, comme entre autres les effets de lentille gravitationnelle ou encore les mesures d'abondance $\Omega_i h^2$ des constituants i de l'Univers à partir du rayonnement de fond cosmologique (CMB).

1.1 Une brève histoire de l'Univers

L'Univers, tel qu'il est observé aujourd'hui, a connu par le passé un grand nombre de transitions majeures qui, de part leur spécificité et leur intensité respective, ont permis de lui donner son aspect actuel. La détermination de ces transitions sont le fruit d'un long travail d'observation et d'analyse réalisé depuis que l'homme a commencé à poser un regard critique sur le ciel qui l'entourait. Ces observations, étendues au fur et à mesure vers des époques lointaines de l'Univers, ont permis d'extrapoler l'évolution à rebours de celui-ci, d'aujourd'hui à un temps très proche de sa *naissance*, appelé le temps de planck.

Sur cet intervalle en temps que cette section se propose de retracer brièvement l'histoire chaotique de l'Univers.

À l'heure où ces lignes sont écrites, les observations et modèles cosmologiques actuels s'accordent à décrire l'Univers jusqu'à une époque où il n'était âgé que de $t = 10^{-43}$ s. À ce temps t , dit de Planck, la gravitation est une interaction forte à une échelle d'énergie avoisinant la masse de Planck, $M_{\text{Pl}} = 10^{19}$ GeV. L'Univers est alors soumis au groupe de Grande Unification (GUT), dont la forme reste encore inconnue. Au-delà de ce temps, la Physique des Particules et le Relativité générale n'ont plus cours, et il devient impossible de connaître, ou simplement d'extrapoler, la nature physique de l'Univers. C'est donc à partir de cette époque à aujourd'hui, que l'Univers a évolué de la manière suivante :

– **Période Inflationnaire :**

D'après le modèle d'*inflation chaotique* d'Andrei Linde [153], c'est à partir de ce temps de Planck qu'une période d'expansion exponentielle de l'Univers commence. À ce stade, l'Univers possède une température $T \sim 10^{16}$ GeV, et peut être vu comme un état de vide quantique (avec une très haute densité d'énergie, et aucunes particules élémentaires) instable. Cet état de vide est le plus souvent associé, dans la théorie inflationnaire, à un champ scalaire dénommé l'*inflaton*. C'est ce champ qui est à l'origine de la large expansion qu'a connu l'Univers, qui permet d'expliquer l'état de platitude apparente de ce dernier, et qui aurait induit une brisure spontanée du groupe de Grande Unification en groupe de jauge du Modèle Standard, tel que $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$.

– **Baryogénèse :**

Cette période correspond à l'apparition de l'asymétrie entre matière et anti-matière. À ce moment précis, l'Univers possède une température $T \sim 10^2$ GeV, et une brisure spontanée du groupe de jauge du Modèle Standard s'opère, tel que $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C \rightarrow U(1)_Q \otimes SU(3)_C$ (voir en éq. 1.14). Cette dernière est souvent nommée *brisure spontanée de symétrie électro-faible* (EWSB), et est probablement à l'origine de la baryogénèse [154].

– **Période de stabilisation pour la matière noire (le *freeze-out*, voir en 1.3.4.1) :**

Comme cela sera également explicité par la suite, les particules candidates à la composition de la matière noire, telles que les neutralinos (Supersymétrie) ou les $B^{(1)}$ (Kaluza-Klein), connaissent une période où leur taux de production et d'annihilation se stabilise pour une densité relique, connue actuellement sous la forme de $\Omega_{\text{CDM}} h^2$, contrainte par le satellite WMAP [47] (Wilkinson Microwave Anisotropy probe). Ces particules, le plus souvent dénotées par les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), joueront plus tard un rôle dans la formation des grandes structures. À cette étape dans l'évolution de l'Univers, $T \in [\sim 10^1; \sim 10^3]$ GeV.

– **Transition de phase en QCD :**

Le modèle théorique décrivant l'interaction forte, appelé *Chromodynamique quantique* (QCD), connaît une transition de phase à une période où la température de

l'Univers avoisine $T \sim 0.3$ GeV. Cette transition est la conséquence du confinement des quarks et gluons en hadrons, tels que les protons ou les neutrons.

– **Nucléosynthèse :**

L'agitation thermique ($T \sim 100$ keV) est telle que les protons et les neutrons peuvent désormais fusionner pour former les premiers noyaux légers dans l'histoire de l'Univers (D, ^3He , ^4He , Li). Du fait de mesures de précision faites sur l'abondance des éléments légers, le modèle standard de la Nucléosynthèse dans la théorie du Big Bang (BBN) a été largement contraint et accepté par les observations [155].

– **Formation des structures :**

À $T \sim 1$ eV, les densités de matière et de radiation sont maintenant égales. Les conditions sont maintenant suffisantes pour que des premiers amas de matière ordinaire s'accrète au sein d'inhomogénéités formées par la matière noire. La formation des structures aux grandes échelles a commencé.

– **Découplage des photons, le CMB (Cosmic Microwave Background) :**

Les premiers noyaux d'hydrogène stable et neutre se forme à une température de l'ordre de $T \sim 0.4$ eV. Les protons se couplant aux électrons laissent échapper des photons qui se découplent ainsi de la matière, pour voyager librement au sein de l'Univers. Ce dernier devient alors transparent à la lumière pour former le fond de radiation cosmologique (CMB) dont le spectre a été étudié, il y a peu de temps, entre autres par COBE et WMAP [47]. Ce spectre apporte notamment des informations sur les différentes densités de matière baryonique, non-baryonique (la matière noire), sur la densité de rayonnement, et enfin sur la très actuelle et inconnue énergie noire.

– **Aujourd'hui :**

D'importants amas de galaxies se sont formés. Ces galaxies se composent à la fois d'un amas de matière noire exotique, d'étoiles (des naines blanches aux géantes rouges, en passant par des étoiles du même type que le Soleil), et de matière noire baryonique (gaz chauds, naines brunes, ...), dans un Univers à la température $T \sim 2.7$ K et à une époque de près de 13.7×10^9 d'années après sa naissance.

Maintenant, cette évolution de l'Univers a pu être déterminée à partir de nombreuses observations plus ou moins lointaines, comme cela a été vu précédemment, mais également en utilisant deux modèles principaux indispensables à la compréhension. Ce sont les modèles standards cosmologiques et particulistes. Ces deux derniers sont décrits dans la section suivante.

1.2 Le Modèle Standard Cosmologique et Particuliste

1.2.1 le Modèle Standard cosmologique

En presque un siècle, depuis la naissance de la théorie relativiste de la gravitation en 1915, le modèle cosmologique fondé sur le scénario du *BigBang*, décrivant l'Univers en

expansion, n'a cessé d'évoluer. À l'heure actuelle, le Modèle Standard a atteint un tel état de sophistication qu'il permet d'expliquer de manière satisfaisante l'histoire thermique de l'Univers, l'abondance des éléments, les radiations du fond cosmologique, les structures à grande échelle et autres problèmes de l'Univers. Cependant, la compréhension de l'Univers dans sa globalité reste partielle. C'est pourquoi, il est nécessaire d'utiliser les dernières innovations en matière de *nouvelle physique* pour étendre ce savoir.

Le Modèle Standard est fondé sur deux principaux piliers que sont les équations d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de courbure de Ricci, R sa trace, $T_{\mu\nu}$ est le tenseur d'énergie-impulsion et Λ la constante cosmologique, et la métrique de Robertson-Walker :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (1.2)$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle, et k le coefficient de courbure spatiale pouvant prendre les valeurs $k = -1, 0, +1$. Cette métrique, développée dans le cadre d'un Univers supposé homogène et isotrope, permet de simplifier au mieux l'analyse mathématique des équations d'Einstein. Ces hypothèses ont d'ailleurs été confirmées par un bon nombre d'observations comme par exemple celles du CMB. Mais ce problème peut être d'avantage simplifier en posant $k = 0$, ce qui réduit la partie spatiale de l'éq. 1.2 à une simple métrique Euclidienne, c'est-à-dire décrivant la dynamique d'un espace plat. Les équations d'Einstein, résolues avec cette métrique, permettent alors d'aboutir à l'équation de dépendance en temps du facteur d'échelle $a(t)$, l'équation de Friedmann :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right) + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_{tot}, \quad (1.3)$$

où ρ_{tot} est la densité d'énergie moyenne totale de l'Univers, et G_N est la constante de gravitation Newtonienne. La densité ρ_{tot} est composée à la fois de la densité de matière, de rayonnement et de l'énergie du vide décrite par la constante cosmologique :

$$\rho_{tot} = \rho_m + \rho_{\text{ray}} + \rho_\Lambda. \quad (1.4)$$

Ceci amène à introduire le paramètre de Hubble donné par :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}, \quad (1.5)$$

qui gouverne l'expansion locale décrite par la loi de Hubble, $v = Hd$, où v est la vitesse d'expansion, et d est la distance physique. Généralement, la valeur actuelle du paramètre de Hubble H_0 est exprimée comme :

$$H_0 = h.100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}, \quad (1.6)$$

où $h = 0,73 \pm 0,03$ d'après de récentes observations (Voir en [152]). À partir de l'éq. 1.3, il vient que l'Univers doit être plat ($k = 0$) lorsque sa densité d'énergie est égale à une certaine densité critique ρ_c donnée par :

$\rho < \rho_c$	$\Omega < 1$	$k = -1$	ouvert
$\rho = \rho_c$	$\Omega = 1$	$k = 0$	plat
$\rho > \rho_c$	$\Omega > 1$	$k = 1$	fermé

TAB. 1.1: Courbure de l'Univers exprimée en fonction de la densité critique ρ_c , de l'abondance globale Ω , et du coefficient de courbure qui en découle k .

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G_N}. \quad (1.7)$$

L'équation de Friedmann peut alors s'exprimer de manière équivalente par :

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \frac{\rho_{tot}}{\left(\frac{3H^2}{8\pi G_N}\right)} - 1 \equiv \Omega - 1, \quad (1.8)$$

Ω donnant le densité totale relative. En conséquence, l'abondance d'une substance dans l'Univers, en unité de ρ_c , est définie par Ω_i pour une espèce i , de densité ρ_i , comme :

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}. \quad (1.9)$$

Donc,

$$\Omega = \sum_i \Omega_i. \quad (1.10)$$

La courbure de l'Univers est donc déterminée par les valeurs de Ω qui sera plus élevée, plus petite ou égale à 1 (Voir le tab. 1.1).

Maintenant, pour permettre d'en savoir plus sur la genèse de l'Univers et sur son fonctionnement au travers de l'étude des astroparticules, il est nécessaire d'introduire le modèle standard de la physique des particules, ci-après.

1.2.2 Le Modèle Standard en Physique des Particules

Dans le Modèle Standard particuliste, les constituants fondamentaux de la matière correspondent aux fermions : les *quarks*, et les *leptons*, soumis à la force forte et électrofaible dont les médiateurs sont des particules de spin entier : les *bosons*. L'interaction forte se propage par l'intermédiaire de gluons G_a et l'interaction électrofaible par les W^\pm , Z_0 , γ et le boson de Higgs scalaire H^0 . Les leptons et les quarks d'hélicité gauche sont arrangés en trois familles de doublets $SU(2)_L$ (l'équivalent existant pour l'hélicité droite) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1.11)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1.12)$$

Chaque génération contient deux saveurs de quarks avec un *Nombre Baryonique* $B = \frac{1}{3}$ et un *Nombre Leptonique* $L = 0$, et deux leptons avec $B = 0$ et $L = 1$. Chaque particules

précitées ont également leurs antiparticules avec la même masse et des nombres quantiques opposés.

Les quarks d , s , b , sont des *états propres faibles* reliés à leur état propre de masse d' , s' , b' , par la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \hat{V}_{CKM} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

Les symétries de jauge jouent un rôle fondamental en physique des particules. C'est en fait en terme de symétrie, et en utilisant le formalisme de théorie des jagues, que les interactions fortes et électrofaibles peuvent être exprimées. Le Modèle Standard est basé sur le produit tensoriel $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui mène à la brisure spontanée de symétrie :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_Q, \quad (1.14)$$

où Y est l'hypercharge faible, et Q la charge électrique, $SU(3)_C$ est le groupe de symétrie permettant de décrire l'interaction forte, et connu sous le nom de ChromoDynamique Quantique (QCD). Cette brisure spontanée de symétrie est la cause de l'apparition des bosons de jauge massifs W^\pm , Z_0 ainsi que d'un champ scalaire de Higgs massif.

Bien que le Modèle Standard permet d'obtenir des résultats spectaculaires sur une large gamme d'énergie, il ne permet pas d'expliquer la totalité des énigmes surtout lorsque vers la gamme des très hautes énergies (proche de la naissance de l'Univers), où la force de gravitation ne devient plus négligeable du point de vue microscopique. C'est pourquoi il est utile de développer des modèles pour aller au-delà du Modèle Standard, pour tenter, entre autres, de découvrir des solutions au mécanisme d'oscillation des neutrinos (expliqué par le fait que les neutrinos possèdent une masse contrairement à ce que prévoit le modèle standard), ou par exemple, pour rester dans le cadre de la thématique générale, de permettre de découvrir la nature profonde de la matière noire.

Parmi les nombreuses tentatives pour aller au-delà du Modèle Standard, deux sont récurrentes, la supersymétrie et le modèle multi-dimensionnel de l'espace-temps. Dans la section suivante, ces deux types de modèle sont développés pour améliorer au mieux la compréhension concernant la matière noire (non-baryonique).

1.3 Au-delà du Modèle Standard

1.3.1 La Supersymétrie

La théorie de la supersymétrie s'applique à créer une parfaite symétrie entre les fermions et les bosons, c'est-à-dire une unification entre les composants de la matière et leurs interactions. L'intérêt qui est désormais portée à cette théorie provient du fait qu'elle permet d'entrevoir la solution à certains problèmes comme, par exemple, le problème de hiérarchie. En effet, il existe une très grande différence entre l'échelle d'énergie électrofaible et celle de Planck. Ce fait étant apparu avec les corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs. La solution à ce type de problème, ou à d'autres, est d'inclure dans

le panel des particules existantes, déjà nombreuses, leurs *superpartenaires* possédant une masse identique et un spin qui diffère de un demi. D'un point de vue mathématique, l'algèbre de la supersymétrie, issu des groupes de Lie, garanti l'existence de superpartenaire pour chaque particule du modèle standard avec les propriétés précitées. Un autre point important, qui légitimise l'intérêt porté à la supersymétrie, est la convergence des constantes de couplage de jauge pour une échelle $M_U \sim 2 \times 10^{16}$ GeV (voir la fig. 1.1 issue de [11]).

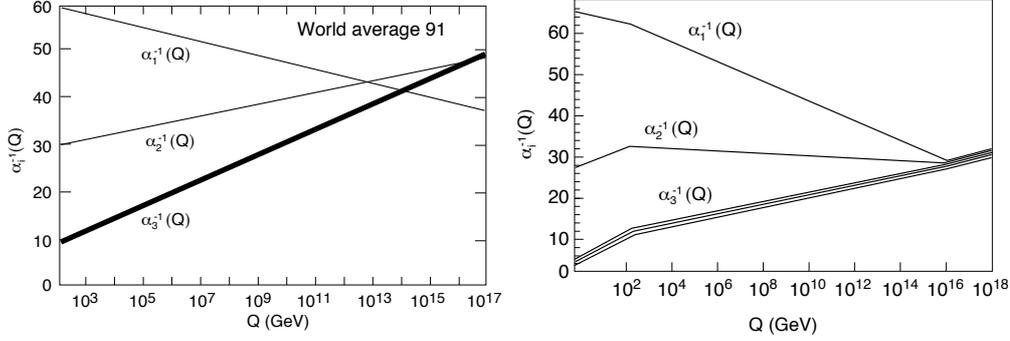


FIG. 1.1: À gauche : Les mesures des constantes de couplage au LEP permettent de s'apercevoir qu'elles ne convergent pas pour de hautes valeurs énergétiques avec une simple utilisation du Modèle Standard. À droite : Avec la supersymétrie, celles-ci convergent naturellement.

La seule zone d'ombre se glissant derrière la supersymétrie serait l'accumulation d'un grand nombre de paramètres libres. C'est pourquoi, il a été développé une extension supersymétrique *minimale* du Modèle Standard, appelée *MSSM* (Minimal Supersymmetric Standard Model), qui minimise le nombre de champs nécessaires à l'apparition de tous les champs du Modèle Standard. Le bestiaire des superparticules est alors développé de la manière suivante :

- À chaque champ de jauge (gluons, W^\pm et bosons B) sont associés des superpartenaires du type fermionique appelés *gauginos* (*gluinos* \tilde{g} , *winos* \tilde{W}^i et *binos* \tilde{B}).
- Des superpartenaires bosoniques sont également associés aux fermions appelés *squarks* et *sleptons*.
- Dans le secteur des bosons de Higgs, il s'est avéré que l'utilisation d'un seul doublet de bosons de Higgs n'était pas suffisant pour donner une masse aux quarks u, d et leurs superpartenaires. C'est pourquoi, un nouveau champ de Higgs a été introduit (aboutissant à deux doublets de Higgs, soit cinq états physiques du Higgs). Pour finir, à chaque boson de Higgs est associé sa superparticule, les *Higgsinos* de spin $\frac{1}{2}$.

Dans le tableau ci-après (tab. 1.2), un récapitulatif des particules du Modèle Standard, associées à leurs superparticules, est présenté.

Particules et Champs du Modèle Standard		Partenaires Supersymétriques			
Symbole	Nom	états propres d'interaction		états propres de masse	
		Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	W -boson	\tilde{W}^\pm	wino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	chargino
H^-	Higgs boson	\tilde{H}_1^-	higgsino		
H^+	Higgs boson	\tilde{H}_2^+	higgsino		
B	B -field	\tilde{B}	bino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralino
W^3	W^3 -field	\tilde{W}^3	wino		
H_1^0	Higgs boson	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	Higgs boson	\tilde{H}_2^0	higgsino		
H_3^0	Higgs boson				

TAB. 1.2: Récapitulatif des particules du Modèle Standard avec leur superpartenaire associé.

Pour terminer cette présentation du modèle MSSM, la R -parité est introduite. Cette quantité a son importance pour la compréhension de l'abondance de la matière noire non-baryonique, et est définie comme suit :

$$R = (-1)^{3B+L+2S}, \quad (1.15)$$

avec B , L , et S , le nombre baryonique, leptonique, et de spin de la particule respectivement. En effet, toutes les particules du Modèle Standard ont une R -parité $R = 1$ et leurs superpartenaires, $R = -1$. La R -parité étant un nombre quantique multiplicatif, les particules ne peuvent se désintégrer qu'en un nombre impair de particules avec un nombre quelconque de particules conformément au principe de conservation de la R -parité. En conséquence, les particules les plus légères, dites LSPs (Lightest Supersymmetric Particles), doivent être stables et ne se désintègrent que par un procédé d'auto-annihilation par paire. Les LSPs sont donc des candidates de matière noire potentielles et sont représentées par quatre états propres de masse fermionique de Majorana, les *Neutralinos* $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ et $\tilde{\chi}_4^0$. Ces états propres sont classés du plus léger au plus lourd, d'indice 1 à 4 respectivement, et sont formés à partir du mélange des états propres d'interaction \tilde{B} , \tilde{W}_3 , \tilde{H}_1^0 , et \tilde{H}_2^0 grâce à la matrice $\mathcal{M}_N \equiv N_{ij}$ suivante :

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \sin \beta \sin \theta_w \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \cos \beta \cos \theta_w & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

où M_1 et M_2 sont les paramètres de masse des binos et winos respectivement, θ_w est l'angle de mélange, $\tan \beta$ est le rapport des valeurs des deux champs de Higgs H_2^0 sur H_1^0

dans le vide, et μ est le paramètre de masse du Higgsino. Par abus de langage, l'état $\tilde{\chi}_1^0$ est appelé le neutralino, soit $\chi \equiv \tilde{\chi}_1^0$. Celui-ci apparaît alors comme une combinaison linéaire des états $\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ de la manière suivante :

$$\chi = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0. \quad (1.17)$$

L'état propre de masse du neutralino est très dépendant de la paramétrisation utilisée dans le cadre de la MSSM, c'est pourquoi, dans la section qui va suivre, quelques modèles de supersymétrie (les plus répandus) sont abordés.

1.3.2 Description de quelques modèles supersymétriques

Même si l'utilisation de la MSSM simplifie au mieux l'utilisation de la supersymétrie, le nombre de paramètres libres reste conséquent (supérieur à 100). Certaines hypothèses sont alors convenues pour réduire ce dernier à quelques paramètres. Une série de modèles possibles sont alors obtenus directement, tous dépendants des hypothèses utilisées.

Tout d'abord, en quoi consiste le modèle *mSUGRA* ? Le modèle mSUGRA est basé sur un ensemble de considérations théoriques (voir en [156]) par lesquelles les paramètres obéissent à un ensemble de conditions limites à l'échelle de la Grande Unification dont voici les détails :

- Unification des couplages de jauge :

$$\alpha_1(M_U) = \alpha_2(M_U) = \alpha_3(M_U) \equiv \alpha_U, \quad (1.18)$$

avec, $\alpha_i = g_i^2/4\pi$.

- Unification des états propres de masse des gauginos :

$$M_1(M_U) = M_2(M_U) = M_3(M_U) \equiv m_{1/2}. \quad (1.19)$$

- Unification des masses des scalaires :

$$\begin{aligned} M_{\tilde{u}_R}(M_U) &= M_{\tilde{d}_R}(M_U) = M_{\tilde{t}_R}(M_U) \\ &= M_{H_u}(M_U) = M_{H_d}(M_U) \equiv m_0 \end{aligned} \quad (1.20)$$

- Couplage des termes de masse trilineaires

$$A_u(M_U) = A_d(M_U) = A_t(M_U) \equiv A_0. \quad (1.21)$$

Finalement, avec une minimisation du potentiel de Higgs, cela abouti à l'utilisation de seulement cinq paramètres libres qui sont :

$$\tan \beta, m_{1/2}, m_0, A_0, \text{sign}(\mu). \quad (1.22)$$

Ces paramètres peuvent être contraints par les observations, dont celle du satellite WMAP, qui en mesurant les fluctuations de température du fond cosmologique permet

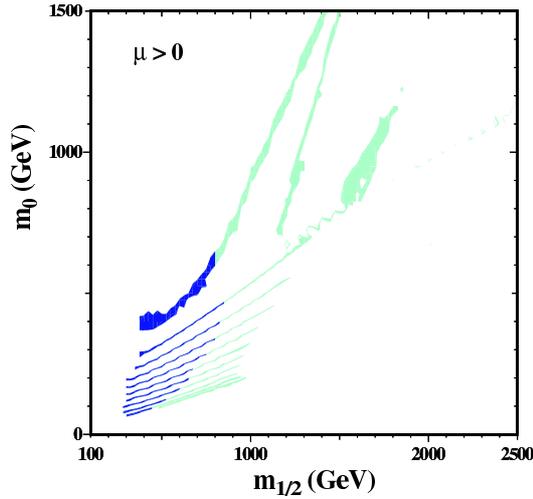


FIG. 1.2: Régions du plan $(m_{1/2}, m_0)$ dans $mSUGRA$ qui sont compatibles avec les observations $0.094 < \Omega_\gamma h^2 < 0.129$ pour $\mu > 0$ et $\tan \beta = 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55$. Les parties plus foncées sont celles compatibles avec l'anomalie du moment magnétique du muon $g_\mu - 2$ notamment.

d'aboutir à la densité relique de matière noire (voir en [157]), mais également par les dernières données des accélérateurs, comme cela apparaît en fig. 1.2.

Ensuite, contrairement à $mSUGRA$ qui s'appuie sur des considérations théoriques, il existe des modèles qui se focalisent plus sur l'aspect phénoménologique de la supersymétrie comme le modèle *MSSM phénoménologique*, ou *pMSSM*. Ce modèle est très adaptable car il peut être décrit par des dizaines ou seulement quelques paramètres. Un exemple de ce modèle peut être utilisé par l'intermédiaire du programme Monte-Carlo *DarkSusy* [22], avec les sept paramètres libres suivants :

$$\mu, M_2, \tan \beta, M_A, m_0, A_b, \text{ et } A_t, \quad (1.23)$$

où M_A est la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire, m_0 la masse des scalaires, et $A_{b,t}$ les couplages trilineaires similairement à $mSUGRA$. Par contre, contrairement à $mSUGRA$, les conditions limites des paramètres sont choisies à l'échelle électrofaible.

En dernier lieu, Le modèle *AMSB (Anomaly mediated SUSY Breaking)* peut être défini. Ce dernier, issu de la phénoménologie d'un Univers pluri-dimensionnel, permet d'exprimer les paramètres à basse énergie telle que les couplages de jauge et de Yukawa. Il possède entre autre la particularité de relier toutes masses de gauginos à la masse du gravitino (partenaire supersymétrique du graviton) par $M_i \sim m_{\frac{3}{2}} \frac{c_i}{4\pi}$, contrairement à $mSUGRA$, où $M_i \sim m_{\frac{1}{2}}$. Le seul problème survenant avec *AMSB* est que les sleptons sont affectés d'une masse au carré imaginaire, et donc deviennent des particules tachyoniques. Pour résoudre ce problème, une masse d'un scalaire m_0^2 est ajoutée à $m_{slepton}^2$ pour aboutir à une quantité réelle. Ce modèle, appelé *mAMSB*, permet de n'utiliser que quatre paramètres libres qui sont (voir en [158]) :

$$m_0, m_{\frac{3}{2}}, \tan \beta, \text{sgn } \mu = \pm, \quad (1.24)$$

où $m_{\frac{3}{2}}$ est la masse du gravitino de spin $\frac{3}{2}$.

Il existe d'avantage de modèles supersymétriques, mais ceux-ci n'étant pas la principale source de raisonnement pour l'étude qui va suivre, la phénoménologie de la Supersymétrie s'arrête ici, pour s'attarder d'avantage dans le prochain paragraphe sur le modèle de Kaluza-Klein à la base de toute cette étude (pour de plus amples renseignements concernant SUSY, les références [3], et [59] sont proposées).

1.3.3 Le modèle de Kaluza-Klein

1.3.3.1 Généralités sur le modèle de Kaluza-Klein

C'est en 1921 que l'idée d'une dimension supplémentaire est apparue pour la première fois sous la plume de Kaluza pour tenter d'unifier la gravitation et la force électromagnétique. Il identifiait alors les termes supplémentaires du tenseur métrique, dans les équations d'Einstein (voir en éq. 1.1), aux champs de jagues usuels. Depuis cette idée d'utiliser la géométrie de l'espace-temps pour entrevoir une unification des forces de l'Univers a évoluée pour prendre en compte la force faible et la force forte. Dans ce qui va suivre, l'attention se focalise sur la forme actuelle du modèle de Kaluza-Klein, et en quoi celui-ci peut-être, au même titre que la Supersymétrie, un atout majeur pour tenter d'expliquer la nature de la matière noire.

Tout d'abord, dans la totalité des modèles extra-dimensionnels, notre espace-temps à $3 + 1$ dimensions devient une structure, appelée *brane*, qui évolue dans un espace-temps à $3 + \delta + 1$ dimensions appelé le *bulk*. Plusieurs scénarios de compactification des dimensions supplémentaires sont possibles, mais deux restent très usités. Le scénario ADD [160] (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali) qui compactifie les extra-dimensions sur des cercles, ou toutes formes topologiquement équivalentes, de même rayon de courbure R . Et de manière totalement contrastée, le modèle RS [161] (Randall, Sundrum) qui privilégie des extra-dimensions à larges rayons de courbure (dites *déformées*). De manière générale, dans toutes théories extra-dimensionnelles, tous les champs se propageant dans le bulk possèdent un moment quantifié inversement proportionnel au carré du rayon de courbure, $p^2 \sim \frac{1}{R^2}$. Chaque champ du bulk vont alors se décomposer en un ensemble de modes de Fourier, appelés *états de Kaluza-Klein* (KK), qui apparaissent dans notre espace-temps à quatre dimensions comme une série (ou *tour*) d'états de masse $m_n \propto \frac{n}{R}$, où n représente l'indice modal.

Dans la majorité des scénarios, la plupart des champs sont confinés sur les branes hormis la gravité qui se propage dans le bulk afin d'expliquer sa faible intensité. Cependant, dans le cadre de cette thèse, un scénario extra-dimensionnel généralisé est choisi, où l'hypothèse est posée que les extra-dimensions sont assez compactes pour permettre la propagation de tous les champs dans le bulk. Ce scénario possède une description phénoménologique au travers du modèle *UED* (Universal Extra-Dimensions). La spécificité de ce modèle est d'utiliser à la fois les scénarios ADD et RS pour ce qui est de la compactification des extra-dimensions. De ce fait, celles-ci sont toujours appréhendées par la quantité R , et au travers de leur forme étirée. La grande importance de ce scénario est

qu'il permet d'entrevoir une solution au problème de hiérarchie en diminuant l'énergie à laquelle se situe l'échelle de Planck, et de produire des particules aux propriétés suffisamment intéressantes pour être des candidates viables à la matière noire. C'est ce qui est développé dans la section suivante, avant de s'étendre sur l'évidence de l'existence d'une matière noire non-baryonique, et sur la possibilité de détection des produits d'annihilation de celle-ci par l'intermédiaire d'un télescope à neutrino.

1.3.3.2 Particules issues du scénario UED comme candidats pour la matière noire

Comme cela a déjà été spécifié précédemment, le modèle UED se construit sur les bases du Modèle Standard existant dans un espace-temps de $4 + \delta$ dimensions au total. Tous les champs du Modèle Standard sont considérés pouvoir se propager au sein des δ dimensions supplémentaires de rayons de compactification R . Dans le cadre de ce travail, un nombre de dimensions supplémentaires $\delta = 1$ est choisit. Les ordres supérieurs ($\delta > 1$) ayant été étudiés en [3], il est tout à fait possible de rendre compte de résultats relatifs à chacun de ces cas particuliers pour d'autres études conjointes. Ainsi, pour le cas où $\delta = 1$, la compactification de la dimension supplémentaire doit suivre un *orbifold* du type S_1/Z_2 pour permettre aux fermions de posséder une chiralité non nulle dans l'espace à quatre dimensions. Un orbifold se définit topologiquement comme une extension des variétés (*manifold*) lisses possédant des singularités. Ce sont ces singularités qui permettent de réduire le nombre de degré de liberté pour les particules fermioniques, au niveau zéro des tours de Kaluza-Klein, et donc de représenter convenablement les champs du Modèle Standard lors d'une projection sur les quatre dimensions usuelles.

Suite à cela et similairement à la Supersymétrie, la conservation d'un nombre comme la R -parité (voir en éq. 1.15) qui permet de déduire la viabilité des LSPs en terme de candidats à la matière noire, la KK -parité est introduite. Outre le fait que l'amplitude du niveau de Kaluza-Klein d'une particule est une mesure directe de son moment p dans l'espace extra-dimensionnel, puisque $p^2 \sim \frac{n^2}{R^2}$, la KK -parité définie comme :

$$P = (-1)^n, \quad (1.25)$$

où n dénote le $n^{\text{ième}}$ niveau de Kaluza-Klein, peut être supposée comme conservée, en vertu du fait que les moments extra-dimensionnels se conservent. C'est ainsi au travers de cette hypothèse, lourde de conséquence d'un point de vue phénoménologique, qu'un éventuel candidat comme particule de matière noire va pouvoir être extraî.

Mais avant d'aboutir directement à la particule d'intérêt pour cette étude, il est nécessaire de réaliser une revue succincte des modes de Kaluza-Klein existant dans le cadre du scénario UED à cinq dimensions. Comme cela a déjà été décrit précédemment, tous les champs du Modèle Standard apparaissent dans l'espace à cinq dimensions comme des tours de Kaluza-Klein dont les états de masses se définissent de la manière suivante :

$$m_{X^{(n)}}^2 = \frac{n^2}{R^2} + m_{X^{(0)}}^2, \quad (1.26)$$

où $X^{(n)}$ est la $n^{\text{ième}}$ excitation de Kaluza-Klein du champ X du Modèle Standard, $R \sim \text{TeV}^{-1}$ est toujours le rayon de compactification de l'extra-dimension, et $X^{(0)}$ est le mode zéro de Kaluza-Klein, dénotant la particule du Modèle Standard elle-même. À partir de

là, si les effets des corrections radiatives et des termes de bords ne sont pas considérés, le spectre des états de masse de Kaluza-Klein peut être totalement dégénéré à chaque niveau n , dans le cadre où R^{-1} est largement plus élevé que la plupart des états de masse des champs du Modèle Standard au niveau zéro. Cependant, considérant ces effets radiatifs et de bords liés au modèle UED, ce spectre peut être modifié.

C'est en se basant sur les calculs réalisés en [162], que les contributions aux différents états de masse $m_{X^{(n)}}^2$ sont considérés pour une correction radiative d'ordre un :

$$\begin{aligned}
\delta(m_{B^{(n)}}^2) &= \frac{g'^2}{16\pi^2 R^2} \left(\frac{-39}{2} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} - \frac{n^2}{3} \ln \Lambda R \right) \\
\delta(m_{W^{(n)}}^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2 R^2} \left(\frac{-5}{2} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} + 15n^2 \ln \Lambda R \right) \\
\delta(m_{g^{(n)}}^2) &= \frac{g_3^2}{16\pi^2 R^2} \left(\frac{-3}{2} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} + 23n^2 \ln \Lambda R \right) \\
\delta(m_{Q^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \left(6g_3^2 + \frac{27}{8}g^2 + \frac{1}{8}g'^2 \right) \ln \Lambda R \\
\delta(m_{U^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} (6g_3^2 + 2g'^2) \ln \Lambda R \\
\delta(m_{d^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \left(6g_3^2 + \frac{1}{2}g'^2 \right) \ln \Lambda R \\
\delta(m_{L^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \left(\frac{27}{8}g^2 + \frac{9}{8}g'^2 \right) \ln \Lambda R \\
\delta(m_{e^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \frac{9}{2}g'^2 \ln \Lambda R, \tag{1.27}
\end{aligned}$$

avec $\zeta(3) \simeq 1.2020\dots$ est la troisième fonction zéta, Λ est une coupure d'échelle appliquée à la théorie, et qui est définie comme l'échelle à laquelle la théorie effective à cinq dimensions est brisée, c'est-à-dire où les couplages à cinq dimensions deviennent fort, et où la théorie n'est plus perturbative. Ce dernier influt entièrement sur la théorie, et est donc pris comme un paramètre à part entière du modèle UED.

Suite aux expressions présentes en éq. 1.27, il vient que les KK -scalaires, ou les champs de spin 1 (comme les bosons), subissent une correction telle que le terme n^2/R^2 en éq. 1.26 devient : $n^2/R^2 + \delta(m^2)$, et pour les KK -fermions : $(n/R + \delta(m))^2$. Les conséquences de cette correction radiative du premier ordre, sur le spectre de masse des états de Kaluza-Klein de niveau 1, sont présentées en fig. 1.3 [163], où l'échelle de coupure a été placée à $\Lambda = 20 R^{-1}$. Ce dernier choix mène à une correction de l'ordre de 20% sur les KK -quarks et KK -gluons, et de l'ordre de quelques pourcents ou moins sur les états du premier niveau restants.

Ce spectre permet alors de constater que le premier niveau de Kaluza-Klein le plus léger, et potentiellement le plus stable, n'est autre que l'excitation du photon, notée γ_1 . Tout comme le photon du Modèle Standard est un mélange entre les bosons $B^{(0)}$ et $W^{3(0)}$, cet état γ_1 est un mélange entre les états $B^{(n)}$ et $W^{3(n)}$, selon la matrice [162] :

$$\left(\begin{array}{cc} \frac{n^2}{R^2} + \delta m_{B^{(n)}}^2 + \frac{1}{4}g'^2 v^2 & \frac{1}{4}g' g v^2 \\ \frac{1}{4}g' g v^2 & \frac{n^2}{R^2} + \delta m_{W^{3(n)}}^2 + \frac{1}{4}g^2 v^2 \end{array} \right), \tag{1.28}$$

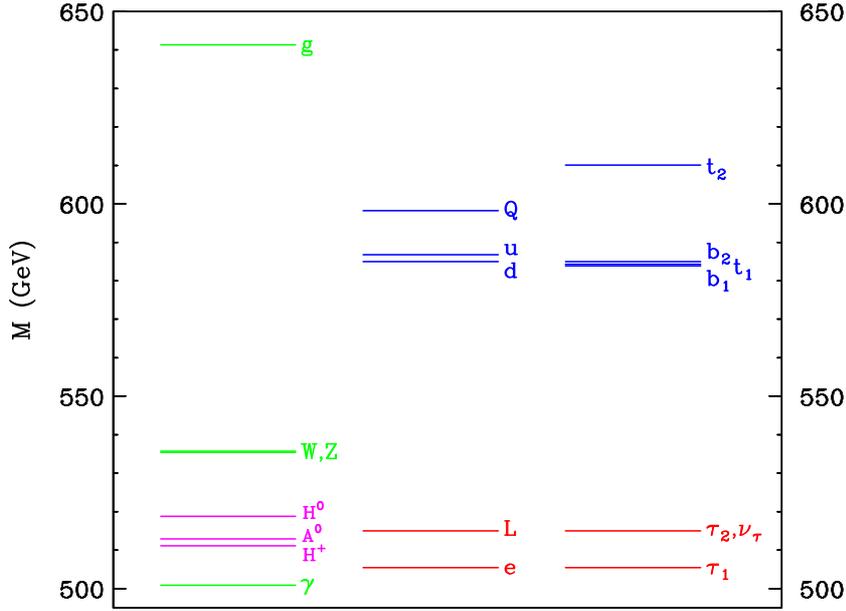


FIG. 1.3: Spectre de masse des états de Kaluza-Klein du premier niveau, en considérant une correction radiative du premier ordre et les termes de bords. Un rayon de compactification $R^{-1} = 500 \text{ GeV}$, une masse du Higgs $m_h = 120 \text{ GeV}$, et une échelle de coupure à $\Lambda = 20 R^{-1}$, ont été utilisés.

où $v \simeq 174 \text{ GeV}$ est le potentiel du Higgs dans le vide, et g' , g sont les couplages respectifs aux champs $B^{(n)}$ et $W^{3(n)}$. Cependant, dans le cas des premiers niveaux de Kaluza-Klein, les termes diagonaux de la matrice de mélange, en éq. 1.28, présentent des amplitudes largement plus importantes que les termes non-diagonaux. Ainsi, le mélange entre les états $B^{(n)}$ et $W^{3(n)}$ s'avère faible, et l'état propre de masse du KK -photon est généralement assimilé à celui de l'état $B^{(1)}$.

Donc en conclusion de cette description phénoménologique et théorique du modèle UED, ce scénario présente un candidat viable de matière noire stable, assimilé au premier niveau de Kaluza-Klein du boson d'hypercharge $B^{(1)}$. Celui-ci est la conséquence du choix d'utiliser un modèle UED à cinq dimensions avec pour paramètres le rayon de compactification R , l'échelle de coupure Λ , et enfin la masse du Higgs m_h . Dorénavant, c'est donc cet état de Kaluza-Klein $B^{(1)}$ qui sera assimilé, dans la suite du développement, au candidat viable de matière noire, soit la LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle). Cette LKP possèdera alors un ensemble de définition pour son état de masse M_{LKP} , ou $m_{B^{(1)}}$, dépendant des considérations paramétriques précédentes. Cet état de masse induit par conséquent une densité relique, notée $\Omega_{LKP} h^2$, qu'il est nécessaire d'estimer afin de la comparer aux prédictions de WMAP. C'est ce qui sera le vecteur de la sous-section qui suit.

1.3.4 Densité relique des LKPs

Le calcul d'une densité relique $\Omega_{CDM} h^2$, pour une espèce donnée de matière noire, peut généralement se réaliser de manière indépendante du modèle choisi (supersymétrique ou

non). Ceci n'est vrai que dans le cas où les processus de coannihilation des LKPs, ou LSPs (Lightest Supersymmetric Particles) pour la supersymétrie, avec les états de masse de niveau supérieur sont négligés. Dans le cas opposé, la densité relique est largement dépendante des considérations phénoménologiques rentrant en jeu, et ne peut plus être considérée comme *modèle-indépendante*. Ainsi, dans cette section, pour le cas exclusif de la LKP (objet de l'étude), les calculs des différentes densités reliques vont être brièvement décrits, pour les cas avec ou sans coannihilation.

1.3.4.1 Densité relique $\Omega_{B^{(1)}}h^2$ sans coannihilation

Dans le scénario UED utilisé ici, les états d'excitation de Kaluza-Klein sont très abondants en un temps où l'Univers possède une température $T \gg R^{-1} \sim TeV$. À ce moment précis, les KK -états sont créés librement et s'annihilent par paires pour former de nouveaux états de Kaluza-Klein. Cependant, l'Univers est en expansion, et la température de celui-ci diminue. Le taux de production des KK -états s'amenuisent, et le densité de ceux-ci diminuent alors dramatiquement. C'est alors lorsque le taux d'expansion de l'Univers devient largement supérieur au taux d'annihilation des KK -états (ici, la $B^{(1)}$), que la densité de ceux-ci devient stable, appelé le *freeze-out*. Cette densité est ainsi vu comme la relique thermique d'un Univers jeune, où les conditions étaient encore propices à la Physique au-delà du Modèle Standard.

Maintenant, dans l'hypothèse où le KK -état $B^{(1)}$ était le seul existant au moment du freeze-out, l'ensemble des LKPs peut être assimilé à un ensemble canonique en équilibre thermique régit cinétiquement par l'équation de Maxwell-Boltzmann, telle que :

$$\frac{dn_{B^{(1)}}}{dt} + 3Hn_{B^{(1)}} = -\langle\sigma v\rangle [(n_{B^{(1)}})^2 - (n_{B^{(1)}}^{eq})^2], \quad (1.29)$$

où $n_{B^{(1)}}$ est la densité des $B^{(1)}$ à un instant quelconque, H est le paramètre de Hubble extrait à partir de l'éq. 1.7, et $\langle\sigma v\rangle$ est la section efficace d'auto-annihilation des $B^{(1)}$. Enfin, la densité des $B^{(1)}$ à l'équilibre cinétique $n_{B^{(1)}}^{eq}$ est donnée par :

$$n_{B^{(1)}}^{eq} = g \left(\frac{m_{B^{(1)}}T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-m_{B^{(1)}}}{T} \right), \quad (1.30)$$

avec $g = 3$ qui est le nombre de degré de liberté de la LKP. Grâce à cette éq. 1.30, il apparaît que si $T \geq m_{B^{(1)}}$, la densité $n_{B^{(1)}}^{eq}$ se réduit à un équilibre thermique, dénoté par le terme de gauche. Si tel n'est pas le cas ($T < m_{B^{(1)}}$), le terme exponentiel devient prépondérant, et $n_{B^{(1)}}^{eq}$ s'amenuise rapidement. Cette évolution est continue jusqu'à ce que le taux d'expansion de l'Univers soit largement supérieur au taux d'annihilation des $B^{(1)}$. C'est ce qui est représenté en fig. 1.4 [33]. Cette figure illustre le processus de freeze-out en fonction du rapport $x = m/T$, où m est la masse du KK -état considéré, et T est la température présente à un instant t dans l'Univers. Le freeze-out apparaît clairement en pointillés pour différentes valeurs du produit $\langle\sigma v\rangle$. Selon l'intensité de la section efficace d'auto-annihilation de la particule relique considérée, la densité relique évoluera comme cela est montré en exemple.

La solution de l'équation de Maxwell-Boltzmann (en éq. 1.29) peut alors s'exprimer de la manière suivante [164] :

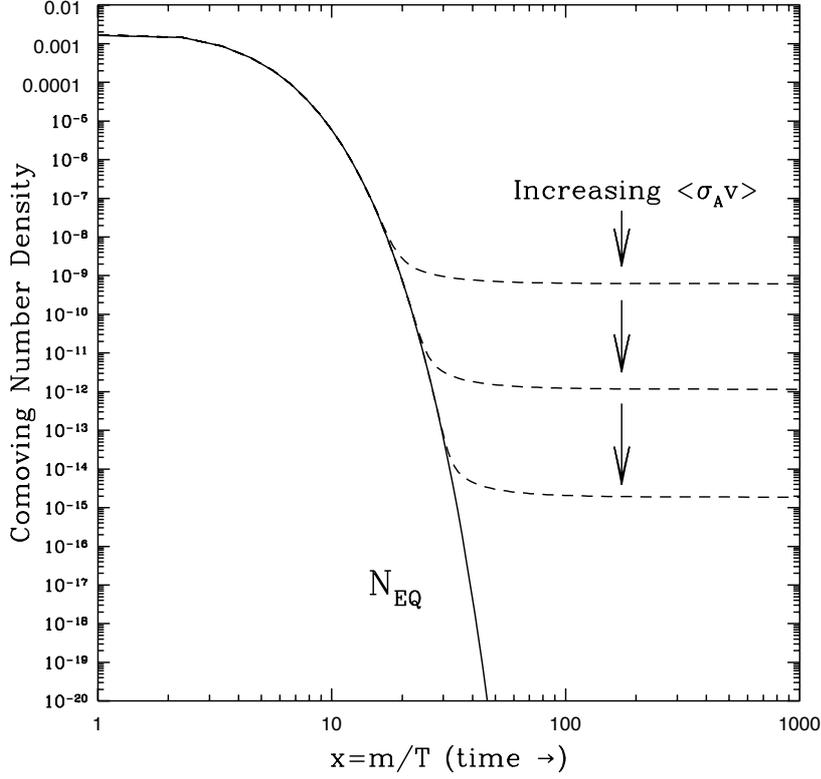


FIG. 1.4: Distribution de la densité n d'une particule, telle que la LKP $B^{(1)}$, subissant le processus de freeze-out en fonction du rapport $x = m/T$. La masse du KK-état considéré est représentée par m , et la température, présente à un certain instant t de l'évolution de l'Univers, par T . La ligne continue est relative à la décroissance exponentielle de la densité n en fonction du temps (soit le rapport $x \geq 1$), et les pointillés sont représentatifs du processus de freeze-out, pour différentes valeurs de $\langle \sigma v \rangle$.

$$\Omega_{B^{(1)}} h^2 \approx \frac{1.04 \times 10^9 x_F}{M_{\text{Pl}} \sqrt{g^*} (a + 3b/x_F)}, \quad (1.31)$$

où $x_F = m_{B^{(1)}}/T_F$, T_F est la température au freeze-out, $g^* \approx 92$ est le nombre de degré de liberté relativiste disponible au freeze-out. Ensuite, les coefficients a et b , fonctions de $m_{B^{(1)}}$, proviennent de la décomposition de la section efficace d'annihilation, telle que : $\sigma v = a + bv^2 + \mathcal{O}(v^4)$ [43]. Enfin, le rapport x_F est évalué comme :

$$x_F = \ln \left[c(c+2) \sqrt{\frac{45}{8}} \frac{g m_{B^{(1)}} M_{\text{Pl}} (a + 6b/x_F)}{2\pi^3 \sqrt{g^*} x_F} \right], \quad (1.32)$$

où c est évalué numériquement. Étant donné que le membre de droite, et celui de gauche, comprennent tous deux la variable x_F , cette équation est résolue par itération. En conséquence, pour une masse de LKP dans la gamme du TeV, le rapport $x_F \in [\sim 20; \sim 30]$.

Une telle faiblesse de l'intervalle sur l'estimation de x_F dénote un control principal des coefficients, a et b , sur la dépendance de la densité relique $\Omega_{B(1)}h^2$ en fonction de la masse $m_{B(1)}$. Ces derniers coefficients apportent comme section efficace résultante,

$$\langle\sigma v\rangle\approx\frac{95g_1^4}{324\pi m_{B(1)}^2}. \quad (1.33)$$

Celle-ci est utilisé par la suite en 5.5.3.1, pour déterminer la dépendance $\Omega_{B(1)}h^2$ en fonction de $m_{B(1)}$ pour le cas de la LKP seule.

1.3.4.2 Densité relique $\Omega_{B(1)}h^2$ avec coannihilation

Contrairement au cas précédent, la LKP n'est plus considérée comme solitaire au moment du freeze-out. En effet, en se référant au spectre de masse de KK -états au premier niveau d'excitation en fig. 1.3, sa nature intrinsèque de quasi-dégénérescence témoigne du fait que certaines espèces de KK -particules ont pu être présentes au moment du freeze-out. Ceci a pour conséquence d'admettre des coannihilations possibles entre modes de Kaluza-Klein avant le processus de stabilisation thermique de la densité relique. Pour cela, il est nécessaire de prendre en compte toutes les coannihilations possibles avec la LKP, pour permettre d'estimer au mieux $\Omega_{B(1)}h^2$. Le formalisme développé en [24] permet de révéler les nouvelles expressions des éq. 1.31 et 1.32, en utilisant des quantités effectives de la section efficace d'annihilation σ , telle que :

$$\sigma_{eff}=\sum_{i,j}\sigma_{i,j}\frac{g_i g_j}{g_{eff}^2}(1+\Delta_i)^{3/2}(1+\Delta_j)^{3/2}e^{-x(\Delta_i+\Delta_j)}, \quad (1.34)$$

et du nombre de degré de liberté g , avec :

$$g_{eff}=\sum_i g_i(1+\Delta_i)^{3/2}e^{-x\Delta_i}. \quad (1.35)$$

Ces expressions prennent en compte toutes les espèces de KK -états par une sommation sur les indices i et j . Ces indices sont représentatifs de deux espèces d'état différentes s'annihilant au travers de la section efficace $\sigma_{i,j}$, pour un rapport de masse Δ_i entre l'état i et la LKP, tel que :

$$\Delta_i=\frac{m_i-m_{B(1)}}{m_{B(1)}}, \text{ avec } m_i>m_{B(1)}. \quad (1.36)$$

C'est donc à partir de ces dernières expressions, les éq. 1.34, 1.35 et 1.36, que la dépendance de la densité relique $\Omega_{B(1)}h^2$ peut être étudiée en fonction de la masse $m_{B(1)}$, et du paramètre libre Δ contraint par le produit ΔR (voir en éq. 1.27). Ce cas précis est présenté en 5.5.3.2.

1.4 Évidence de la matière noire non-baryonique

La matière non-baryonique peut être mis en évidence dans son ensemble par une multitude d'observations et d'analyses. En premier lieu, c'est par l'intermédiaire de l'observation du rayonnement CMB (Cosmic Microwave Background) que la mise en évidence

de ce type de matière est introduite. En effet, l'analyse des anisotropies du CMB, connu comme étant isotrope à 10^{-5} près en terme de fluctuations globales, permet de tester les différents modèles cosmologiques, de définir des contraintes sur les paramètres cosmologiques comme l'abondance de baryons (protons, neutrons) et de matière dans l'Univers, Ω_b et Ω_M respectivement. C'est avec l'aide du satellite WMAP [47] que les valeurs suivantes ont pu être déterminées :

$$\Omega_b h^2 = 0.024 \pm 0.001 \quad \Omega_M h^2 = 0.14 \pm 0.02, \quad (1.37)$$

et en utilisant les données d'autres observations du CMB comme ACBAR [59], ou CBI [165], ces paramètres cosmologiques deviennent :

$$\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0009 \quad \text{and} \quad \Omega_M h^2 = 0.135^{+0.008}_{-0.009}. \quad (1.38)$$

En comparaison avec les modèles de nucléosynthèse [155], la valeur de Ω_b obtenue reste consistante puisque :

$$0.018 < \Omega_b h^2 < 0.023. \quad (1.39)$$

Reste également l'abondance des neutrinos reliques, $\Omega_\nu < 0.0067$, et des photons, ne suffisant pas à palier l'écart entre les paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_b . L'évidence d'une matière formée de particules non-baryoniques apparaît alors.

Cette évidence peut être renforcée par l'étude des amas galactiques. En effet, la masse des amas peut être déterminée en utilisant l'effet de lentille gravitationnelle. D'après la théorie de la relativité générale d'Einstein, la lumière suit les géodésiques de l'espace-temps déformées aux alentours de forts champs gravitationnels. C'est alors la distorsion de l'image des objets situés en fond (voir la fig. 1.5) qui permet de déduire la forme du potentiel, et enfin la masse gravitationnelle de l'amas. La comparaison entre cette méthode et une seconde, liée à la luminosité du corps grave, permet de rendre compte de l'existence d'une matière noire. En effet, au travers de cette seconde méthode, le rapport Masse/Luminosité permet de rendre compte de l'apport en masse sombre à près de $\sim 95\%$ de la masse globale, à l'échelle des amas.

Enfin, le lien entre matière noire et matière non-baryonique peut être clarifié grâce à l'étude des courbes de rotation des galaxies. En effet, la courbe de vitesse circulaire des étoiles $v(r)$, ou des nuages de gaz, en fonction de leur distance au centre galactique r devrait suivre une dynamique Newtonienne, telle que :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (1.40)$$

avec $M(r)$ la masse contenue dans le volume de rayon r , donnée par $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$, et $\rho(r)$ le profil de densité. Pour ce type de mesures, la galaxie dans laquelle évolue le système solaire ne peut être utilisée pour des raisons de difficultés d'observations de la bordure extérieure, mais des galaxies lointaines à faible niveau de luminosité, appelées *LSB* (Low Surface Brightness) Galaxies s'avèrent être de parfaits candidats. Ces dernières étant probablement dominées par la matière noire, les courbes de rotation obtenues révèlent des distributions de vitesse *plates* à de grandes distances du centre galactique, ou même au-delà du disque optique. Ceci est ouvertement en contradiction avec la distribution des vitesses Newtoniennes en éq. 1.40. La vitesse n'évoluant pas de la manière $v \propto 1/\sqrt{r}$

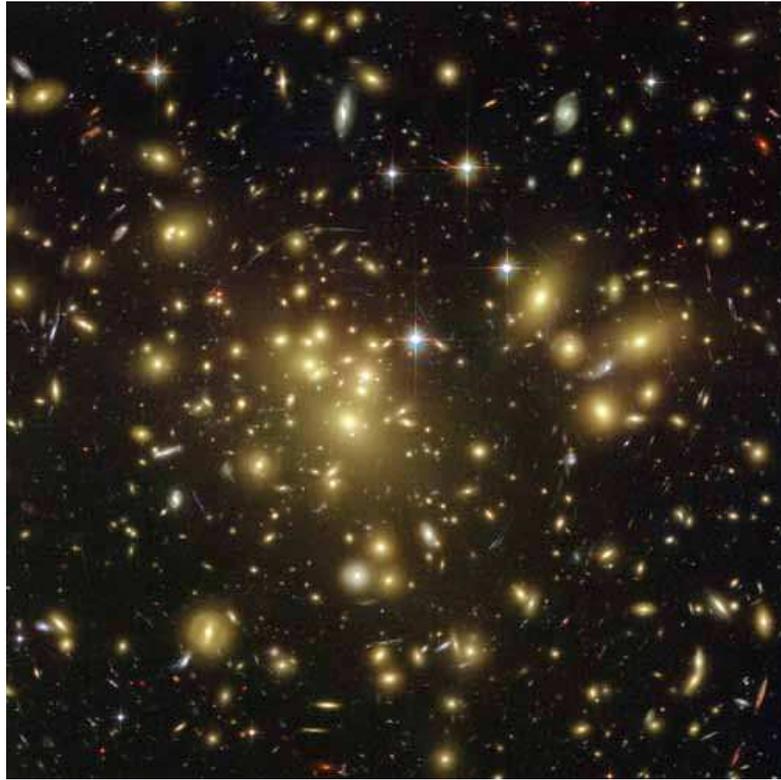


FIG. 1.5: Images obtenues avec le Hubble Space Telescope de Abell 1689 (~ 670 Mpc). L'observation des arcs gravitationnels se fait aisément, indiquant la présence de matière noire au sein de l'amas par comparaison à l'intensité du champ gravitationnel seulement due à la masse lumineuse.

au-delà du disque optique, il est nécessaire d'introduire un halo de matière noire dont la contribution à la courbe de rotation permet de retrouver les données observationnelles avec une masse du halo $\propto r$, et un profil de densité de matière noire $\propto 1/r^2$, comme cela apparaît en fig. 1.6 [166].

Mais comment la matière noire peut-elle être de nature non-baryonique principalement ? C'est en étudiant les principaux objets astrophysiques pouvant rentrer en compte que cette éventualité vient d'elle-même. En effet, il existe de la matière noire baryonique pouvant contribuer efficacement à la masse d'une galaxie comme les objets de masse sous-solaire, les MACHOs (MASSive Compact Halo Objects) [10]. L'observation des effets de microlentille gravitationnelle que peuvent créer ces objets reste à l'heure actuelle la meilleure méthode de détection. C'est en observant les fluctuations des intensités lumineuses de 10 millions d'étoiles du grand et du petit nuage de Magellan, que la fraction de matière noire représentée par les MACHOs est apparue ne pas excéder $\sim 20\%$. Il est donc fait l'hypothèse que la matière noire devrait en partie être composée de particules non-baryoniques, appelées WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), et dont le faible couplage avec le champ électromagnétique ne leur permet pas d'interagir efficacement afin d'émettre des radiations, et d'être visibles. Les propriétés de ces particules étant très

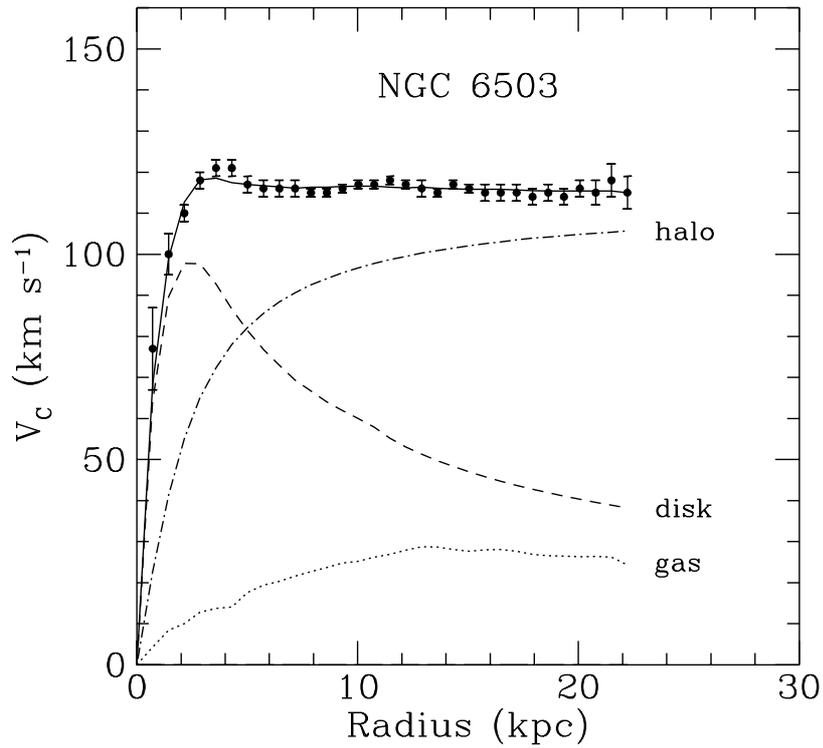


FIG. 1.6: Distribution des vitesses de NGC 6503 en fonction de la distance au centre galactique.

proches de celles introduites auparavant avec la Supersymétrie en 1.3.1, ou le modèle de Kaluza-Klein en 1.3.3, elles permettent maintenant de rendre compte de la grande véracité de l'hypothèse fondatrice de ce rapport, les LKPs $B^{(1)}$ sont de très bons candidats pour la matière noire non-baryonique.

Ce dernier fait, qui clôture ce chapitre, sera amplement étudié dans le chapitre 5, pour le cas particulier d'accrétion des LKPs au coeur du Soleil.

Chapitre 2

L'Astronomie neutrino et le télescope ANTARES

Ce second chapitre mettra l'accent sur les origines historiques, mais également physiques, des neutrinos ν_e , ν_μ et ν_τ en 2.1 afin de clarifier leur nature et d'entrevoir les intérêts qu'ils peuvent apporter à l'Astrophysique. Ensuite, c'est en 2.2 qu'une description plus détaillée des neutrinos sera mise en avant. Non seulement les dernières contraintes sur leur masse, leur temps de vie et leur moment magnétique respectifs seront abordées, mais également leurs provenances astrophysiques potentielles, avec notamment l'auto-annihilation de matière noire au sein d'objets massifs (voir en chapitre 5). Une telle vue sur l'éventail des sources de neutrinos, et des intervalles en énergie mis en jeu (\sim MeV à $\sim 10^2$ EeV), permet de constater l'importance de l'utilisation de télescopes à neutrinos afin d'augmenter en précision les savoirs en matière de mécanisme de production. C'est ainsi que le panel de télescopes à neutrinos, présents et futurs, et leur principe de détection seront présentés en 2.3, et qu'en 2.4 le télescope à neutrinos ANTARES sera décrit en détails. Ce dernier ayant été l'outil principal de détection des neutrinos et de recherche indirecte de matière noire au sein du Soleil (voir dans le chapitre 5), dans le cadre de cette thèse.

2.1 Le neutrino et son histoire

Tout commence en 1914, avec James Chadwick. Son travail consistait à étudier le processus de désintégration β , identifié plus tôt par Ernest Rutherford en 1899, par l'observation du spectre en énergie des électrons éjectés. Les premières conclusions sur les résultats observés furent spectaculaires, puisqu'elles étaient en complète contradiction avec un des principes fondamentaux de la Physique, la conservation de l'énergie. Les électrons, au lieu de posséder un spectre discret réduit à une seule raie, étaient emprunt d'un spectre continu qu'il était impossible d'expliquer dans le sens où ils étaient les seuls particules attendues dans ce type de réaction nucléaire.

Soucieux de la véracité de ces résultats préliminaires, de nombreux expérimentateurs ont entamé une longue route de tests pour tenter de mettre en défaut les conclusions de James Chadwick. Mais, ce spectre continu faisant toujours son apparition, le principe de conservation de l'énergie commençait à subir de nombreuses suspicions, et parfois même

des désirs d'extension, afin de prendre en compte les résultats des désintégrations β . Ce n'est qu'en 1930, que Wolfgang Pauli postule l'existence d'une particule neutre associée à l'électron dans le processus de désintégration β , qu'il nommera en premier lieu *neutron*. Ce neutron de Pauli possède un spin demi-entier, obéit au principe d'exclusion en mécanique quantique, et accepte une masse qui doit être près de $\sim 1\%$ celle du proton. L'intrusion de cette particule permet alors d'expliquer le spectre continu précité, de sorte que la somme des énergies de l'électron et du neutron soit constante. Le principe de conservation de l'énergie est alors sauvé des griffes de ces détracteurs. Cependant, deux ans plus tard, James Chadwick découvre un nouveau neutron, qui quant à lui est lourd ($m_n \sim m_p$), et ne peut correspondre au neutron de Pauli. Pour que la distinction entre les deux particules soit faite, il faudra attendre Enrico Fermi. En 1933, celui-ci écrit un article, intitulé *la théorie de la désintégration β* , qui lui permet de découvrir une nouvelle interaction, l'interaction faible, mais également de rebaptiser le *neutron léger* en *neutrino* (le petit neutron). Le neutron lourd restant la particule présente aujourd'hui, avec le neutrino, dans le Modèle Standard (voir en 1.2.2).

Le neutrino identifié, la recherche expérimentale qui lui est dédiée est en marche. Cependant, les expérimentateurs vont vite être confrontés à un problème majeur. Le neutrino possède une probabilité d'interaction avec la matière, traduite par sa section efficace, très faible. Ce sont Hans Bethe et Rudolf Peierls qui font les premiers cette constatation en 1934. Non seulement un neutrino possède la capacité de traverser la Terre dans sa totalité sans ne subir aucune interaction, mais en plus il faudrait une source possédant une luminosité gigantesque pour permettre sa détection. Jusqu'à la fin des années 40, les détecteurs ne sont ni assez sensibles, ni assez massifs, pour permettre toute mise en évidence directe du neutrino.

Mais avec l'arrivée des premiers réacteurs nucléaires, tout cela va changer. En 1953, Frederic Reines et Clyde Cowan décide d'installer un détecteur, munis d'une cible d'eau "cadmiée", pour essayer de détecter les quelques 10^{11} anti-neutrinos sortant par seconde du réacteur nucléaire de Hanford, dans l'état de Washington. Cette première tentative est un échec, mais il réitère leur expérience près d'un second réacteur en 1956, celui de Savannah River en Caroline du Sud. Cette fois-ci, un signal neutrino est clairement défini. L'interaction des anti-neutrinos avec les protons cibles d'un mélange eau/Chlorure de Cadmium, tel que :



devient la première preuve expérimentale de l'existence physique des neutrinos.

Ce neutrino $\nu_e(\bar{\nu}_e)$, associé à l'électron, est la première saveur à être mise en valeur. Maintenant, si l'électron possède un neutrino qui lui est propre, le muon, découvert plus tôt par Carl D. Anderson et Seth H. Neddermeyer, au Caltech en 1936, en étudiant le rayonnement cosmique (voir en 3.2 pour plus de détails), doit lui aussi posséder un tel partenaire. C'est en 1962 qu'une équipe américaine de Leon Lederman, Melvin Schwarz et Jack Steinberger, identifie le neutrino muonique ν_μ en utilisant l'accélérateur de Brookhaven. Cet accélérateur fournit un faisceau de neutrinos obtenu par l'interaction de protons accélérés sur une cible de Beryllium produisant des pions chargés (π^+). C'est alors par l'intermédiaire de la désintégration de ces pions telle que :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.2)$$

que les neutrinos ainsi émergents vont rentrer en collision avec des neutrons selon la réaction :

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p. \quad (2.3)$$

Cette dernière production de muons, et non d'électrons, prouve alors le caractère singulier des neutrinos électroniques et muoniques. Deux saveurs de neutrinos sont maintenant identifiées, et la troisième vient à son tour compléter la famille des fermions, mais seulement de manière théorique. En effet, c'est en 1977 que Martin L. Perl fait la découverte du lepton tau au SLAC [169]. Suivant la logique des deux précédents leptons, l'électron et le muon, celui-ci doit posséder également un neutrino. La détection directe du neutrino ν_τ ne se fera pourtant que bien plus tard, en 2000, auprès de l'expérience DONUT au Fermilab près de Chicago [168].

Dans les quelques années qui suivirent, une nouvelle génération de détecteurs ont fait leurs apparitions. Ces détecteurs nommés Kamiokande pour l'un, et IMB pour l'autre, utilise le processus de production de lumière Čerenkov pour, dans un premier temps, étudier la désintégration du proton [170]. Mais, en dépit d'un quelconque signal conséquence de cette désintégration [170, 171], les deux expériences décident de se tourner vers l'étude des neutrinos atmosphériques. Les premières conclusions qui en ressortent sont flagrantes, les résultats sont en complet désaccord avec la théorie de l'époque. Tout cela se situe en 1985, et aucune solution théorique ne semble viable pour expliquer ce phénomène. La même année, les physiciens Stanislav Mikheyev, Alexei Smirnov et Lincoln Wolfenstein (MSW) posent l'idée d'une conversion adiatique des neutrinos au sein du Soleil (voir en A.4.3). Cette proposition généralise le processus d'oscillation des neutrinos dans le vide à la matière. C'est Bruno Pontecorvo qui, en 1958, considère le premier la possibilité d'une masse non nulle des neutrinos, impliquant une oscillation des saveurs entre neutrino. L'effet MSW permet alors d'étendre ce principe du vide à la densité de la matière Solaire, et les résultats en concordance ne se feront pas attendre si longtemps. Un an plus tard, IMB et kamiokande observent une accumulation de données dans la direction du Soleil avec un déficit important du nombre de neutrino ν_e détectés. Seulement, $\sim 30\%$ du nombre total de neutrinos attendus atteint les sous-sols du lac Erie aux États-Unis, ou de Kamioka au Japon. Mais les conclusions concernant les masses potentielles non nulles des neutrinos devront encore attendre des résultats futurs. De nouveaux résultats suivront en 1987, à partir des deux mêmes expériences, mais cette fois-ci à l'aide de neutrinos émis lors de l'explosion de la supernova SN1987A qui, maintenant, est considérée comme l'événement fondateur de l'astronomie neutrino [172, 173].

Toujours soucieux de percer les mystères du Modèle Standard, l'accélérateur LEP, basé sur la frontière Franco-Suisse, utilise sa capacité à produire en grande quantité des bosons lourds Z^0 (un des vecteurs de l'interaction faible), par collisions e^-/e^+ , pour appréhender d'avantage les propriétés des leptons comme les neutrinos. Dès sa première année d'exploitation, il vient que les leptons sont bien répartis en trois familles, la première constituant la matière ordinaire, et les deux autres n'apparaissant qu'au coeur du rayonnement cosmique et des phénomènes violents astrophysiques. Au-delà de ceci, les

résultats très encourageants de Kamiokande et IMB conduisent un bon nombre d'expériences dédiées aux neutrinos à voir le jour afin de percer leurs secrets intrinsèques.

Dans le domaine des neutrinos solaires, les collaborations SAGE, dans les montagnes caucasiennes de Russie, et GALLEX, à Gran Sasso en Italie, commencent leurs prises de données au début des années 90. Ces expériences, dont la cible comporte du Gallium, vont être les premières à observer des neutrinos primordiaux solaires en excellent accord avec les calculs théoriques [174]. Il faut savoir que ces neutrinos primordiaux ont été produits dans les toutes premières réactions de fusion de l'Hydrogène en Hélium au sein du Soleil. Ce type de réaction thermonucléaire produisant la grande majorité de la lumière qui atteint la Terre, le spectre en neutrinos qui en résulte est largement contraint par les mesures de luminosité. Les expériences telles que GALLEX et SAGE étaient donc à même de prévoir si le déficit en neutrinos solaires provenait d'un modèle solaire erroné, qui pourtant jusqu'ici avait fait ses preuves, ou si cela était une conséquence des oscillations neutro-niques au sein du milieu solaire en concordance avec les prédictions de S. Mikheyev, A. Smirnov et L. Wolfenstein. De tels détecteurs à base de Gallium ont permis de ne détecter que des neutrinos ν_e , ce qui implique qu'un déficit dans la direction du Soleil a bien été observé en accord avec les prédictions du modèle standard solaire, sans apporter des contraintes majeures sur les proportions entre les trois saveurs de neutrinos existantes. Le déficit en neutrinos électroniques étant placé dans les deux autres saveurs comme la cause des oscillations.

Après le succès de Kamiokande et la fiabilité du système de détection, les physiciens japonais décident de repousser encore les limites de détection en construisant le Super-Kamiokande. Ce détecteur est près de 50 fois plus important en terme de volume de détection (à base d'eau ultra pure), et 10 fois plus fournis en photomultiplicateurs que l'expérience précédente. Les premières détections de lumière Čerenkov débute en 1996, et c'est en 1998 que l'équipe de SuperKamiokande annonce la première mise en évidence des oscillations de neutrinos [176].

Plus tard, en 1999, l'expérience SNO, localisée dans les mines de Creighton (Sudbury, Ontario, Canada), voit le jour. Elle consiste à détecter la lumière Čerenkov produite par l'interaction des neutrinos avec de l'eau lourde (oxyde de Deutérium, D_2O). C'est en 2001 que les premiers résultats sont présents, avec la preuve évidente que les neutrinos oscillent parmi trois états de saveurs différents en accord avec la théorie [175], et dans le cadre du Soleil. Cela implique alors que les neutrinos ont bel et bien une masse non nulle.

Au fil des années, les collaborations et les projets se sont multipliés avec des expériences de mesure directe de la masse des neutrinos (désintégration du tritium) [177], de recherche d'oscillations auprès des accélérateurs (NOMAD [178], Chorus [179], LSND [180], Karmen [181], K2K [182], MINOS [183]), ou des réacteurs (Chooz [184], KamLAND [185]), ainsi que des expériences pouvant étudier le flux des neutrinos atmosphériques (MACRO [186], par exemple). Et pour finir, des expériences de recherche de désintégration double-bêta sans neutrino tentent également de dévoiler la nature du neutrino, est-il de Dirac ou de Majorana ?, c'est-à-dire est-il sa propre antiparticule ou non ?. Beaucoup de questions concernant les neutrinos qui restent encore sans réponses claires, et dont les solutions seront des avancés majeures pour la Cosmologie et la Physique des Particules.

2.2 Les neutrinos : paramètres et sources astrophysiques

Dans les sous-sections qui vont suivre, un sommaire des paramètres connus en Physique des neutrinos est réalisé, et les différentes sources astrophysiques probables de neutrinos sur un large spectre en énergie sont présentées.

2.2.1 Leurs paramètres

Les neutrinos possèdent donc une masse. Cette affirmation est largement devenue un fait accompli à partir des premiers résultats de SNO [175], et encore récemment au KamLAND [187], par l'observation claire d'oscillations entre les saveurs. Ces masses existent, mais de quelles amplitudes sont-elles ? Ce sont les expériences de désintégration d'isotopes radioactifs, comme le Tritium ou l'Holmium, ou encore les accélérateurs, comme le LEP, qui permettent d'apposer les contraintes les plus fortes sur ce type de paramètre. Ils estiment alors l'énergie manquante en fin de réaction, les neutrinos échappant à toute tentative de détection. D'autres paramètres sont également contraints en utilisant le même type d'expérience, tel que le temps de vie moyen normalisé à la masse du neutrino τ/m , ou encore le couplage des neutrinos au champ électromagnétique caractérisé par l'amplitude du moment magnétique μ_ν , et ceci indépendamment de la saveur mise en jeu. Toutes les limites associées à ces paramètres sont répertoriées dans le tab. 2.1 [39] et explicitées ci-après.

Paramètres	Limites associées	C_l (%)
m_{ν_e} (eV)	< 2	95
m_{ν_μ} (MeV)	< 0.19	90
m_{ν_τ} (MeV)	< 18.2	95
$(\tau/m)_{\text{réacteur}}$ (s.eV ⁻¹)	> 300	90
$(\tau/m)_{\text{solaire}}$ (s.eV ⁻¹)	$> 7 \times 10^9$	90
$(\tau/m)_{\text{accélérateur}}$ (s.eV ⁻¹)	> 15.4	90
μ_ν (10 ⁻¹⁰ μ_B)	< 0.74	90

TAB. 2.1: Sommaire des dernières contraintes réacteurs, accélérateurs, et solaires apportées sur les masses m_{ν_i} , le temps de vie moyen τ/m , et le moment magnétique μ_ν .

Les limites sur les masses des neutrinos sont données de manière générale à partir de la racine carrée de $m_{\nu_i}^{2(\text{eff})} \equiv \sum_j |U_{ij}|^2 m_{\nu_j}^2$, avec les indices $i, j \equiv 1, 2, 3$, les trois états propres de masse, et U_{ij} un élément de la matrice de mélange apparaissant en éq. A.10. Les expressions suivantes reportent les types de désintégration utilisés pour fixer les limites :

$$\nu_e : \quad {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.4)$$

$$\nu_\mu : \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.5)$$

$$\nu_\tau : \quad \tau^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau. \quad (2.6)$$

Dans le cadre de la première réaction, seul l'anti-neutrino $\bar{\nu}_e$ intervient, mais dans l'hypothèse du maintien de l'invariance CPT et de la nature supposée de Majorana du

neutrino, les masses m_{ν_e} et $m_{\bar{\nu}_e}$ sont considérées comme équivalentes. Ensuite, pour les deux autres réactions de désintégration, les conjuguées peuvent être considérés.

Ensuite, en ce qui concerne le temps de vie τ/m , celui-ci peut être contraint de deux manières différentes. La première consiste à admettre une désintégration radiative du neutrino tel que :

$$\nu_i \rightarrow \nu_j + \gamma, \quad (2.7)$$

où ν_i , et ν_j , sont deux états de masse différents, et γ un photon. Dans ce cas, le taux de transition est contraint par :

$$\Gamma_{ij} = \frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{(m_i^2 - m_j^2)^3}{m_i^3} \mu_{ij}^2, \quad (2.8)$$

où μ_{ij} est le moment de transition du neutrino dans la base des états propres de masse. La seconde méthode consiste à utiliser les contraintes sur le moment magnétique qui sont de quelques ordres de grandeur plus restrictive que la première avec une non-observation de photons, tel que $\Gamma_{ij} \sim m_\nu^3 \mu_\nu^2$, où le moment magnétique du neutrino μ_ν est défini en éq. 2.9. Enfin, une distinction est faite entre les expériences dans le tab. 2.1, en raison du type de production différent et du volume de détection accordé à une désintégration certaine.

Pour finir, le couplage d'un neutrino avec le champ électromagnétique peut être caractérisé par une matrice 3×3 d'éléments complexes $\lambda = \mu - id$, où μ et d sont les moments dipolaires, magnétique et électrique respectivement, d'un neutrino. Le moment magnétique μ_ν s'exprime selon la théorie électrofaible standard incluant des neutrinos massifs, tel que :

$$\mu_\nu = \frac{3eG_F m_\nu}{8\pi^2 \sqrt{2}} \simeq 3.2 \times 10^{-19} \left(\frac{m_\nu}{\text{eV}} \right) \mu_B, \quad (2.9)$$

où e est la charge élémentaire, G_F est la constante de couplage de Fermi, et $\mu_B \equiv e\hbar/2m_e$ est le magnéton de Bohr. La limite apparaissant en tab. 2.1 est ainsi issue de l'analyse des expériences en collisionneur tel que le LEP, avec $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$.

En conséquence des contraintes appliquées aux paramètres du neutrino, il vient que celui-ci possède bel et bien une masse, certe faible, mais présente. Les limites sur le temps de vie sont, quant à elles, dépendantes de l'importance de la ligne de propagation séparant les points de production des points de détection potentielle, ce qui permet de conclure pour le moment que le neutrino est une particule stable, en accord avec la théorie. Ce deuxième fait est d'une importance capitale pour l'étude astrophysique des flux de neutrinos, comme cela sera considéré plus loin. Enfin, les contraintes sur le moment magnétique apporte également un intérêt dans le cadre des modifications probables des flux issus du Soleil, ou des expériences à réacteurs, dans le cas de l'interaction des neutrinos avec un fort champ magnétique qui, en plus des oscillations de neutrinos usuelles dans la matière, ajoute un changement d'hélicité [188]. Un neutrino du type Majorana d'hélicité gauche peut alors devenir son antiparticule, possédant une hélicité droite, juste par l'application d'un champ magnétique environnant, comme cela peut exister dans l'espace galactique, ou plus localement, au coeur du Soleil.

Les quelques paramètres du neutrino contraints par les expériences en réacteurs, accélérateurs, et celles dirigées vers le Soleil, ont donc été répertoriés, et leurs conséquences astrophysiques entrevues. Mais, au-delà de leur production en laboratoire, quelles sources astrophysiques peuvent mener à la production d'un flux de neutrinos, et dans quelles gammes d'énergie celles-ci se situent-elles ? C'est ce qui va être décrit dans la sous-section suivante.

2.2.2 Leurs sources potentielles

Les expériences à neutrino, citées précédemment, sont un bon moyen pour la détermination des paramètres intrinsèques des neutrinos tels que leur masse, leurs paramètres d'oscillations, dont la description est visible en annexe A.4 pour le cas solaire, et autres. Une grande partie de ces expériences sont tournées vers la production indirecte de faisceaux de neutrinos en accélérateur, ou réacteur. Cependant, il existe un autre moyen d'étudier les neutrinos et les phénomènes physiques qui les entourent, l'observation des objets astrophysiques au sens large du terme. Cette notion a déjà été introduite au travers des détecteurs Čerenkov, tels que SuperKamiokande, IMB et Gallex, et elle peut s'étendre encore par l'ajout des derniers télescopes nouvelles générations, comme BAĪKAL, ANTARES, AMANDA, ICECUBE, et KM3NeT. Un grand nombre de phénomènes cosmologiques et astrophysiques peuvent prétendre à la production d'un flux de neutrinos sur une large gamme d'énergie, ce sont ces phénomènes qui vont être décrits maintenant.

2.2.2.1 Les neutrinos en Cosmologie

Toujours dans le cadre du Modèle Standard, et en absence de nouvelle physique, les neutrinos sont considérés comme des particules légères, interagissant faiblement avec la matière, et sont, jusqu'à preuve du contraire, très stable. Au-delà du CMB induit par le découplage des photons dans l'Univers primordial (voir en 1.1), il existe son équivalent pour les neutrinos. Ce fond, nommé *CMB neutrinos*, est donc formé de neutrinos reliques découplés de la matière, et est venu largement influencé l'évolution de l'Univers selon le Modèle Standard Cosmologique :

– Nucléosynthèse et découplage des neutrinos : [189]

Le nombre relatif de protons et de neutrons (et de quelques éléments légers) a été fixé au travers de l'interaction faible, le neutrino étant la particule vecteur de l'évolution de ce nombre présenté en fig. 2.1. Les neutrons évoluent au départ librement, seulement sujets à leur propre désintégration, jusqu'à ce que la température devienne assez faible ($T \leq 0.07 \text{ MeV}$) pour que ceux-ci soient contraints de se coupler aux protons pour former les premiers noyaux (nucléosynthèse).

C'est alors au moment où le taux d'interaction neutrino-nucléon est devenu inférieur au taux d'expansion de l'Univers, que les neutrinos sont entrés en phase de freeze-out, se découplant de la matière, et formant une densité relique $\Omega_\nu h^2$ de neutrinos à $T \sim \text{MeV}$ (environ une minute après le Big-Bang). Les dernières mesures d'abondance primordiale des neutrinos reliques issues, par exemple, du CMB [190] sont consistantes avec les prédictions du Modèle Standard, tels que les neutrinos

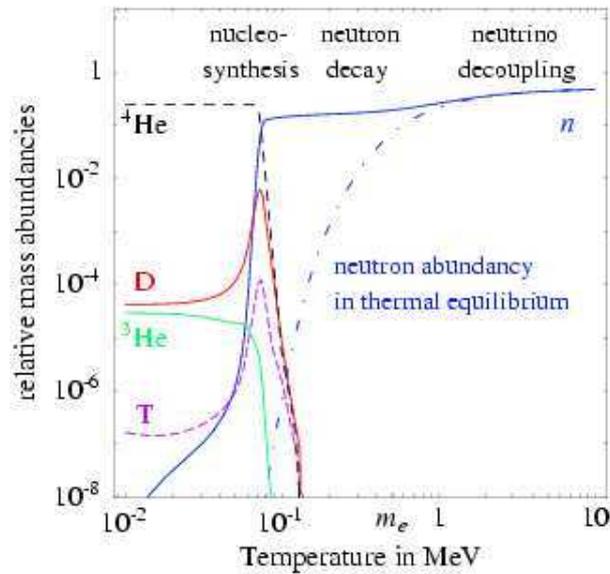


FIG. 2.1: Évolution relative de quelques éléments légers, tels que ^4He , ^3He , D , ou encore T , en fonction de la température T (MeV) présente dans l'Univers.

étaient en équilibre thermique, et au nombre de trois saveurs différentes, à $T \sim \text{MeV}$.

– **Le CMB Neutrinos** [190] :

Le CMB neutrinos, comme son nom l'indique, est composé des neutrinos reliques issus de leur découplage avec la matière ordinaire. De leurs côtés, les photons se sont découplés de la matière à $T \sim 0.3 \text{ eV}$ (environ 300000 ans après le Big-Bang) quand les électrons et les protons ont formés les premiers atomes stables d'Hydrogène. Ces photons reliques, particules les plus abondantes dans l'Univers, ont donc formé le CMB qui est largement étudié aujourd'hui par le satellite WMAP [47], et qui permet d'apposer des limites sur l'abondance des composants de l'Univers (voir en 1.37), neutrinos compris, en étudiant ses anisotropies. Ces abondances sont représentées en fig. 2.2 par leur densité respective, telles que la densité totale d'énergie ρ_{tot} de l'éq. 1.4 soit réexprimée selon : $\rho_{tot} = \rho_{\Lambda} + \rho_{CDM} + \rho_{\gamma} + \rho_{\nu} + \rho_{baryon}$, avec les indices Λ , CDM , γ , ν , et $baryon$ relatifs respectivement à l'énergie noire, à la matière noire, au rayonnement, aux neutrinos, et à la matière ordinaire du type baryonique. Pour cette figure, il est fait l'hypothèse que $\Omega_{\Lambda} \sim 0.7$, $\Omega_{CDM} \sim 0.3$, $\Omega_{tot} = 1$, et que $h \sim 0.7$ (voir en éq. 1.6). Les neutrinos sont également supposés relativistes pour $T \gg m_{\nu}$. Il apparaît par extrapolation que l'Univers devient dominé par la matière non-relativiste (CDM et baryons) pour $T \sim \text{eV}$, la région grisée étant antérieure au découplage photonique, et donc encore inaccessible aux expériences étudiant le CMB.

Les données actuelles du CMB indique que le CMB neutrinos était donc déjà présent à $T \sim 0.3 \text{ eV}$. L'appréciation actuelle de l'Univers jeune ne pouvant aller au-delà des mesures du CMB, seules les spéculations théoriques permettent de déduire

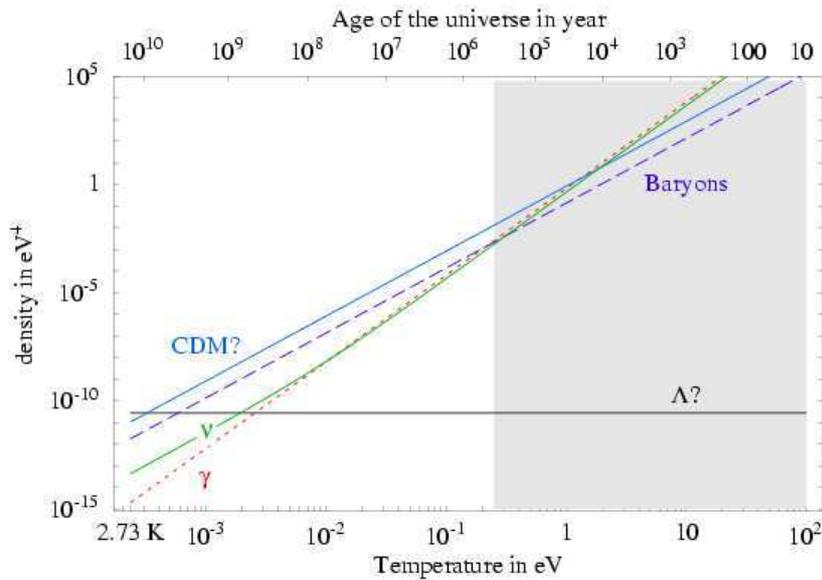


FIG. 2.2: Évolution des densités d'énergie moyenne concernant la constante cosmologique Λ , la matière noire CDM, les photons, les neutrinos, et la matière baryonique en fonction de la température T (eV) présente dans l'Univers, ou encore de l'âge de ce dernier (année).

les abondances en neutrinos passées, mais tout porte à croire que les Modèles Standards, cosmologique et particuliste, sont en accord avec les mesures actuelles.

– **Formation des structures à grande échelle** [191] :

Dans la formation des structures à grande échelle, telles que les galaxies et les amas de galaxies, les particules relativistes peuplant l'Univers ont joué un grand rôle. En effet, tandis que la gravité tend à produire des amas de particules non-relativistes, composant la matière baryonique ou la matière noire CDM, les particules relativistes tendent, elles, à rompre ce schéma en perpétuelle évolution. Ces particules relativistes, que sont les photons et les neutrinos, interagissent avec la matière et induisent, seulement à très long terme pour les neutrinos (en raison de leur faible section efficace), une modification des distributions spatiales de celle-ci. S'ajoute à cela le fait que les neutrinos massifs, étant supposés non-relativistes pour une énergie $E_\nu \sim T \leq m_\nu \sim 300$ K, deviennent une contribution non-négligeable dans les mesures faites sur les amas de galaxies, comme le fait l'expérience SDSS (Sloan Digital Sky Survey).

Encore récemment, et se basant sur [191], SDSS a couvert un ciel ~ 2417 degré carré, avec un redshift $z \simeq 0.1$ en moyenne, représentant un échantillon de 205443 galaxies. C'est à partir de ces observations qu'un spectre de puissance de masse $P(m, k)$ ($h^{-3} \cdot \text{Mpc}^3$) a pu être déterminé. L'ajustement au spectre est fonction des paramètres cosmologiques, tels que Ω_Λ , Ω_{CDM} , ou encore Ω_m pour la matière d'un point de vue général. Ces paramètres d'ajustement peuvent donc être confrontés à d'autres types de mesures, comme le CMB, l'abondance d'amas, le *weak lensing* (effet de lentille gravitationnelle autour des amas de galaxies), et l'observation du spectre Lyman- α (spectre de raie d'Hydrogène), qui peuvent tous aider

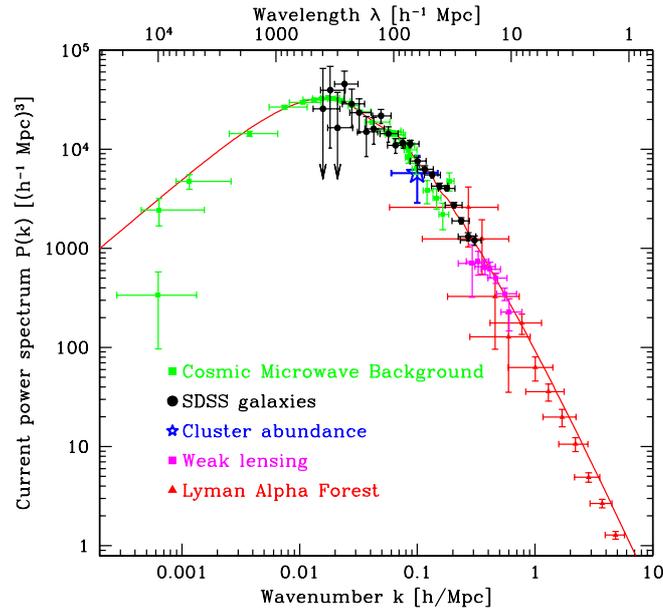


FIG. 2.3: Comparaison des mesures de SDSS (cercles noirs) sur le spectre de puissance $P(k)$ ($h^{-3} \cdot \text{Mpc}^3$) aux mesures de CMB (carrés verts), d'abondance d'amas galactiques (étoiles bleues), de weak lensing (carrés roses), et du spectre Lyman- α (triangles rouges). Celles-ci sont données en fonction, soit du nombre d'onde k ($h \cdot \text{Mpc}^{-1}$) apparaissant dans la décomposition modale du spectre de puissance $P(k)$, soit de la longueur d'onde $\lambda \equiv c/k$ ($h^{-1} \cdot \text{Mpc}$).

à contraindre les paramètres cosmologiques. La fig. 2.3 [191] présente une telle confrontation de mesures, avec une estimation du spectre de puissance $P(m, k)$ en fonction du nombre d'onde k ($h \cdot \text{Mpc}^{-1}$), apparaissant dans la décomposition modale de ce spectre. Pour un large k , la distance, ou l'échelle, sur laquelle s'effectue les mesures sera considérée plus fermée au détecteur, et inversement pour une faible valeur de k . Il vient alors que chacun des échantillons de mesures, pris à différentes échelles, s'accordent à déterminer un ensemble de paramètres cosmologiques proche d'un modèle cosmologique ΛCDM invariant d'échelle pour un $\Omega_m = 0.28$, une constante de Hubble $h = 0.72$, et une fraction baryonique $\Omega_b/\Omega_m = 0.16$ (ligne rouge continue sur la fig. 2.3).

En définitive, les mesures, réalisées à partir des grandes structures qui peuplent notre Univers, sont consistantes avec la plupart des autres qui viennent les compléter (voir la fig. 2.3), mais également permettent d'apposer des limites sur la masse des neutrinos m_ν , déduites du paramètre Ω_ν , qui restent compétitives avec les expériences en laboratoire.

– **Leptogénèse et le rapport matière/anti-matière** [192] :

Dans le mécanisme de production des leptons, nommé *leptogénèse* et à mettre en

parallèle avec la baryogénèse, des neutrinos d'hélicité droite aurait pu être créés avec une masse proche de 10^{10} GeV. La désintégration de ceux-ci pourrait être à l'origine du léger excès qu'a connu la matière sur l'anti-matière, tel que le rapport :

$$\eta \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = \frac{n_B}{n_\gamma} = (6.15 \pm 0.25) \times 10^{-10}, \quad (2.10)$$

où n_B , $n_{\bar{B}}$, et n_γ , sont respectivement le nombre de baryons, anti-baryons, et de photons dans l'Univers. Cependant, ce type de mécanisme reste encore spéculatif, et ne connaît aucune expérience qui puisse encore le tester.

Maintenant, au-delà de l'origine cosmologique des neutrinos dans l'histoire de l'Univers, ceux-ci sont toujours activement produits au travers de multiples sources astrophysiques connues, ou inconnues. La sous-section suivante va permettre d'entrevoir un ensemble de sources principales qui, à l'heure actuelle, peuvent permettre d'en apprendre d'avantage sur les neutrinos, mais également sur les mécanismes profonds qui régissent ces sources.

2.2.2.2 Les neutrinos en Astrophysique

À l'heure actuelle, l'Univers a pu être observé sur l'ensemble du spectre électromagnétique en passant par le rayonnement γ , X, Ultra-Violet, Infra-Rouge, et Radio. L'intérêt de la décomposition de l'Univers visible sur l'ensemble du spectre est de permettre l'observation de nombreux phénomènes astrophysiques, comme les explosions de supernovae, les noyaux actifs de galaxies (AGNs), les sursauts de rayons gammas, et bien d'autres, sur lesquelles les connaissances sont encore limitées. Au fil des années, les observations successives ont permis d'aller plus loin dans la vision de l'Univers, que cela soit en terme de compréhension des phénomènes violents astrophysiques, ou simplement en terme de distances traversées. Cependant, le vecteur électromagnétique possède toutefois des contraintes importantes en terme de qualité d'observation qui ne peuvent être repoussées qu'en utilisant une nouvelle particule médiatrice des mécanismes de l'Univers.

Les sources astrophysiques qui peuplent l'ensemble de l'Univers visible sont étudiées en détectant différents genres de particules qu'ils émettent dans un large spectre en énergie. Ces particules peuvent prendre les facettes d'un proton, d'un neutron, d'un photon, ou encore d'un neutrino. Celles-ci réagissent différemment selon les milieux traversés, et sont donc soumises à des contraintes dans leur trajectoire, entre la source et le détecteur, qui leurs sont propres. Les protons, dans un premier temps, sont massifs et possèdent une charge électrique positive, ils sont donc soumis au champ magnétique galactique et perdent donc rapidement toute mémoire de leur point source. Les neutrons, quant à eux, sont indifférents vis-à-vis des champs magnétiques existants, mais sont irrémédiablement soumis à leur propre désintégration, et les distances parcourues par ces derniers sont généralement insuffisantes pour permettre des observations sur de très longues distances, sauf dans les cas où $E_n \sim 10^{18}$ eV ($d \sim 8.5$ kpc). Les sources, induisant des flux de particules d'énergie $E \ll 10^{18}$ eV, sont donc fortement inobservables avec des médiateurs comme les protons ou les neutrons.

Reste alors le photon qui ne possède pas de charge électrique, et se déplace sur de longues distances sans être dévié. Cependant, pour le cas de sources très énergétiques,

comme les supernovae ou les AGNs, les photons supportent de fortes contraintes. Pour les supernovae, le rayonnement γ , issu de leur coeur effondré, est produit en retard par rapport au flux de neutrinos (selon les modèles) et par conséquent se trouve généralement amenuisé par l'importante densité de matière qu'il doit traversé. Ensuite, pour le rayonnement γ conséquence de la désintégration des pions neutres π^0 , il est relativement difficile de les distinguer des autres sources électromagnétiques. Enfin, les photons produits hors de la galaxie, et possédant une énergie $E_\gamma \sim 100$ TeV, n'atteignent pas généralement les détecteurs, du fait des diffusions sur le fond IR telles que : $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Toutes ces raisons peuvent être largement transposées aux AGNs pour lesquelles la densité importante des noyaux, s'accrétant, empêchent l'extraction des flux de photons représentatifs des phénomènes internes.

La seule particule pouvant se détacher plus librement de toutes ces contraintes précitées, de part sa faible section efficace, est le neutrino. Puisque le neutrino, sans apport de nouvelle physique, est neutre et stable, celui-ci n'est soumis en aucun cas au champ magnétique, ce qui, en le détectant, permet de remonter directement à sa source. Maintenant, un grand nombre de sources peuvent engendrer un flux de neutrinos qui pourra ensuite être détecté par les nombreuses expériences qui leurs sont dédiées, comme les détecteurs sous-terrains, les observatoires sous-marins ou intégrés à la glace, ou encore les observatoires de gerbes atmosphériques. Les principales sources potentielles sont ainsi décrites ci-après :

Les géoneutrinos Ils sont issus de la désintégration radioactive de l'Uranium, du Thorium, et du Potassium, supposés s'être accumulés dans la croûte terrestre selon les modèles de formation de la Terre [193]. En accord avec ce dernier modèle, l'information provenant des neutrinos, inaccessible de manière géologique, permettrait de vérifier si le noyau a bien été formé par une fusion préalable du Fer présent par l'apport de chaleur provenant des réactions de désintégration, la chute par gravité vers le centre de la Terre induisant une augmentation de température. Les anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ issus des désintégrations d'Uranium et de Thorium, d'énergie $E_\nu \sim$ MeV, peuvent être détectés par IBD (Inverse β -Decay), consistant à la détection d'un signal positronique et neutronique, tel que : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Dans le cas du ^{40}K , l'énergie des anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ (et quelques neutrinos ν_e) est trop basse pour utiliser cette même méthode. Pourtant, ces derniers sont majoritaires en terme d'abondance. Des expériences comme KamLAND [194], et Borexino [195] ont déjà entamé une étude de ces géoneutrinos. La première a d'ailleurs déjà réussi à isoler 9 ± 6 événements terrestres, mais cela reste encore insuffisant pour permettre une éventuelle contrainte du modèle théorique. Seuls le temps et l'augmentation des volumes de détection permettront d'augmenter les sensibilités de détection, et d'aboutir à des résultats probants.

Les neutrinos atmosphériques Comme cela sera explicité en détails dans le chapitre 3, suites aux interactions du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre, des particules secondaires, telles que des photons, des muons, et des neutrinos, sont émises. Des neutrinos, et anti-neutrinos, électroniques et muoniques composent cette dernière catégorie dans une gamme d'énergie $E_\nu \geq 0.05$ GeV. Les neutrinos et muons atmosphériques représentent la majeure partie du bruit de fond des observatoires à neutrinos, tels que ANTARES (KM3NeT), ou AMANDA/ICECUBE, mais leurs études peuvent apporter des

informations considérables sur la forme du spectre en énergie du rayonnement cosmique, dont les origines exactes sont encore à déterminer, et sur les interactions que celui-ci subit avec l'atmosphère terrestre. De nombreuses expériences étudiant en détails les neutrinos atmosphériques, comme SuperKamiokande, ont pour le moment remarqué un certain désaccord entre les mesures (concernant les flux totaux de $\nu_e, \bar{\nu}_e$) et les modèles théoriques [196], les principales incertitudes se situant sur les sections efficaces d'interaction hadronique (voir en 3.7).

Les neutrinos solaires D'après les expériences GALLEX/GNO [198], et SAGE [197], la chaîne $pp \rightarrow {}^2\text{H} e^+ \nu_e$ est la principale source de production des neutrinos solaires. Les neutrinos ν_e , qui en résultent, présentent une énergie $E_\nu \in [\sim 0.1; \sim 20]$ MeV, au vertex de production. Ensuite, ces neutrinos oscillent, selon les mécanismes explicités en annexe A, vers les saveurs ν_μ et ν_τ . Cette dernière affirmation a également été prouvée toujours au travers de ces deux premières expériences, et confirmée auprès de (Super)Kamiokande [199, 200]. L'étude de ces neutrinos a également permise de prouver la véracité du modèle solaire standard [7, 201] développé par J.N. Bahcall, et A.M. Serenelli, et de manière très consistante avec les contraintes hélioséismologiques. De nouvelles avancées sont pourtant toujours attendues avec l'arrivée des résultats des expériences comme KamLAND, Borexino, SAGE, ou encore de futurs projets menant à une détection en temps réel des neutrinos aux basses énergies ($E_\nu \sim \text{MeV}$).

Les neutrinos des sources galactiques Ces points de production de neutrinos apparaissent généralement au travers de points sources, et de sources diffuses, qui expulsent des flux de neutrinos dans une gamme d'énergie $E_\nu \in [\sim 1; \sim 100]$ TeV [202]. L'observation de ces sources est un atout majeur pour les observatoires à ν et γ , afin de tenter d'expliquer l'origine des rayons cosmiques aux alentours du genou et en deçà. En effet, pour les expériences à neutrinos, le principal bruit de fond, provenant des neutrinos atmosphériques ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$), est principalement présent sur un intervalle en énergie en-dessous du TeV, et au-delà de 100 TeV, la Terre devient opaque. Les dernières limites existantes pour ce type de sources provient des expériences KGF, SOUDAN, MACRO, Super-Kamiokande, Baikal, et AMANDA [203].

Les neutrinos, les supernovae et reliques de supernovae C'est au coeur des supernovae que la production de flux importants de rayonnement IR, X, γ , visible, ou encore de neutrinos et d'ondes gravitationnelles, est prévue. Plus précisément, ce sont les supernovae dites à effondrement de coeur qui prennent place dans la production massive de neutrinos atteignant une énergie $E_\nu \leq 100$ MeV. Ces supernovae sont du type II, Ib, ou Ic selon la nature du spectre de raies observé, et naissent dans le cadre d'un effondrement gravitationnel du coeur d'une étoile massive ($M > (6 - 10)M_\odot$), menant à la formation d'une étoile à neutron ou d'un trou noir. Celles-ci sont à différencier des supernovae du type Ia relatives à des explosions thermonucléaires, et issues de l'effondrement d'une des deux étoiles d'un système binaire, une naine blanche attirant la matière de son compagnon (une géante rouge) jusqu'à atteindre la limite fatidique de Chandrasekhar. Précisément pour cette première catégorie de supernovae à effondrement de coeur, leur fréquence d'apparition dans la galaxie a été quantifiée à partir de l'observation de 2000 supernovae [204] de fréquence relative au type de galaxie étudiée, pour aboutir à

un taux de $[30^{-1}; 70^{-1}]$ par année. La principale incertitude provenant du type exacte de la voie lactée, qui n'est pas encore parfaitement connu. Au-delà du cadre local, les supernovae extra-galactiques sont aussi attendues, comme la supernovae SN1987A, de type II, et apparue dans le grand nuage de Magellan le 23 février 1987. Cette dernière a été observée par un grand nombre d'expérience, comme Kamiokande-II (12 évènements), IMB (8 év.^{ts}), et Baksan (6 év.^{ts}) [205]. Un nouvel évènement astrophysique de ce type sera, dans les prochaines années, un atout majeur pour l'avancée de la compréhension de ces phénomènes, connaissant maintenant la multitude de détecteurs dédiés à l'observation des neutrinos comme SNO, LVD, SuperKamiokande, KamLAND, Baksan, MiniBOONE, ANTARES (KM3NeT), ou AMANDA/ICECUBE.

Reste également les neutrinos issus des reliques de supernovae (toujours de type II, Ib, ou Ic) apparues par le passé, dont le coeur effondré produirait toujours un flux appréciable de neutrinos, avec lesquels des modèles tels que le recyclage des éléments lourds, la formation des étoiles, ou encore d'autres aspects cosmologiques tels que l'énergie noire, pourraient être vérifiés. À l'heure actuelle, SuperKamiokande possède les meilleures limites sur ce type de flux, la sensibilité approchant sensiblement les niveaux de signal suggérés par les modèles astrophysiques [206].

Les neutrinos aux ultra-hautes énergies De tels neutrinos peuvent atteindre des énergies jusqu'à 10^{11} GeV, qui aujourd'hui est considérée comme la limite ultime énergétique. La production de ce type de neutrinos est encore très mal comprise, et de nombreuses hypothèses sur les processus qui les engendrent sont nombreuses. Tout d'abord, les particules issues du rayonnement cosmique, et possédant une énergie supérieure à $\sim 6 \times 10^{19}$ eV, vont interagir occasionnellement avec le CMB photonique existant, menant à une réaction du type : $p \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$, ou $p \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ n$. À la suite de ces réactions, les pions vont se désintégrer pour former, soit des paires de photons dans le cas du pion neutre, soit des (anti-)neutrinos ν_e , et ν_μ , dans le cas des pions chargés. Les flux de neutrinos résultant sont généralement assimilés aux *neutrinos GZK*, portant le nom du phénomène qui leur a donné naissance. En effet, l'effet GZK [207], initié par K. Greisen, V. Kuzmin, et G. Zatsepin, présuppose une coupure dans le spectre énergétique du rayonnement cosmique, des expériences comme AUGER [208, 209] ayant déjà commencé à en témoigner.

D'autres sources, permettant de produire des flux de neutrinos de si haute énergie, pourrait également prendre la forme d'accélérateurs de rayons cosmiques, comme les AGNs (dans le cadre d'un modèle hadronique), ou les GRBs (Gamma-Ray Bursts). Ces derniers objets sont les évènements les plus lumineux connus dans l'Univers, et sont issus de l'effondrement du coeur de corps massifs, en rotation rapide, en trou noir, ou d'une collision de deux étoiles à neutrons coexistants dans un même système binaire. Ces deux types d'objets sont à même de produire directement des flux de neutrinos ultra-énergétiques. D'autres phénomènes issus de la nouvelle physique comme la désintégration de particules super-lourdes, ou les défauts topologiques, seraient également capable de produire les flux de neutrinos escomptés.

Des expériences comme GLAST [209], ou encore l'observation du rayonnement de ultra-haute énergie par les télescopes à neutrinos, permettront peut-être de clarifier l'origine du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie, et les phénomènes qui en résultent.

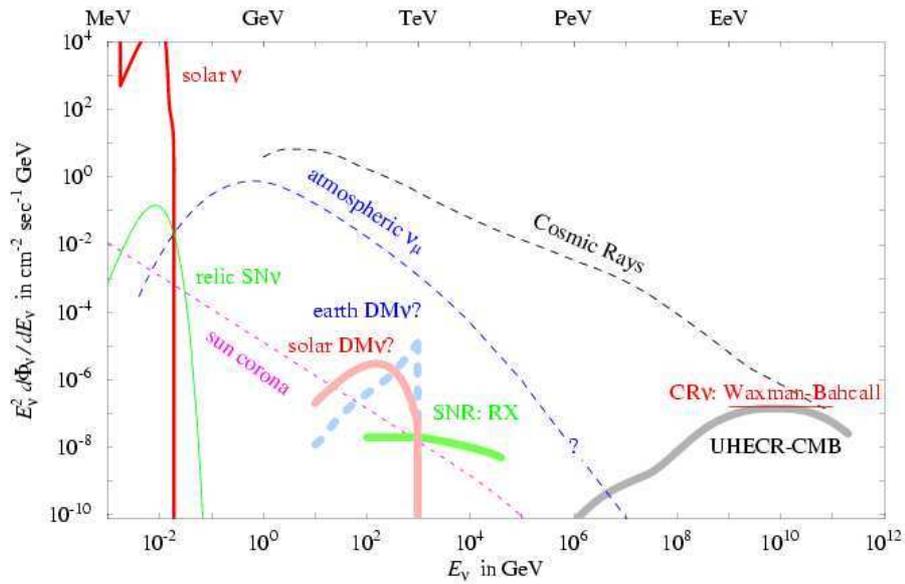


FIG. 2.4: Revue des sources astrophysiques potentielles de neutrinos sur un large intervalle énergétique $E_\nu \in [\sim \text{MeV}; \sim 10^{12} \text{EeV}]$. Chacune des sources sont représentées avec leur flux de neutrinos espéré, comme $E_\nu^2 d\phi_\nu/dE_\nu$ ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{GeV}$).

Les neutrinos et la matière noire Comme cela a été présenté en 1.3, et indépendamment du modèle considéré, les interactions de matière noire au sein de corps massifs peuvent amener à la production de flux de neutrinos de haute énergie, dans l'intervalle $E_\nu \in [\sim 10; \sim 1000] \text{ GeV}$. En effet, les particules de matière noire froide (CDM) stables, tels que les LSPs, les LKPs, ou de manière générale les WIMPs, et en équilibre thermique avec l'Univers, sont capturées par diffusions élastiques successives et attraction gravitationnelle au coeur de corps astrophysiques, comme le Soleil, la Terre, ou encore vers le centre galactique. Les neutrinos de saveur muonique, produits avec des énergies $E_\nu \leq m_{\text{WIMP}}$, pourront alors être détectés par les muons montants qu'ils induisent en traversant la Terre. Les observatoires comme Baksan, Baikal, SuperKamiokande, MACRO, AMANDA/ICECUBE, et ANTARES (KM3NeT), sont donc tous indiqués pour permettre ce type de détection, et apposer les premières limites sur la gamme de masse des WIMPs attendue (voir en III pour de plus amples détails).

Cette revue non-exhaustive des sources potentielles de neutrinos sur un très large spectre en énergie, et résumée en fig. 2.4, permet de rendre compte de l'importante contribution que peuvent apporter les expériences spécialisées dans la détection des neutrinos, par n'importe quelle voie que ce soit. L'astronomie neutrino représente le futur de l'astrophysique et des astroparticules, comme a pu l'être, et l'est toujours, le photon au travers de tous ces aspects spectraux. C'est pourquoi, les prochaines sections, composant la suite de ce chapitre, seront entièrement dédiées aux observatoires à neutrinos et à leurs méthodes de détection, et tout particulièrement au télescope ANTARES pour lequel les travaux d'étalonnages et d'analyses, explicités dans ce rapport, ont été réalisés.

2.3 Les télescopes à neutrinos

Dans cette section, la détection des neutrinos par la production de lumière Čerenkov au sein d'un environnement est tout d'abord détaillée. Ensuite, une présentation générale des télescopes à neutrinos existants actuellement, et de leurs moyens de détection, est réalisée. Enfin, les perspectives concernant ces mêmes télescopes et certaines collaborations futures sont entrevues.

2.3.1 Les neutrinos et l'effet Čerenkov

Dans cette sous-section, les conséquences cinématiques de la production des muons aux vertex d'interaction neutrino-nucléon sont introduites. L'effet Čerenkov est également explicité comme conséquence du passage des muons dans un milieu diélectrique transparent. Enfin, les processus physiques que subissent les photons Čerenkov sur leur passage, de leur production à leur détection, sont détaillés.

2.3.1.1 Muons neutrino-induits, et conséquences sur le pointage à la source

Les neutrinos, qu'ils soient d'origine atmosphérique ou astrophysique, vont pour certains pouvoir interagir avec le milieu environnant à leur arrivée sur Terre. Comme cela est détaillé en annexe A, les neutrinos peuvent interagir de deux manières différentes, soit par courant neutre (NC), soit par courant chargé (CC). Dans le premier cas, un boson de jauge neutre Z^0 sera échangé, et dans l'autre, un boson chargé W^+ , ou W^- . Ces deux cas sont résumés par les expressions suivantes :

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{Z^0} \nu_l(\bar{\nu}_l) + X(NC), \quad (2.11)$$

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{W^-(W^+)} l^-(l^+) + X(CC), \quad (2.12)$$

avec $\nu_l(\bar{\nu}_l)$ le (anti-)neutrino de saveur l , l le lepton associé, N le nucléon cible (proton, neutron), et X la gerbe hadronique résultante. Comme cela est souligné en 3.3, aux énergies considérées dans ce rapport ($E_\nu \geq E_{\nu,seuil} = 10$ GeV), les neutrinos interagissent principalement par diffusion profondément inélastique. Ensuite, dans ce processus d'interaction, aucune saveur leptonique quelconque n'est privilégiée. Celle-ci peut être électronique e , muonique μ , ou tauique τ , pour lequel les processus d'interaction du lepton émergent sont propres à sa nature.

Pour les électrons produits à la suite de l'interaction par CC des ν_e , ceux-ci vont produire des photons de haute énergie issus du Bremsstrahlung (voir en 3.4) qui peuvent être, ensuite, convertis en paire électron-positron. Ces dernières particules vont elles-même subir le Bremsstrahlung, et ainsi de suite, produisant au bout du compte une gerbe électromagnétique dont l'extension dans le milieu réactif est seulement limitée par la longueur de radiation X_0 , de ~ 36 cm dans l'eau [210]. Pour les leptons τ , cela est tout autre. Ces derniers, produits à la suite de l'interaction par CC des ν_τ , possèdent un temps de vie relativement très limité ($t = (290.6 \pm 1.0) \times 10^{-15}$ s [39]) comparé aux muons ($t = (2.197019 \pm 0.000021) \times 10^{-6}$ s [39]), ce qui induit l'apparition d'une seconde gerbe dans le volume du détecteur lorsque le τ se désintègre, additionnée à la première figurant sa production. Ces deux productions leptoniques sont relativement limitées puisque

devant apparaître obligatoirement au sein du volume instrumenté du détecteur. Ceci n'est pas le cas pour les muons.

En effet, les muons, produits à la suite de l'interaction par CC des ν_μ , peuvent voyager sur de très longues distances, même à la suite d'un ensemble d'interactions explicitées en 3.4. À titre d'exemple, un muon, possédant une énergie de l'ordre du TeV, peut traverser en moyenne une distance de l'ordre du km dans la roche, et vers les 100 TeV, celle-ci se rapproche des 5 km [94]. La distance que peut parcourir un muon à l'intérêt d'accroître le volume effectif du détecteur et de permettre sa détection, même si sa production intervient à plusieurs kilomètres du volume instrumenté. Ce dernier point est la principale différence avec les deux autres saveurs leptoniques. C'est pourquoi, dans la suite du développement, seule la saveur muonique sera étudiée (pour de plus amples détails sur les études menées relativement aux neutrinos $\nu_{e,\tau}$ dans la collaboration ANTARES, voir en [211, 212]).

Le muon, résultant donc de l'interaction par CC d'un neutrino ν_μ avec le milieu terrestre (roche + eau/glace), poursuit son chemin jusqu'au volume instrumenté du détecteur selon une trajectoire représentative de la direction d'arrivée du neutrino. L'angle $\theta_{\nu-\mu}$, entre la direction du neutrino et celle du muon, est majoré par [94] :

$$\langle \theta_{\nu-\mu} \rangle \leq \frac{1.5^\circ}{\sqrt{E_\nu(\text{TeV})}}, \quad (2.13)$$

où E_ν est l'énergie du neutrino au vertex d'interaction neutrino-nucléon. Seulement, un muon voyageant à travers la roche et l'eau, ou la glace, est sujet à de multiples diffusions, comme cela apparaît en 3.4, induisant une déviation $\theta_{\nu-\mu}^{md}$ quantifiée par :

$$\theta_{\nu-\mu}^{md} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{E_\mu} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.0038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right], \quad (2.14)$$

où E_μ est l'énergie du muon, x est la distance qu'il a parcouru, et X_0 est toujours la longueur de radiation dans le milieu. Aux énergies considérées dans ce rapport, la déviation $\theta_{\nu-\mu}^{md}$ reste inférieure à l'angle $\theta_{\nu-\mu}$. Seulement, cette dernière considération angulaire doit être prise en compte afin d'estimer au mieux la direction d'arrivée du neutrino, et la position de sa source potentielle.

2.3.1.2 Construction du cône Čerenkov

À un moment donné, le muon atteint le volume instrumenté. Ce dernier est généralement plongé dans un milieu diélectrique transparent, tel que l'eau ou la glace. Le muon, étant une particule chargée, va polariser le milieu dans son passage par le fait que son champ électrique affecte le nuage électronique des atomes présents. Par un retour à l'équilibre de ces électrons, des ondes sphériques lumineuses sont émises le long de la trajectoire du muon, comme cela apparaît en fig. 2.5. En raison de la vitesse supraluminique du muon dans le milieu, $v_\mu > c/n$, ces ondes sphériques interfèrent de manière constructive pour former un front d'onde plane. Ce front d'onde forme alors un cône autour de la trajectoire du muon, appelé front d'onde Čerenkov, qui se propage ensuite dans le milieu jusqu'à être détecté par des photomultiplicateurs (PMTs). L'initiation de photons Čerenkov par le passage d'une particule chargée dans un milieu diélectrique, à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu, forme donc l'effet Čerenkov [213].

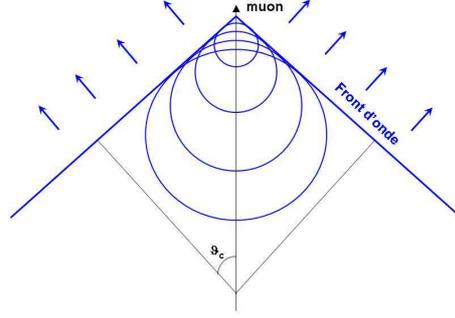


FIG. 2.5: Illustration de l'effet Čerenkov produit par le passage d'un muon dans l'eau, avec le déploiement des ondes sphériques lumineuses le long de sa trajectoire. Ces ondes interfèrent de manière constructive, en raison de la vitesse supraluminique du muon dans le milieu ($v_\mu > c/n$), pour former un front d'ondes lumineuses détectable par des photomultiplicateurs (PMTs).

Le cône Čerenkov possède un angle de demi-ouverture θ_c , comme illustré en fig. 2.5, qui répond à l'indice de réfraction n du milieu selon la relation :

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.15)$$

où $\beta \equiv v_\mu/c$ est le rapport entre la vitesse du muon v_μ , et la célérité c dans le vide. Dans le cas du télescope ANTARES, placé en milieu marin, l'indice de réfraction a été estimé à $n = 1.35$ [210], ce qui induit un angle $\theta_c \sim 42.2^\circ$ pour un muon ultra-relativiste ($\beta \sim 1$). D'après l'éq. 2.15 qui se place dans le cas ultra-relativiste, l'angle θ_c est indépendant de l'énergie du muon E_μ . Cependant, E_μ doit impérativement être supérieure à l'énergie seuil E_c , seuil à partir duquel la production de photons Čerenkov est possible. Ce seuil est défini tel que :

$$E_c = \frac{m_\mu}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \sim 160 \text{ MeV}, \quad (2.16)$$

où $m_\mu = 105.658367 \pm 0.000004 \text{ MeV}$ [39] est la masse du muon. Mais, ce seuil est largement dépassé dans le cadre de l'intervalle en énergie considéré ici. Ensuite, au-delà de l'ouverture angulaire du cône Čerenkov, celui-ci possède une distribution spectrale $dN/dxd\lambda$ qu'il est possible de quantifier par [213] :

$$\frac{dN}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (2.17)$$

avec $\alpha \equiv 1/137$ la constante de structure fine, et λ la longueur d'onde des photons émis. Ainsi, à titre d'exemple et en considérant une efficacité typique de PMTs sur un intervalle $\lambda \in [300; 600] \text{ nm}$, le nombre de photons détectables par unité de longueur, le long de la trajectoire du muon, est ~ 35000 .

2.3.1.3 Propagation des photons Čerenkov

Les photons Čerenkov vont devoir traverser une certaine quantité de matière, composant le milieu réactif, avant d'être détecté par un PMT. Au cours de cette traversée, ceux-ci peuvent être absorbés ou diffusés, en raison de la présence de corps étrangers (particules organiques), ou de molécules, qui affectent la propagation lumineuse dans l'environnement.

Dans un premier temps, l'absorption des photons se traduit par l'atténuation successive de l'intensité lumineuse émise par une source, jusqu'à atteindre une distance caractéristique λ_{abs} , nommée longueur d'absorption, pour laquelle le nombre de photons n'ayant pas été absorbés est équivalent à $1/e$. Cette longueur λ_{abs} est dépendante de la longueur d'onde considérée, et rentre dans la définition de l'évolution d'une intensité lumineuse (I_0) sur une distance r , telle que [214] :

$$I = I_0 \frac{A_{eff}^{PM}}{4\pi r^2} \exp \frac{r}{\lambda_{abs}}, \quad (2.18)$$

où I est l'intensité lumineuse résultante à la distance r , et A_{eff}^{PM} est la surface effective de détection d'un PMT (voir en éq. 3.9 pour plus de détails).

Ensuite, pour ce qui est du processus de diffusion, celui-ci affecte fortement la corrélation entre la distribution angulaire des photons et la direction de la trace du muon, d'autant plus que la distance de parcours des photons est importante. La diffusion (scattering) est également quantifiée à partir d'une distance caractéristique $\lambda_{scat} \equiv \sqrt{4Dt}$, où D est le coefficient de diffusivité pour un milieu de température T , et dérivée directement des lois de Fick pour la diffusion. Cette dernière est également dépendante de la longueur d'onde lumineuse mise en jeu.

Ces deux longueurs caractéristiques du milieu de propagation des photons Čerenkov ont donc été déterminées, relativement au cas d'ANTARES, en mesurant les capacités de transmission des signaux lumineux dans le bleu et l'UV (caractéristique des radiations Čerenkov), sur le site même du détecteur, entre 1997 et 2000 [214]. Il vient que $\lambda_{abs} \sim 60$ m et $\lambda_{scat} \sim 265$ m, pour une longueur d'onde donnée de 473 nm (bleu).

Un dernier effet, non-négligeable dans la compréhension des spectres photoniques détectés, est la dispersion lumineuse. En effet, en raison de la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde, une dispersion chromatique est introduite. Celle-ci a pour effet d'augmenter le temps de détection des photons jusqu'à ~ 2 ns sur une distance de parcours de l'ordre de 300 m [104].

Tous ces processus, que peuvent subir les photons Čerenkov sur leur trajet, sont donc d'une importance capitale pour l'estimation de leur temps d'arrivée aux PMTs, relativement à leur vitesse de groupe [215]. Ces derniers sont donc entièrement intégrés à la simulation Monte-Carlo, comme cela est détaillé en 3.5, pour une longueur d'onde de 460 nm, et un indice de réfraction résultant de $n = 1.38$ [104].

Maintenant que la production de lumière Čerenkov par le passage des muons dans ou aux alentours d'un volume instrumenté a été explicitée, la sous-section qui suit présente de manière brève quel type d'instrumentation est utilisé par la grande majorité des observatoires à neutrinos pour la détection des photons Čerenkov résultant.

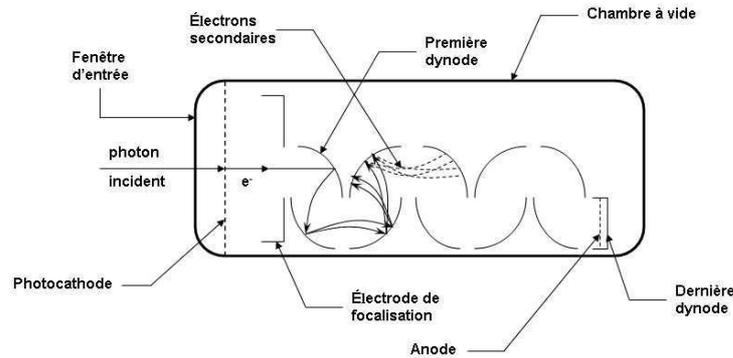


FIG. 2.6: Schématisation du principe général d'un photomultiplicateur (PMT).

2.3.2 Photomultiplicateurs, et modules optiques

La plupart des observatoires à neutrinos, évoluant en milieu naturel comme le télescope ANTARES, utilisent le même type de technologie pour la détection des photons Čerenkov. Non seulement cette dernière doit être performante en terme d'efficacité de collection photonique et d'électronique, mais également en terme de résistance imposée par les conditions environnementales souvent rudes. Pour cela, et de manière générale, les sondes photosensibles qui répondent aux mieux à ces critères sont les photomultiplicateurs (PMTs) habillés d'une sphère de protection, le tout composant les modules optiques (OMs).

Les PMTs permettent de détecter des signaux lumineux, potentiellement de faible amplitude, par amplification. Ceux-ci sont généralement composés d'un tube à vide dans lequel est située une photocathode, des électrodes de focalisation, un système d'amplification par une succession de dynodes, et d'une anode, comme cela apparaît en fig. 2.6. Les photons incidents pénètrent dans le tube à vide pour venir frapper la photocathode. C'est alors par effet photoélectrique que des électrons, nommés photoélectrons de part leur provenance, sont extraits de la photocathode pour envahir la suite du tube à vide. Des électrodes de focalisation permettent de réduire la dispersion électronique pour obtenir un faisceau collimaté atteignant la première dynode. Le rôle de cette première dynode est donc de capter les photoélectrons incidents qui, par collisions, vont entraîner l'extraction d'un plus grand nombre d'électrons, dits électrons secondaires. Ces derniers sont ensuite transmis à la seconde sous un effet d'accélération en raison d'une différence de potentiel importante entre les deux. Cette différence de potentiel est maintenue entre chaque dynode pour amplifier le signal au travers d'une multiplication des électrons, ce qui permet d'induire un déplacement de charges de l'avant du phototube vers l'arrière, et de capter les charges accumulées grâce à une anode. Cependant, comme pour tout métal, des électrons secondaires peuvent s'extraire de l'anode et ainsi réduire le signal résultant. Pour éviter ce dernier fait, une dernière dynode est placée derrière l'anode pour jouer le rôle d'écran électrostatique, et obliger la totalité des charges accumulées à participer au signal.

Comme cela a été étudié préalablement en [216] pour la collaboration ANTARES, les PMTs doivent répondre à certaines spécificités en accord avec les performances de détection attendues du télescope. De manière générale, ces spécifications demandées sont les suivantes :

- Une grande surface pour la photocathode afin d’optimiser la capture des photons, recherchée comme uniforme.
- Une efficacité quantique $\eta(\lambda)$ optimale, définit comme le rapport :

$$\eta(\lambda) = \frac{N_e}{N_\gamma(\lambda)}, \quad (2.19)$$

où N_e est le nombre de photoélectrons émis comme conséquence de la capture d’un nombre de photons incidents N_γ , fonction de la longueur d’onde λ . L’efficacité quantique est également perçue comme la mesure de la réponse spectrale de la photocathode, ce qui permet de déduire sa sensibilité aux différentes longueurs d’onde.

- Une collection des photoélectrons sur la première dynode optimale, de l’ordre de 80 à 90 %, et aussi indépendante que possible de la vitesse initiale, et du point de départ sur la photocathode, des photoélectrons.
- Afin de remonter efficacement aux temps d’arrivée des photons incidents, la dispersion temporelle du temps de vol des photoélectrons, entre la photocathode et la première dynode, doit être minimale. Celle-ci est généralement nommée dispersion du temps de transit (Transit Time Spread, TTS), et ne doit pas excéder 1 ns, voir 2 ns en écart type σ_{TTS} . À partir du TTS, la résolution en temps σ_t du PMT peut d’ailleurs être déduite telle que :

$$\sigma_t \equiv \frac{\sigma_{TTS}}{\sqrt{\langle N_e \rangle}}, \quad (2.20)$$

où $\langle N_e \rangle$ est le nombre moyen de photoélectrons engendrés par la photocathode. Plus ce dernier nombre est important, et plus la résolution temporelle des PMTs sera appréciable.

- Un matériau composant les dynodes qui possède un facteur d’émission secondaire, relatif au nombre d’électrons secondaires émis en fonction de l’énergie d’un électron incident, maximale. Ensuite, les émissions secondaires doivent être stable sous l’application de courants de fortes intensités. Et enfin, les émissions électroniques dues à une excitation thermo-ionique doivent être faibles, ce type de signaux représentant un bruit à l’issue de l’acquisition du signal.
- Des impulsions secondaires parvenant avant et après le signal principal qui soient faibles.
- Une résistance mécanique compatible avec de hautes contraintes environnementales, telles que l’illumination au jour, des chocs thermiques, de fortes pressions, etc..., leur assurant une durée de vie supérieure à une dizaine d’années.

Dans le cas particulier du télescope ANTARES, la plupart des spécifications, énumérées ci-avant, sont remplies par le photomultiplicateur Hamamatsu R7081 – 20 10''

(voir en 2.4.2.1 pour une description spécifique). Cependant, les PMTs subissent des contraintes naturelles lorsqu'ils sont plongés en milieu actif d'un télescope à neutrino (eau ou glace), et généralement à de très grandes profondeurs. Pour cela, les sphères de protection rentrent en jeu.

Tout d'abord, comme cela a été illustré précédemment, les PMTs possèdent des électrodes de focalisation pour permettre d'optimiser la captation des photoélectrons par la première dynode. Le champ développé par ces électrodes est indéniablement affecté par des champs magnétiques extérieurs, tels que le champ magnétique terrestre ($\sim 33\mu\text{Tesla}$ sur le site d'ANTARES), ce qui dégrade l'uniformité de la réponse des PMTs. Une cage hémisphérique, en métal de forte perméabilité magnétique (le μ -métal), est ainsi développée autour de la photocathode du PMT pour remédier à cela.

Ensuite, comme cela est développé en 2.3.3 et en 2.4, les télescopes à neutrinos sont pour la plupart déployés à des profondeurs très importantes (sous la glace ou l'eau), ce qui a pour effet de contraindre énormément les systèmes de détection et l'électronique à des températures très basses, et à des pressions très élevées. Pour palier ces types de problèmes environnementaux, des hémisphères hautement résistantes viennent former une coque étanche et fiable autour de chacun des PMTs. La première partie de cette sphère de protection est faite d'un matériau transparent permettant la transmission de la lumière vers le PMT à plus de $\sim 90\%$, et ceci pour des longueurs d'onde plus importantes que 400 nm. Elle possède également un indice de réfraction proche de celui de l'eau et de la fenêtre d'entrée en verre des PMTs, tel que $n = 1.47$ [217], ceci pour éviter le maximum de pertes par réflexion. La seconde hémisphère doit être complètement opaque, et permettre l'ajout d'instruments de mesure, comme un manomètre (vérification de la pression interne), ou le passage des informations vers l'extérieur. La jonction de ces deux hémisphères forme ainsi une sphère pouvant contenir un PMT et son électronique associée, et résistant à des pressions externes pouvant aller jusqu'à 700 bars (selon les tests de qualification [217]). Le principe et l'utilisation de ces sphères peut varier selon les expériences, mais l'utilisation générale reste la même, comme en atteste pour résumer la fig. 2.7. Un système de LED interne a été ajouté sur le schéma pour définir au mieux la configuration des modules optiques utilisés sur ANTARES. En effet, sur le site du télescope, des vérifications d'étalonnage temporel ont lieu régulièrement avec entre autres l'analyse de signaux de LEDs intermittants au sein des OMs, détectés par les PMTs par réflexion. L'analyse d'un tel signal, permet par exemple de vérifier les mesures de l'étalonnage temporel faites à terre, ou encore de visualiser l'évolution des temps de transit en fonction de la haute tension ou du seuil de détection en charge appliqués aux PMTs (voir en [218] pour de plus amples détails à ce sujet).

Vont maintenant être présentées les principales caractéristiques des différents projets de télescope à neutrinos utilisant les principes de détection décrits précédemment, et les choix techniques qui y sont associés.

2.3.3 Projets en cours et perspectives futures

Depuis l'idée de M. A. Markov en 1960 d'utiliser un grand volume d'un matériau transparent pour la détection de particules interagissant faiblement avec la matière, de

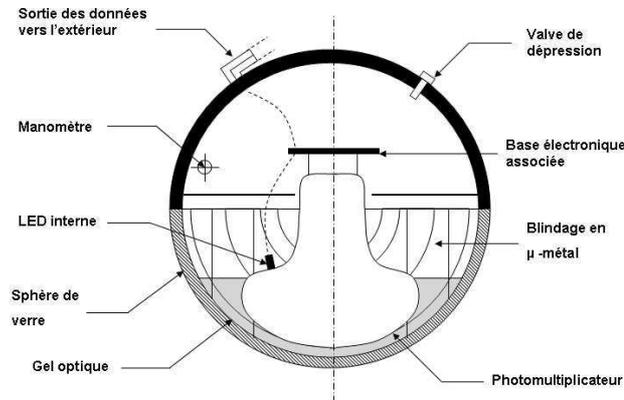


FIG. 2.7: Schématisation du principe général d'un module optique (OM), avec le photomultiplicateur et la carte électronique associée, le gel (en gris) permettant la continuité optique entre le PMT et l'hémisphère de verre transparente, la sphère de verre (partie opaque noire, et transparente hachurée), d'un manomètre, d'une connection vers l'extérieur, du blindage en métal de forte perméabilité magnétique, d'une valve de dépression, et d'une LED interne.

nombreux observatoires à neutrinos ont vu le jour, et continue à progresser vers des volumes et des efficacités de détection de plus en plus importantes.

DUMAND [224] (Deep Underwater Muon And Neutrino Detection) fut le premier projet de télescope à neutrinos de haute énergie au fond d'un océan, en 1976. L'idée était d'immerger un détecteur à ~ 4800 m de profondeur au large de la grande île d'Hawaï. C'est après 11 ans d'études préliminaires, qu'une ligne prototype instrumentée suspendue à un bateau a été mise à l'eau, et a permis de mesurer le flux de muons atmosphériques entre 2000 et 4000 m de profondeur pendant une dizaine d'heure. Malgré l'arrêt prématuré du projet en 1995, ce type de mesures, dans les conditions régnant à de si grandes profondeurs, eut un rôle de précurseur ce qui poussa d'autres expériences à vouloir exploiter ce type d'observatoires sous-marins.

BAÏKAL [225] est le premier détecteur à neutrino de haute énergie opérationnel situé en Sibérie au sein du lac Baïkal. Ce télescope est immergé à 1100 m de profondeur, à 3.6 km de la côte. Son déploiement s'effectue en hiver, profitant de l'épaisse couche de glace qui recouvre tout le lac. Après presque dix ans d'études préliminaires et cinq ans de construction, le télescope Baïkal fonctionne depuis Avril 1998 avec 192 modules constitués de photomultiplicateurs de 15" répartis sur 8 lignes, constituant la configuration nommée NT200 et représenté en fig. 2.8. Cette dernière est en voie d'extension depuis

Avril 2005, avec l'ajout de trois nouvelles lignes externes placées à ~ 100 m du coeur du détecteur NT200.

La collaboration Baïkal a publié de nombreux résultats, notamment sur la recherche de WIMPs, de monopôles magnétiques relativistes et non-relativistes, de points sources, et de flux diffus. Pour ce dernier cas, les limites issues de la configuration NT200 pour un flux diffus stable de neutrinos, toutes saveurs confondues avec un spectre en E^{-2} , est telle que $E^2\phi = 8.1 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}$ ($20 \text{ TeV} < E < 50 \text{ PeV}$), qui représente la limite la plus forte jamais posée par un télescope à neutrinos à ce jour. Pour la configuration NT200+, la limite est espérée atteindre $E^2\phi = 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}$ ($E < 100 \text{ TeV}$), sur trois années d'observation.

L'évolution du télescope ne s'arrête pas là puisque une configuration du type km^3 est prévue pour un premier déploiement courant 2010, statuant sur un volume de détection de l'ordre 0.7-0.9 Gtonne, pour les neutrinos induis par des cascades de très hautes énergies, constitué de 1300 OMs placés sur 91 lignes.

AMANDA [140] (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) fut lancé à la fin des années 80. Ce télescope se situe en Antarctique, et utilise l'épaisse couche de glace de ~ 3000 m comme milieu transparent. L'avantage de ce choix provient du faible bruit de fond optique, de l'ordre de 1 kHz par photomultiplicateur de 8 pouces, et de la facilité de déploiement. L'utilisation de la glace comme milieu actif de détection implique néanmoins une diffusion de la lumière plus forte qu'en milieu marin.

La construction de ce détecteur s'est déroulée en trois étapes. De 1993 à 1994, quatre lignes furent déployées à 1000 m pour former AMANDA-A, avec une simple technique de creusage de la glace à l'aide d'eau chaude sous pression. Cette première étape a permis de mettre en évidence que les propriétés optiques de la glace à cette profondeur n'étaient pas adaptées pour l'étude des neutrinos cosmiques. Une forte présence de micro-bulles

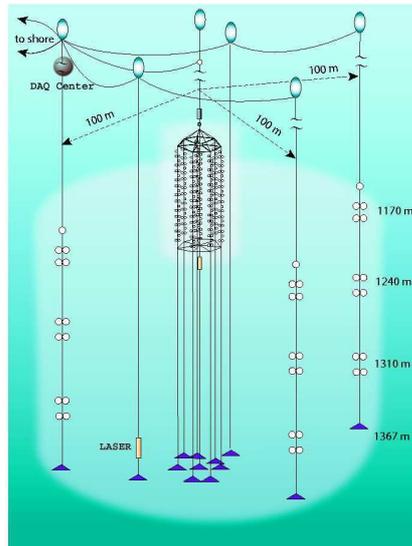


FIG. 2.8: Configurations NT200 et NT200+ du télescope à neutrinos Baïkal.

et de poussières impliquant une diffusion et une absorption de la lumière trop forte pour permettre tout type de mesures de précision. Pour palier ce problème, un autre détecteur a été déployé à 2000 m de profondeur de 1995 à 1996. Il a été complété entre 1996 et 1997 par 6 nouvelles lignes de 500 m, pour former AMANDA-B10. Entre 1997 et 2000, 9 autres lignes de 1200 m ont été rajoutées, entre 1150 et 2350 m de profondeur tout autour des 10 lignes et des 302 modules optiques du détecteur AMANDA-B10 afin de former le télescope final AMANDA-II, constitué en tout de 676 modules optiques. Ce télescope est complété en surface par un détecteur de gerbes atmosphériques SPASE (South Pole Air Shower Experiment) constitué d'un réseau de 30 stations séparées de 30 m, contenant chacune 4 scintillateurs de $0,2 \text{ m}^2$, et un télescope à imagerie gamma GASP (Gamma Astronomy South Pole). Ces deux expériences permettent de vérifier les mesures de flux de muons atmosphériques descendants et la résolution angulaire du télescope (de l'ordre de 3°). Les étapes de construction, qui aboutissent au télescope AMANDA-II, sont montrées en fig. 2.9.

Actuellement, les résultats d'AMANDA déterminent la limite la plus restrictive sur le flux de neutrinos de haute énergie [140]. C'est pourquoi la collaboration a lancé la construction de la seconde génération du télescope de taille kilométrique : ICECUBE.

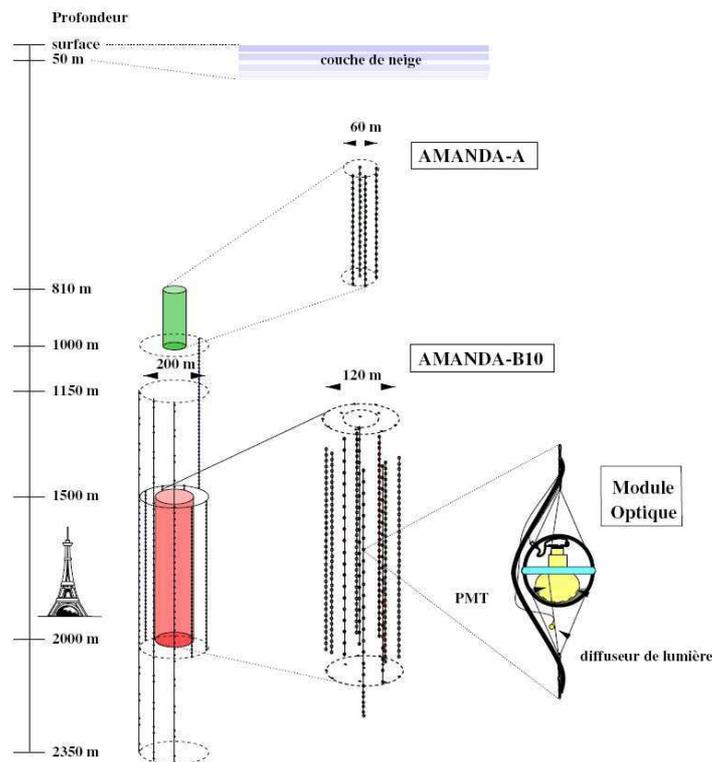


FIG. 2.9: Configurations successives du détecteur avec l'aboutissement à la configuration AMANDA-II.

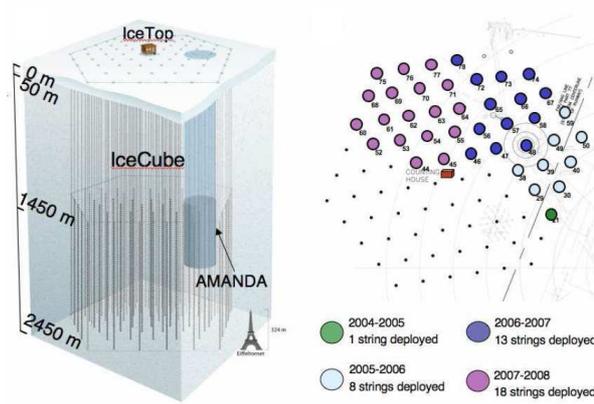


FIG. 2.10: À gauche : Schématisation du détecteur ICECUBE, avec l'inclusion d'AMANDA-II (cylindre bleu foncé). À droite : Détecteur ICECUBE vue du dessus, avec les différentes étapes de construction.

ICECUBE [226] Comme expliqué ci-dessus, IceCube est la continuation d'AMANDA à l'échelle kilométrique. La première ligne a été mise en place en Janvier 2005. Au final, ce détecteur sera composé de 80 lignes de 60 modules optiques, pour un total de 4800 photomultiplicateurs de 10", figés dans la glace du Pôle Sud entre 1500 m et 2500 m de profondeur, comme en atteste la fig. 2.10. À la surface, un détecteur, IceTop, sert de veto et de système d'étalonnage pour IceCube. Le calendrier officiel prévoit le déploiement de 16 lignes par été austral. La résolution angulaire attendue est d'environ 0.6° pour des énergies supérieures à 10 TeV, ce qui diminue d'un facteur quinze le taux de bruit de fond par unité de surface engendré par les neutrinos atmosphériques pour la recherche de source ponctuelle par rapport à AMANDA. La résolution en énergie espérée est de l'ordre d'un facteur deux au-dessus du TeV. Actuellement, le détecteur est installé et opérationnel à plus de 50 %, la fin des déploiements étant prévue pour 2011.



FIG. 2.11: Configuration d'une tour rigide du télescope à neutrinos NESTOR.

NESTOR [227] (Neutrino Experimental Submarine Telescope with Oceanography Research) est localisé au large des côtes grecques, à 15 km exactement, et à une profondeur de 4100 m. Ce télescope utilise un concept de tour rigide, comme illustré en fig. 2.11. Il comporte une tour de 12 étages, en forme d'étoiles à 6 points, espacés de 30 m. En ces points, correspondant aux extrémités de chacun des bras de l'étoile, sont placés une paire de modules optiques, avec un regardant vers le haut et l'autre vers le bas. Ainsi, une tour consiste en 144 PMTs au total. La différence notable qui existe par rapport aux autres télescopes à neutrinos, tels que ANTARES et NEMO, se situe dans le déploiement. En effet, une tour est déployée en utilisant une plateforme flottante à la surface de l'eau, ce qui élimine le besoin d'utiliser des ROVs (Remote Operated Vehicles) ou sous-marins de poche.

C'est en Janvier 2002 que la boîte de jonction électro-optique et des instruments de mesures environnementales furent déployés et connectés à Terre avec un câble sous-marin. Ensuite, suivi le premier déploiement d'un étage prototype en Mars 2003. Ce dernier a été opérationnel durant plus d'un mois, jusqu'à ce qu'un problème du câble sous-marin vienne perturber les prises de données. Toutefois, des premières mesures de flux de muons atmosphériques ont été opérées, et le câble incriminé est actuellement en réparation. Suite à cela, un futur déploiement sera prévu pour une tour de quatre étages.

NEMO [228] (NEutrino Mediterranean Observatory) est un projet de R&D italien prévu pour un éventuel déploiement futur d'un télescope à neutrinos du type km^3 . Le site sélectionné se situe à 100 km des côtes siciliennes, et à une profondeur de 3450 m. Il devrait consister en une matrice, à l'échelle du km^3 , de ~ 5000 modules optiques installés sur 64 tours flexibles, et distribués sur une grille carré de 200 m de côté. Chacune des tours est haute de 750 m, et comprend 16 étages espacés de 40 m. Chaque étage possède une paire de modules optiques (l'un vers le haut, l'autre vers le bas) à chaque extrémité des bras, comme cela apparaît en fig. 2.12 à gauche. Un ensemble de câbles mécaniques assure que les bras se déploient orthogonalement aux autres lors du déploiement d'une tour. L'ensemble de l'infrastructure future est présentée en fig. 2.12, à droite.

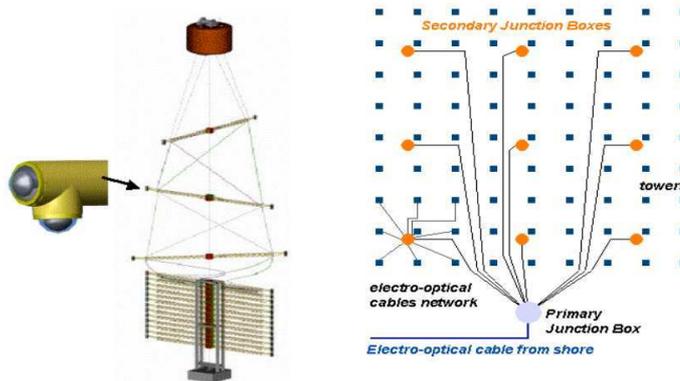


FIG. 2.12: À gauche : Configuration d'une tour flexible du télescope à neutrinos NEMO. À droite : Distribution possible des tours pour la formation d'un km^3 .

Un site de tests a été développé à une profondeur de 2031 m, où un câble sous-marin est présent avec une station d'enregistrement sismologique (Geostar) opérationnelle. Une boîte de jonction équi-pression et une tour prototype de quatre étages ont été déployées dans le courant de l'année 2006, et un câble électro-optique de 100 km a été déposé sur le site de Capo Passero, à 3800 m de profondeur.

KM3NeT [229] est premièrement une étude d'un design basée sur trois années, soutenue par la portion recherche en infrastructure du 6^{ème} programme de travail (FP6, Framework Program) de la communauté européenne, visant à déterminer une configuration optimale pour un télescope à neutrinos du type km^3 . Commencée en Février 2006, l'étude du design se conclura par la publication d'un rapport technique du design (TDR) pour un télescope basé sur le fond de la mer Méditerranée. L'infrastructure, ainsi déterminée, se présentera sous la forme d'une plateforme visant à associer différentes sciences, telles que l'océanographie sous-marine, la sismologie, etc. Une importante étude est également engagée pour apporter des solutions effectives budgétaires afin d'équiper au mieux un détecteur possédant un très large volume. Le consortium de KM3NeT inclut, quant à lui, les trois projets de télescopes sous-marin en mer Méditerranée, tels que NEMO, NESTOR, et ANTARES, et un nombre important d'instituts de recherche marine.

L'infrastructure de KM3NeT développée dans la mer Méditerranée sera complémentaire avec le détecteur ICECUBE. Étant localisé dans l'hémisphère nord, il étudiera la région importante du centre galactique, invisible pour ICECUBE. L'eau composant l'environnement de détection de la lumière Čerenkov, la résolution angulaire sera amplement améliorée, avec une valeur estimée à 0.1° au-delà d'une énergie de 10 TeV.

La plupart des observatoires à neutrinos, utilisant la détection des neutrinos en milieu naturel, ont été présentés succesivement avec leurs évolutions, leurs configurations, et leurs futurs, excepté pour le télescope ANTARES qui représente les fondations de ce rapport, et pour lequel la section suivante est entièrement consacrée.

2.4 Le télescope à neutrinos ANTARES

Cette section s'applique à décrire en premier lieu la collaboration ANTARES, mettant en avant le caractère pluridisciplinaire de l'expérience ANTARES. Ensuite le télescope sera entièrement détaillé que cela soit au niveau structurel pur, qu'au niveau de l'acquisition des événements détectés. Enfin, l'étalonnage temporel du télescope sera abordé, ayant représenté une part importante de cette thèse, démontrant l'importance de la précision temporel sur un tel détecteur Čerenkov et comment il est possible d'y parvenir.

2.4.1 La collaboration ANTARES

ANTARES est un projet européen ayant pour objectif de faire de l'astronomie à l'aide d'un télescope à neutrinos. À l'heure actuelle, la collaboration réunit environ 150 physiciens, ingénieurs, océanologues et astronomes répartis dans sept pays européens (Allemagne, Espagne, France, Italie, Pays-Bas, Russie, et Roumanie), comme cela apparaît en fig. 2.13, en mêlant des laboratoires de physique des particules, d'astroparticules, d'astrophysique, d'astronomie, et des sciences de la mer, tels que :

- Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM), CNRS/IN2P3 - Université de la Méditerranée Aix-Marseille II - France.
- CEA-Irfu (Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers), DSM, Centre de Saclay - France.
- Groupe de Recherches en Physique des Hautes Energies (GRPHE) - France.
- APC (AstroParticule et Cosmologie) - France.
- Institute for Theoretical and Experimental Physics (ITEP) - Russie.
- Instituto de Física Corpuscular, Valencia - Espagne.
- Polytechnic University of Valencia - Espagne.
- NIKHEF and University of Amsterdam - Hollande.
- University of Groningen - Hollande.
- INFN - Sezione di Roma, Genova, Bologna, Catania, Bari, Pisa, et le Laboratori Nazionali del Sud - Italie.
- Friedrich-Alexander Universitaet Erlangen-Nuernberg, Physikalisches Institut - Allemagne.
- Institute of Space Sciences (ISS), Bucharest - Roumanie.
- Laboratoire d'astrophysique de Marseille (LAM) - France.
- Géosciences Azur - France.
- Centre d'Océanologie de Marseille - France.
- IFREMER, Centre de Toulon/La Seyne-sur-Mer, et de Brest - France.
- Royal Netherlands institute for sea research (NIOZ) - Hollande.

Et le concours très indispensable de l'IFREMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER) dans la collaboration permettant l'utilisation de submersibles

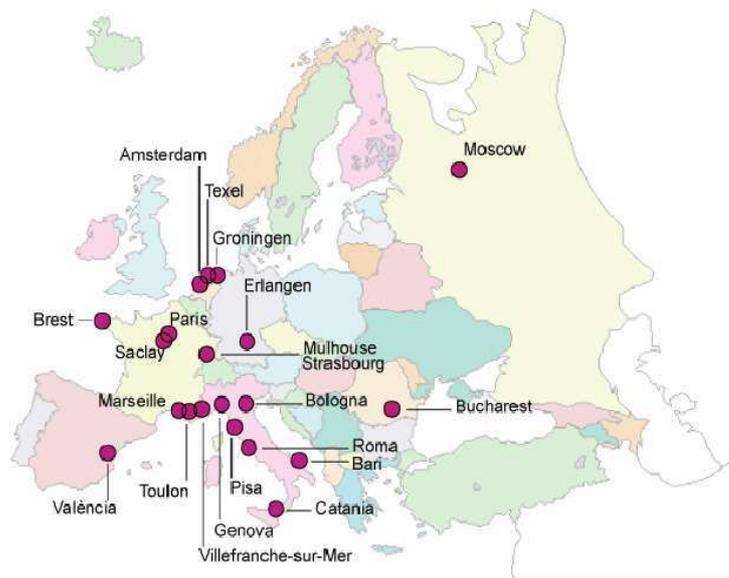


FIG. 2.13: Aperçu de la collaboration ANTARES au travers de l'Europe, soit sept pays impliqués, ou encore 24 instituts mêlant astroparticules, physique des particules, astronomie, astrophysique, et les sciences de la mer.

pour la mise à l'eau des éléments du détecteur, et de l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) fournissant les bateaux lors des campagnes en mer.

2.4.2 Description du télescope ANTARES

Depuis le 30 Mai 2008, ce télescope est constitué de douze lignes de détection indépendantes espacées les unes des autres de 60 à 70 m, comme en atteste la fig. 2.14 à gauche. Cette dernière figure montrant la position de chacune des lignes avec leur numéro respectif. Les distances interlignes se justifient par le fait qu'elles correspondent à la longueur d'absorption de la lumière Čerenkov dans l'eau, et qu'elles satisfont les contraintes de sécurité et de maintenance effectuée par un sous-marin de poche. Chaque ligne se compose de cinq secteurs comportant cinq étages identiques espacés verticalement de 14.5 m. Chaque étage regroupe trois modules optiques (OMs) orientés à 45° vers le bas, ceci afin d'augmenter la sensibilité du détecteur aux muons montants. Chacun de ces 900 OMs est équipé d'un photomultiplicateur de 10 pouces utilisant le principe décrit en 2.3.2. Les lignes sont reliées à une boîte de jonction qui a été déployée au fond de la mer en décembre 2002. Cette boîte de jonction assure l'alimentation des lignes, au moyen de convertisseurs de tension, et l'acheminement des données via un multiplexage en longueur d'onde jusqu'à la terre. Ces données rassemblent aussi bien les informations physiques enregistrées par les PMTs que les caractéristiques techniques de chacun des éléments du détecteur, ceci afin de pouvoir surveiller son évolution. Cette boîte de jonction est reliée à la côte à l'aide d'un câble électro-optique, d'environ 40 km de long, déployé en Octobre 2001. L'ensemble des configurations, énumérées ci-avant, sont résumées au travers de l'illustration apparaissant en fig. 2.14, à droite.

2.4.2.1 Structure détaillée

Les étages constituant une ligne d'ANTARES possèdent une flottaison propre, mais cela ne suffit pas à assurer leur verticalité. Une bouée placée à l'extrémité de la ligne permet de maintenir la tension verticale de toute la ligne. À l'autre extrémité de la ligne se trouve un poids mort qui fait office d'ancre posée sur le fond marin. C'est sur ce dernier que se trouve le connecteur, relié via l'intervention d'un ROV ou d'un bathyscaphe, à la boîte de jonction pour assurer d'une part l'alimentation de la ligne, et d'autre part le rapatriement des données. Le pied de ligne comprend de plus un émetteur-récepteur acoustique qui permet, s'il en reçoit l'injonction, de libérer la ligne de son ancre afin de la faire remonter en surface en cas de réparations ou d'un changement de ligne.

Les lignes sont composées de 25 étages rigides comportant une structure en titane. Au centre de cette armature se trouve le module local de contrôle (LCM pour Local Control Module) qui renferme, à l'abri de l'humidité et de la pression, toute l'électronique embarquée nécessaire au bon fonctionnement de l'étage. Cette électronique comporte les éléments permettant de déterminer la position et l'orientation exacte de l'étage (compas et inclinomètre). Ce dispositif permet de mesurer en temps réel la position des modules optiques à 10 cm près. De manière similaire, le quatrième étage de chaque secteur possède un module local de contrôle maître (MLCM pour Master Local Control Module), faisant également office de LCM, qui centralise les données du secteur et transforme le

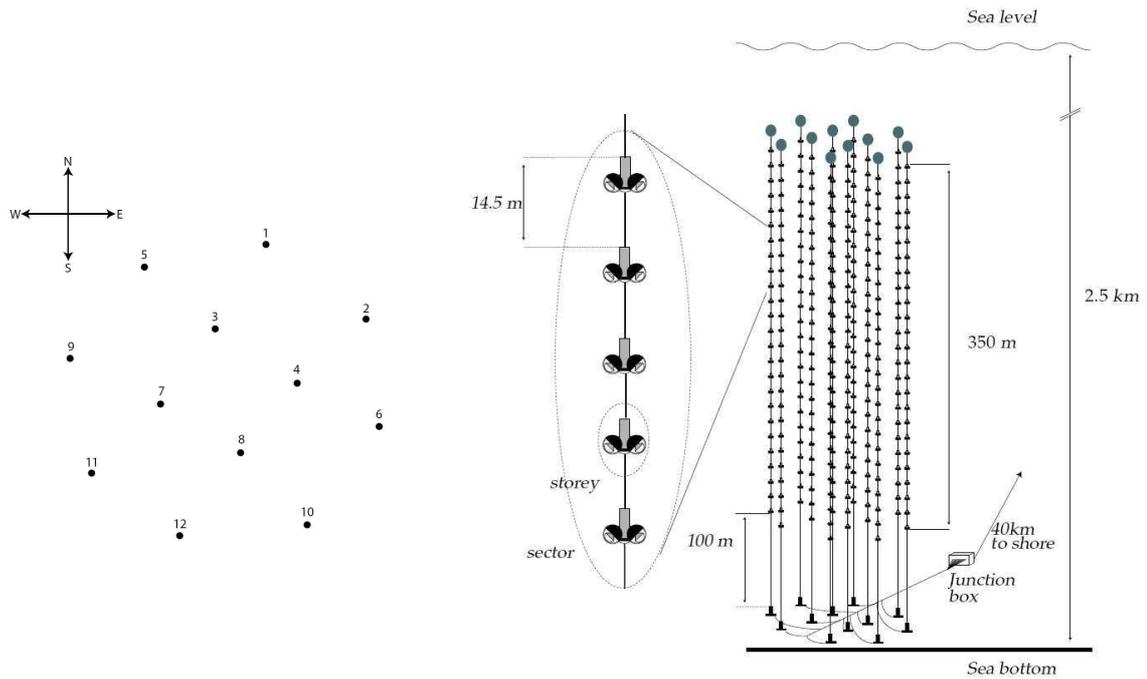


FIG. 2.14: À gauche : Positions des 12 lignes composant le télescope ANTARES au 30 Mai 2008. À droite : Configuration générale du détecteur, lignes, étages, modules optiques, boîte de jonction, et transmission des données vers la surface.

signal électrique en signal optique. Comme cela a été décrit en 2.3.2, les trois OMs protègent, à l'aide d'une sphère de verre résistante à la pression, les PMTs indispensables à la détection de la lumière Čerenkov. Une ligne mesurant près de 400 m, chaque étage est relié aux autres via un câble souple permettant de fléchir au gré des courants marins. Cette variation du positionnement doit être enregistrée à chaque instant afin de connaître parfaitement la configuration du réseau tridimensionnel de modules optiques qui permettront de reconstruire correctement les traces des muons (montants ou descendants). En plus du système de positionnement dans l'espace propre aux étages, chaque secteur possède également un hydrophone pour le positionnement acoustique. Ces derniers captent les ondes acoustiques émises par l'une des trois balises acoustiques placée au fond de la mer ou par l'un des émetteurs incorporés aux lignes. Ils permettent d'obtenir par triangulation la position de chaque hydrophone avec une précision de 3 cm. L'étalonnage en temps est obtenu de la détection de la lumière émise par quatre balises optiques (cylindre transparent contenant une source lumineuse isotrope émise par une trentaine de LEDs), installées sur les étages 2, 9, 15, 21 en leur sommet (voir en [230] pour de plus amples détails à leur sujet.). Une vue globale de la constitution d'un étage est présente en fig. 2.15.

Les OMs qui représentent les éléments de base du télescope, et dont une photographie apparaît en fig. 2.16, sont composés d'une sphère de verre épaisse de 1.5 cm qui protège son contenu de la pression et de l'humidité régnant dans les profondeurs de la Méditerranée. Chaque OM renferme le PMT, l'alimentation haute tension et le système d'étalonnage en temps (une LED par OM, voir schéma en fig. 2.7). La transmissibilité

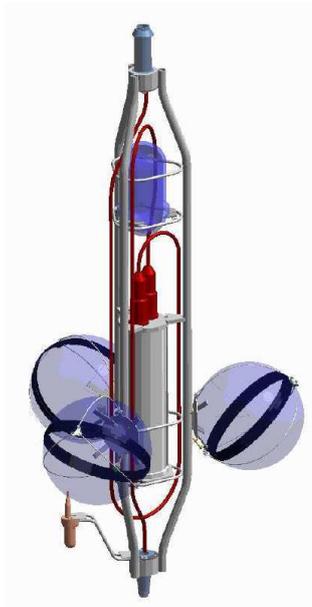


FIG. 2.15: Représentation d'un étage avec son LCM (Local Control Module), ses trois modules optiques, et l'ajout éventuel d'un système de LEDs en amont des étages 2, 9, 15, 21 pour l'étalonnage temporel *in situ*.

des sphères dans le bleu (région principale du rayonnement Čerenkov) est supérieure à 95%. L'hémisphère situé à l'arrière du PMT est peinte en noir afin d'absorber les photons parasites et de minimiser les risques de réflexion interne. Afin d'assurer la continuité de l'indice optique, un gel de silicone assure le contact optique entre la sphère de verre et le phototube du PMT. L'indice optique du gel qui est de 1.404 fait le lien entre l'indice du verre de 1.47 et celui de l'eau de 1.35. De plus, ce gel permet d'assurer le maintien mécanique des phototubes. Enfin, afin de minimiser l'incidence du champ magnétique terrestre sur la réponse de PMTs, une cage en μ -métal, faisant office de cage de Faraday, est utilisée.

Les PMTs utilisés, les R7081-201, ont été fabriqués par Hamamatsu [117]. Ils possèdent une photocathode de 10 pouces, en diamètre. L'une des principales caractéristiques d'un PM est sa dispersion en temps de transit des photoélectrons (TTS pour Transit Time Spread, voir en 2.3.2). Elle est dominée par la dispersion des temps de collection des charges de la première dynode pour différents points d'impact sur la photocathode. La moyenne mesurée des TTS des PMTs, c'est-à-dire la moyenne des écarts type du temps de transit, est de 1.3 ns.

Des mesures en laboratoires [231] ont permis de vérifier le comportement des modules optiques. Un dispositif expérimental a été spécialement développé pour reproduire les conditions réelles de l'expérience. Le module optique a été immergé dans une cuve d'eau pure entre deux scintillateurs. Les scintillateurs détectent le passage d'un muon et déclenchent le système d'acquisition. Les muons sélectionnés étaient quasi verticaux, et ont permis de déterminer, entre autre, l'orientation la plus favorable des modules optiques afin de les détecter. Les résultats démontrent que la sensibilité du photomultiplicateur est



FIG. 2.16: Photographie d'un module optique utilisé sur le télescope ANTARES.

maximale lorsque le photon arrive parallèlement à l'axe du module et il a ainsi été possible de vérifier que l'angle Čerenkov des muons dans l'eau pure était de 43° . Ces mesures ont de plus permis de vérifier que le nombre de photoélectrons diminue suivant l'inverse de la distance à la trace. Ces dernières conclusions apparaissent en fig. 2.17.

La valeur de l'angle Čerenkov influe sur la géométrie du détecteur. Devant être sensibles aux trajectoires montantes, les modules optiques sont orientés à 45° vers le bas afin d'augmenter leur sensibilité aux photons Čerenkov des traces montantes verticales (voir $\theta_c \sim 42.2^\circ$ en 2.3.1.2). Cette orientation permet de plus de couvrir un grand angle solide et de recouvrir les champs de vue de deux modules optiques afin de les utiliser en coïncidences locales.

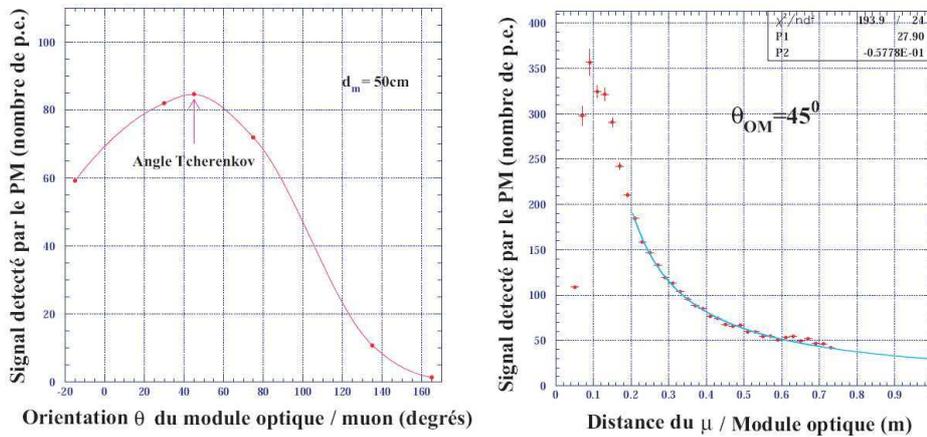


FIG. 2.17: À gauche : Nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle entre la trace et l'axe du phototube pour des muons passant à 50 cm. Le maximum de la courbe se situe pour un angle de 43° , ce qui correspond à l'angle Čerenkov. À droite : Nombre de photoélectrons détectés par un phototube en fonction de la distance entre le phototube et la trace des muons dans un angle de 45° .

2.4.2.2 Le site sous-marin

Le site se situe sur un plateau marin au large de La Seyne-sur-Mer qui a été sélectionné par la collaboration afin d'y déployer le télescope. De coordonnées géographiques $42^{\circ} 50' N$, $6^{\circ} 10' E$, ce plateau a une profondeur de 2475 m et se situe à environ 20 km des côtes françaises, au large de Toulon.

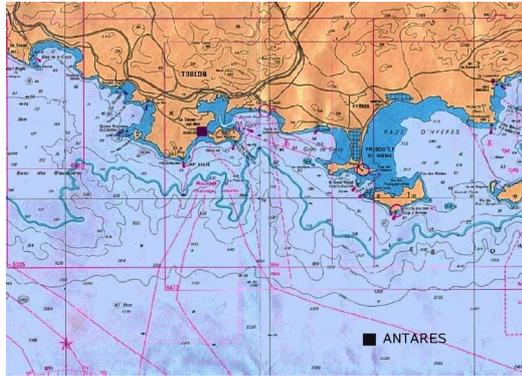


FIG. 2.18: Position du site d'ANTARES au large des côtes de Toulon, à $42^{\circ} 50' N$, $6^{\circ} 10' E$ exactement.

Parmi les nombreux critères qui ont contribué au choix du site, la proximité des installations de l'IFREMER a été décisive. De plus, les infrastructures de FOSSELEV facilitent le déploiement du matériel et minimisent le temps de déplacement entre la côte et l'aplomb du détecteur. Les opérations maritimes permettant de déployer le détecteur ne peuvent s'effectuer que si les conditions météorologiques répondent à des critères de beau temps pendant une durée de 3 jours : une hauteur de houle de moins de 1.5 m et une vitesse de vent inférieure à 25 noeuds ($46 \text{ km}\cdot\text{h}^{-1}$).

Des mesures effectuées pendant quatre années aux abords du site, sur l'île de Porquerolles, montrent que ces exigences météorologiques sont remplies préférentiellement entre Mai et Septembre à un rythme de plus de 5 fois par mois. Le fond marin devant accueillir les éléments du détecteur a été exploré et inspecté en 1998 par un submersible de l'IFREMER. Les mesures bathymétriques effectuées sur une zone de 300×300 m indiquent un dénivelé d'environ 5 m ($\sim 1,7 \%$) et l'absence d'anomalies topologiques (épaves, roches, etc.). De plus, des carottages du sol durant l'expédition, ont révélé que le sol est constitué d'une couche solide adaptée à l'immersion des structures d'ANTARES.

2.4.2.3 La numérisation des signaux

La distorsion et l'atténuation du signal lors d'une transmission analogique, via un câble de 40 km de long, est trop importante pour être une solution acceptable. La collaboration ANTARES a donc choisi de numériser les signaux des PMTs *in situ* avant de les envoyer à la terre. Ceci est réalisé par un circuit intégré à architecture ARS (Analog Ring Sampler). La majeure partie des signaux, plus de 98%, essentiellement dus au bruit de fond de bioluminescence, possède une charge correspondant à un photoélectron (1 pe). Au fur et à mesure que l'énergie des particules chargées augmente, la lumière Čerenkov

émission devient susceptible d'éclairer différents PMTs avec plusieurs photons conduisant à un signal unique, si leur écart en temps est inférieur au temps d'intégration du signal, avec une charge collectée supérieure à un photoélectron (pe).

Tous les signaux à 1 pe recueillis à la sortie du PMT ont une forme similaire, et

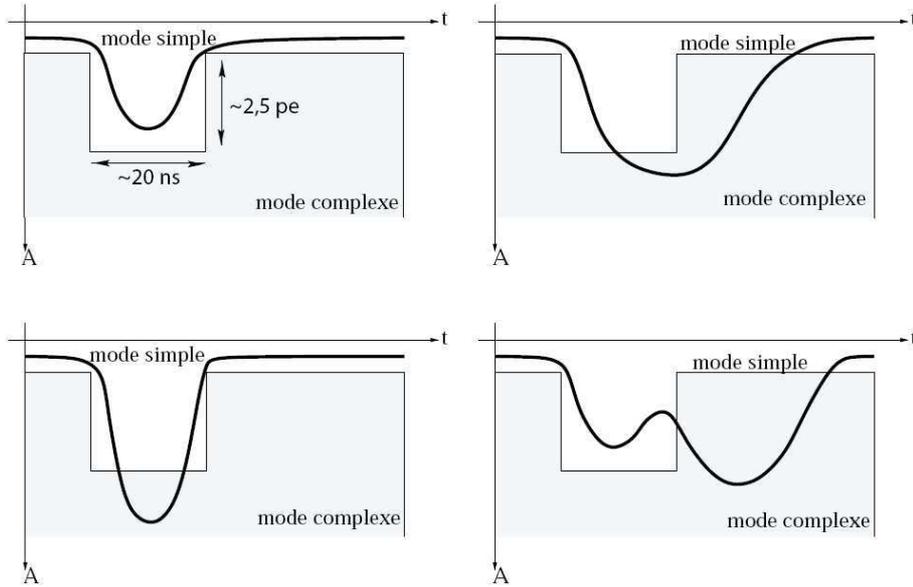


FIG. 2.19: Discrimination de la forme des signaux à l'aide d'un gabarit en temps t et en amplitude A . Si le Signal est à l'intérieur du gabarit, il est traité en mode Single PhotoElectron SPE (en haut à gauche). Si le temps d'impulsion est très large (en haut à droite), l'amplitude est très grande (en bas à gauche) ou des impulsions multiples (en bas à droite), il est traité en mode WaveForm WF.

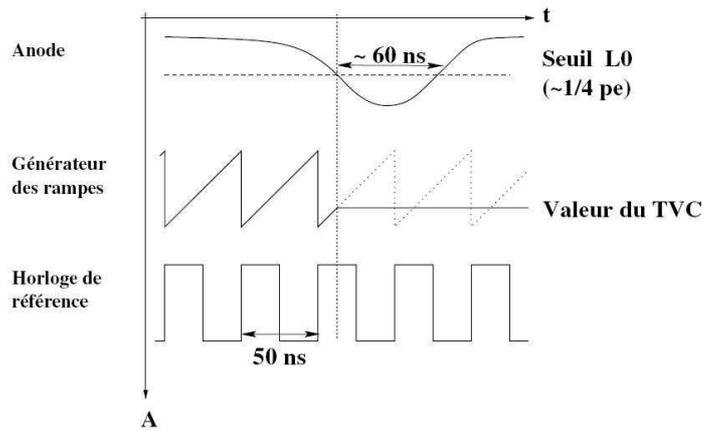


FIG. 2.20: Principe d'utilisation d'un TVC pour l'utilisation du temps d'arrivée d'une impulsion.

ne diffèrent que par le temps d'arrivée de l'impulsion et la valeur précise de la charge. Un mode spécifique de fonctionnement, nommé mode SPE pour Single PhotoElectron (photoélectron simple), est alors utilisé. Le temps de l'impulsion est défini par le passage du signal au dessus d'un seuil L0 ($\sim 1/3$ pe) et l'amplitude par une intégration de la charge du signal pendant 33 ns (8 ns avant le passage du seuil L0 et 25 ns après). Pour les signaux ayant une structure plus complexe que le SPE, un second mode de fonctionnement existe : le mode WF pour WaveForm (forme de l'onde). Dans ce cas, le signal est échantillonné, à une fréquence pouvant varier de 0.3 à 1 GHz (0.7 GHz en fonctionnement normal), et échantillonné dans 128 mémoires analogiques, numérisé par un ADC à 1 MHz, et enfin transmis à la côte pour une analyse de forme.

Le choix de traiter une impulsion donnée par l'un ou l'autre des deux modes est effectué par un discriminateur de forme d'impulsion (PSD pour Pulse Shape Discriminator). Le signal du phototube est comparé à un gabarit standard, en fig. 2.19, qui n'accepte que les signaux compatibles avec le signal d'un photoélectron unique (temps de l'impulsion inférieure à 20 ns et amplitude inférieure à 2.5 pe). Si le gabarit contient le signal, le mode SPE est utilisé. Dans le cas contraire, c'est le mode WF. Les valeurs limites utilisées pour le gabarit sont un compromis entre le débit de données maximal et la quantité d'information enregistrée pour le signal. En effet, un événement WF occupe 519 octets contre 6 octets pour un événement SPE. Par ailleurs, un événement WF induit un temps mort associé à son traitement d'environ 200 Mb.s^{-1} alors qu'il n'est que d'environ 300 ns pour un SPE. Afin de diminuer ce temps mort, il a été décidé d'installer deux ARS pour numériser les signaux issus d'un seul OM (si un ARS est occupé à traiter un événement WF alors qu'un autre se présente, c'est le second ARS qui prend le relais). Dans la pratique, le mode WF n'est utilisé que lors des prises de données d'étalonnage et le mode SPE est forcé pour les prises de données d'acquisition, quelle que soit le diagnostic du PSD.

La mesure du temps d'arrivée des impulsions est obtenue grâce à une horloge cadencée à 20 MHz, soit une période de 50 ns. Entre deux impulsions d'horloge, un convertisseur temps-impulsion (TVC pour Time to Voltage Converter) est utilisé pour affiner la mesure avec une précision de l'ordre de 0.1 ns. Le fonctionnement d'un TVC est illustré par la fig. 2.20.

2.4.2.4 L'acquisition

Le mode d'acquisition des données n'utilise, pour l'instant, que le mode SPE. Le résultat de la numérisation du signal par l'ARS est écrit sur 6 octets :

- le premier octet contient le numéro de l'ARS sur la carte mère, le type de donnée (SPE, WF), le type d'événement (si c'est un événement type SPE ou un événement type WF) ;
- les trois octets suivants contiennent le temps donné par l'horloge ;
- le cinquième retranscrit le résultat du TVC ;
- le dernier celui de l'ADC.

Ces six octets sont envoyés en même temps que les informations fournies par le compas et l'hydrophone à la carte d'acquisition (DAQ) du module local de control (LCM),

avec un débit de 25 Mb/s. Le LCM collecte les données des cartes DAQ des six ARSs de l'étage durant environ 104 ms, puis envoie toutes les informations au module local de control maître (MLCM) du quatrième étage du secteur, à un taux de 100 Mb/s. Le MLCM combine les données des LCMs des cinq étages puis transforme le signal électrique en signal optique avec une technologie DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) et le transfère au module de control de la ligne (SCM String Control Module) à un débit de 1Gb/s. Enfin, le SCM centralise les signaux de chaque MLCM des cinq secteurs puis l'envoie à la salle de contrôle à terre via la boîte de jonction. La fig. 2.21 illustre ce cheminement des données. Les informations ainsi récoltées sont alors traitées selon différents filtres.

2.4.2.5 Le système de filtrage

Bien qu'il soit possible d'effectuer un premier filtrage des données *in situ* au niveau des LCMs, ce choix technique n'a pas été retenu par la collaboration. Toutes les données sont transférées et filtrées à terre. Le filtrage des signaux se déroule en trois étapes :

- la sélection des hits L1, c'est-à-dire une paire de hits en coïncidence temporelle dans une fenêtre temporelle de 20 ns sur un même étage ou un coup de forte amplitude (supérieure à 3 pe)
- la recherche d'un ensemble d'au moins 5 hits L1 compatibles en temps avec la lumière émise par une trace de muon (se propageant à la vitesse de la lumière dans l'eau). Ce jeu de coups est appelé « trigger ». La présence d'au moins un trigger est suffisante pour déclarer que l'on a trouvé un événement. Le temps du trigger est

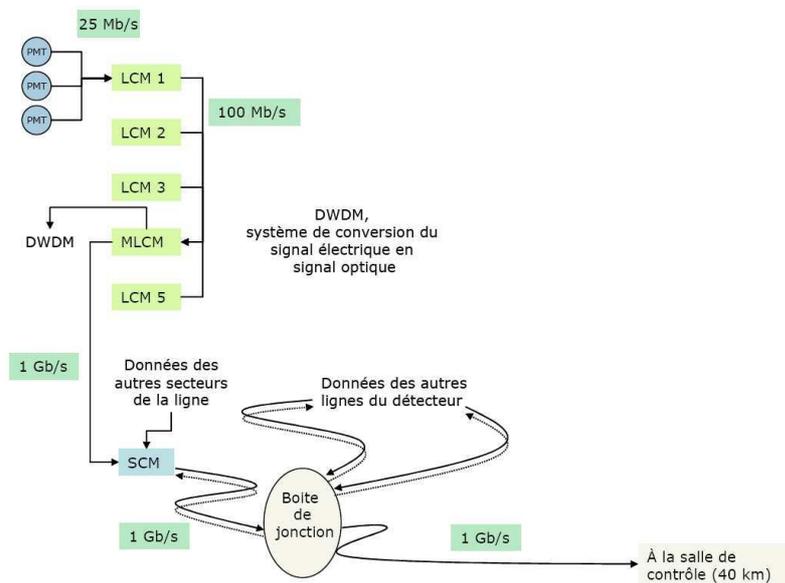


FIG. 2.21: Transfert de données des modules optiques à la salle de contrôle à la Seyne sur Mer.

- défini par le temps du premier et du dernier coup qu'il contient (respectivement T_0 et T_n). Si deux triggers se chevauchent temporellement alors ils sont regroupés en un seul trigger qui regroupe tous les coups.
- une fois que la liste des coups du trigger est effectuée, la fenêtre de déclenchement est définie par $[T_0 + T_{\text{MaxCausal}}, T_n - T_{\text{MaxCausal}}]$, comme cela apparaît en fig. 2.22. Les hits contenus dans cette fenêtre temporelle sont enregistrés et constituent un événement. $T_{\text{MaxCausal}}$ est de 2200 ns, il correspond approximativement au temps nécessaire à un événement physique pour se développer dans ANTARES (typiquement le temps de parcours d'une particule relativiste traversant le détecteur).

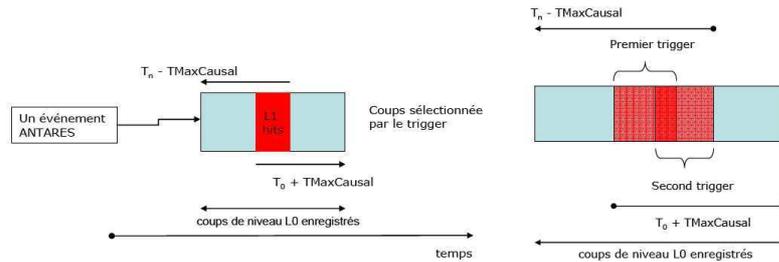


FIG. 2.22: Vues schématiques d'un événement dans le cas d'un trigger et de deux triggers.

S'ajoute aux étapes précédentes des directions potentielles d'arrivée d'un muon dans l'espace des phases complet (θ, ϕ) , ce qui a pour vocation d'extraire la trace d'un muon la plus probable en diminuant drastiquement l'influence du bruit de fond. Ce trigger spécifique, nommé 3N [124], représente l'outil de filtrage principal des données Monte-Carlo dans ce rapport.

2.4.3 Étalonage temporel du télescope ANTARES

Durant la première moitié de cette thèse, faisant l'objet de ce manuscrit, un travail de mise en place d'une procédure d'étalonage temporel, précise et reproductible, des lignes de détection du télescope ANTARES a été réalisé au sein d'une annexe du laboratoire CPPM prévue à cet effet. Ce travail aura été effectué avec l'aide précieuse de Giovanni Lamanna, de José Busto, et de Stéphanie Escoffier. C'est ainsi au travers des sous-sections suivantes que cette procédure va être explicitée en détails.

2.4.3.1 Spécifications et enjeux

Comme cela a été suggéré en 2.3.2, et en 2.4.2.1, les PMTs utilisés pour la détection de lumière Čerenkov présentent une dispersion temporelle du temps de vol des photo-électrons qui leur est propre. S'ajoute à cela un temps de latence dû à l'électronique d'acquisition qui est lui aussi propre à chacun des OMs présents sur une ligne. Ainsi, afin de déterminer efficacement les temps d'arrivée des photons incidents sur la photocathode *in situ*, il est nécessaire d'extraire le plus précisément possible ces délais temporels couplés à leur dispersion en chambre noire, et ceci avant toute immersion d'une ligne. Ces données

sont donc ensuite stockées en base de données pour être automatiquement accessibles lors des corrections des temps de détection *in situ* relatifs entre OMs. La nature de cet étalonnage temporel en chambre noire se doit d'être redondante comparé à l'étalonnage réalisé à nouveau en mer, à l'aide du système de LEDs présenté en 2.4.2.1.

La méthode employée pour ce type d'étalonnage temporel consiste à mesurer la différence en temps entre deux signaux coïncidents : un temps de référence issu d'un signal laser T_{PD-ref} (permis par la photodiode interne au laser), et le temps d'arrivée du photon incident T_i enregistré par l'OM. Soit une différence temporel décrite simplement comme :

$$\Delta T = T_{PD-ref} - T_i . \quad (2.21)$$

La distribution de cette différence ΔT est ensuite analysée dans une fenêtre en temps de quelques centaines de nanosecondes. Conformément au signal laser utilisé, ces distributions se doivent de suivre une forme de Gaussienne dont la valeur moyenne correspond au délai en temps pour un ARS (voir en 2.4.2.3) spécifique (ARS_{70}), et dont la dispersion σ est une estimation de la résolution en temps du système dans son ensemble.

2.4.3.2 Méthode expérimentale

La méthode utilisée pour les tests en chambre noire de chacune des lignes qui composent le télescope ANTARES est basée sur une configuration similaire adoptée plus tôt pour la ligne instrumentée MILOM (Mini Instrumented Line with Optical Modules) [219]. Une ligne est calibrée secteur par secteur dans la chambre noire. Les étages, LCM comme MLCM, sont refroidis à une température d'environ 13 °C (représentatif de la moyenne saisonnière mesurée en pleine mer). Ensuite, durant la phase de tests, la chambre noire est fermée hermétiquement pour prévenir tout bruit de nature lumineuse. Un signal optique est alors envoyé sur chacun des OMs du secteur testé. Ce signal optique provient d'un système laser placé dans la salle de contrôle, et dont voici les caractéristiques :

- Intensité de 1 μ J.
- Pulsations de lumière courtes avec une largeur à mi-hauteur FWHM \sim 0.8 ns.
- Longueur d'onde à 532 nm (dans le vert).
- Fréquence de répétition autour de 1 KHz.

La lumière laser utilisée étant très intense, celle-ci se doit d'être atténuée avant d'arriver aux OMs. Pour cela, un système optique d'atténuation de lumière a été réalisé consistant aux éléments principaux suivants : un double polariseur linéaire (l'un positionné à 0°, et le second à 45°), d'un oculaire de 10 mm de diamètre et de 20 mm de distance focale, d'un diaphragme à ouverture variable, et d'une fibre optique multi-mode de 1 mm de section. Cette dernière est fixée sur un support pouvant être déplacé horizontalement et verticalement à l'aide de vis micrométriques. Ce dernier élément permet de régler manuellement, et finement, l'intensité du laser désirée, et ceci sans toucher aux réglages préalables du banc optique dans sa globalité. Enfin, la totalité du banc optique est enfermée dans une boîte étanche à la lumière. L'intensité du laser en sortie peut ainsi être modifiée pour passer de quelques 10^{12} pe à quelques photoélectrons. La plage en intensité à utiliser, s'étendant du photoélectron à la saturation des PMs, peut ainsi être facilement obtenue en ne variant que la position de la fibre multi-mode par rapport au diaphragme (de \sim 4 mm à \sim 16 mm). Ce dernier point souligne le grand potentiel reproductible des

manipulations. Pour de plus amples détails concernant ce système optique complet, il est conseillé au lecteur de se reporter à la note technique [220].

Au-delà du système optique, le signal laser atténué est envoyé à la chambre noire par l'intermédiaire d'une fibre optique. Le signal est ensuite distribué vers les différents OMs par l'utilisation d'un *splitter* à 16 voies en sortie. Le signal laser est ainsi envoyé sur les 15 OMs d'un secteur : 3 OMs (OM0, OM1, OM2 pour chaque étage) pour les quatre LCMs et le MLCM. La fin de chacune des fibres, en sortie du splitter, est fixée à la base d'un cylindre contenant l'OM, et où un diffuseur Lambertien permet de diffuser la lumière laser sur l'ensemble de l'hémisphère sensible de l'OM.

L'étalonnage en temps de chaque OM d'une ligne consiste donc à extraire les réponses en temps aux photons voyageant du système laser à la photocathode, avec un temps de référence donné par une photodiode interne au laser, et dont les caractéristiques sont d'être stable en amplitude et un temps de montée inférieur à 5 ns. Ce dernier signal est lu par un LCM de référence (LCM_Ref) dédié entièrement à l'étalonnage de ligne.

2.4.3.3 Étalonnage des TVCs

Le temps d'arrivée de chaque pulse (SPE_ITEM) est codé en utilisant un échantillonnage en temps possédant une résolution de 50 ns, comme cela est permis par le système d'horloge du LCM et du TVC (voir en 2.4.2.3) dont la gamme dynamique s'étend de 0 à 255. Cette dernière valeur TVC correspondante au temps précis d'arrivée d'un signal à l'intérieur de la période d'horloge. En conséquence, pour accéder au temps exacte de chaque signal du type *spe* (single photoelectron, voir en 2.4.2.3), quelques corrections sont nécessaires.

Pour chaque ARS, deux TVCs (TVC A, TVC B) sont utilisés séquentiellement, et ceci en raison du temps de latence dû à l'électronique dans le passage de la valeur maximale d'une rampe TVC à sa valeur minimale. Ensuite, du fait que la haute précision temporelle demandée pour l'étiquetage des événements se situe autour de la nanoseconde, cette état de latence électronique ne peut être négligé [221]. Idéalement, les valeurs en TVC 0 et 255 bits devraient correspondre aux temps 0 et 50 ns respectivement avec une résolution théorique de : $(50 \text{ ns} / 255 \text{ bits}) \times 1/\sqrt{12} \simeq 0.06 \text{ ns}$. Expérimentalement, il est nécessaire de connaître la fonction de transfert (bit/ns), et la gamme dynamique, de tout TVC avant d'additionner toute valeur en TVC en ns au temps d'horloge d'un *spe*.

La méthode d'étalonnage des rampes TVC consiste donc à représenter les valeurs en TVC sous forme d'un histogramme (deux par ARS). Pour chacun des histogrammes, l'occupation moyenne (*ave* pour *average*) sur les 256 bins est calculée. La valeur maximale TVC_{max} et la valeur minimale TVC_{min} étant définies comme le dernier et le premier bin respectivement où le nombre d'entrées dans l'histogramme excède 10% de l'*ave*. En faisant l'hypothèse que la réponse dynamique réelle d'un TVC est toujours linéaire, la pente de la fonction de transfert est calculée comme :

$$TVC_{pente}(\text{bit/ns}) = (TVC_{max} - TVC_{min}) / 50ns . \quad (2.22)$$

Cet ensemble de trois valeurs (TVC_{min} , TVC_{max} , TVC_{pente}) est ainsi mesuré pour chacun des TVCs de chaque ARS, et stocké pour la suite de l'étalonnage. En fig. 2.23, un exemple de rampe TVC sous la forme d'un histogramme est présenté dans la gamme dynamique

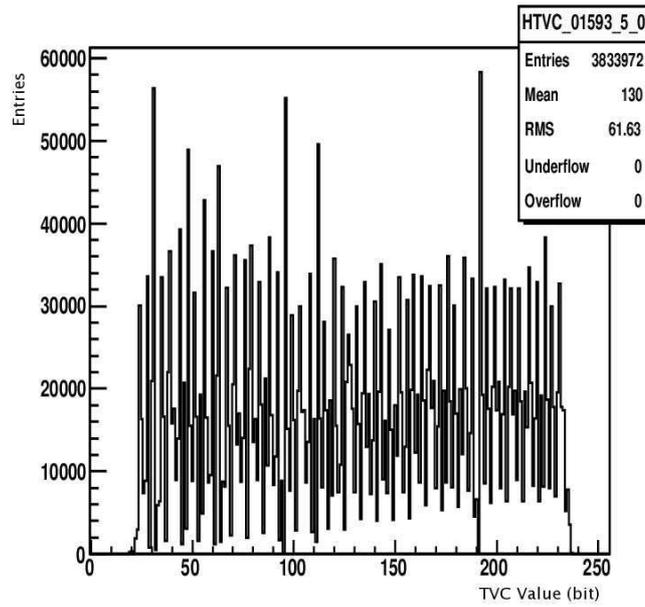


FIG. 2.23: Exemple de distribution de valeurs en TVC pour une rampe comprise dans la gamme dynamique [0 ;255] bits.

[0 ;255] bits. Puis en fig. 2.24, un exemple de distribution des TVC_{min} et TVC_{max} est présenté pour les ARSs du secteur 2 de la ligne 6 [222] du télescope ANTARES.

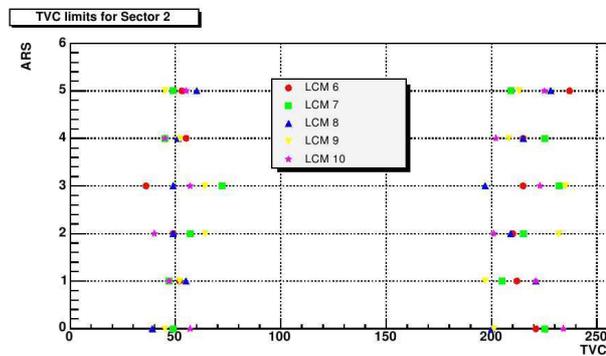


FIG. 2.24: Exemple de distribution des TVC_{min} (à gauche) et TVC_{max} (à droite) pour les ARSs du secteur 2 de la ligne 6. Seuls les TVCs A sont représentés ici pour raison de clarté.

2.4.3.4 Étalonnage des délais temporels pour chaque OM

Avant de procéder à l'étalonnage en temps à proprement parler, il est nécessaire de réaliser deux types de corrections. La première manipulation a été réalisée avant l'étalonnage

de la première ligne de détection d'ANTARES, et la seconde se doit d'être renouvelée pour chaque nouvel étalonnage de ligne. En voici les descriptions détaillées :

Correction des longueurs de fibres optiques Comme cela a été mentionné plus haut en 2.4.3.2, la lumière laser est distribuée sur l'ensemble des OM dans la chambre noire au travers de différentes fibres partant d'un *splitter* vers un diffuseur Lambertien. Chacune des fibres étant inégales en longueur, le temps de passage de la lumière vers chacun des OM sera différent. C'est pourquoi il est nécessaire de connaître avec précision chaque délai en temps engendré par chacun des fibres. Pour cela, un OM de référence a été utilisé pour être déplacé de support en support d'OM (15 pour un secteur entier), et enregistré l'ensemble des délais $\langle t \rangle$ (ns). La fig. 2.25 illustre ces différents écarts temporels avec pour référence le support n°15, et ceux-ci pour les deux ARS (ARS2, ARS3) associé à l'OM de référence.

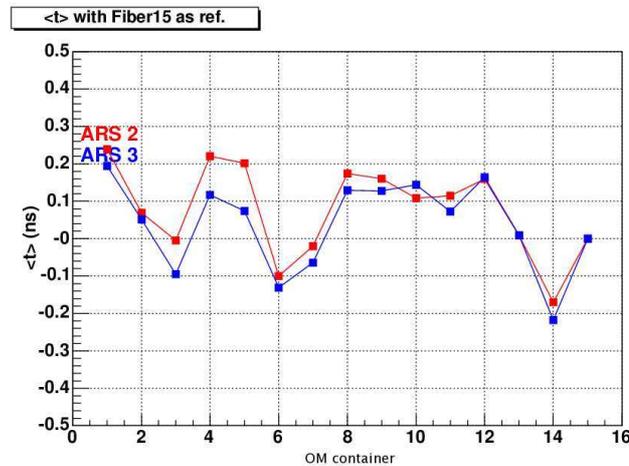


FIG. 2.25: Distribution des différents écarts temporels avec pour référence le support n°15. Les deux ARS (ARS2 en rouge, ARS3 en bleu) associé à l'OM de référence sont représentés.

L'ensemble de ces valeurs de délai temporel a ensuite été stocké pour être réutilisé à chaque nouvel étalonnage de ligne, la manipulation ayant permis d'aboutir à ces résultats n'étant quant à elle plus nécessaire (les fibres utilisées ayant été toujours les mêmes pour chacune des lignes étalonnées).

Correction du délai d'horloge La transmission du signal d'horloge, pour l'étiquetage des événements en temps, à chaque étage d'une ligne utilise également des fibres optiques à l'intérieur d'un câble électro-optique. L'acheminement d'un tel signal induit naturellement un nouveau délai entre chaque étage qu'il est nécessaire de quantifier. Pour cela un système d'horloge, propre à la procédure d'étalonnage, est utilisé pour permettre une mesure des délais temporels d'horloge propre à chacun des étages avec une précision de l'ordre de la picoseconde (voir en [223] pour de plus amples détails). Ces délais d'horloge $ClockDelay_i$ sont donc mesurés relativement au SCM de la ligne (voir en 2.4.2.4)

pour lequel une valeur nulle de délai d'horloge est assignée. Ce délai $ClockDelay_i$ est donc ensuite pris en compte pour aboutir exactement au délai en temps caractéristique de chacun des ARSs ΔT_i tel que :

$$\Delta T_i = T_{PD-ref} - T_i - ClockDelay_i, \quad (2.23)$$

où T_{PD-ref} est toujours le signal de référence issu de la photodiode interne au laser, et T_i le temps d'arrivée d'un photon enregistré par un OM i . Cette expression est un prolongement de la précédente en 2.21.

L'ensemble de ces valeurs de $ClockDelay_i$ est ensuite stocké en base de données, et est représenté en exemple en fig. 2.26. Sur cette dernière figure, apparaît la distribution des délais en temps d'horloge pour chaque étage de la ligne 1 d'ANTARES, avec pour constatation que le passage optique du SCM au premier étage de chaque secteur est sensiblement plus long. Ce dernier point induisant une distribution non-linéaire pour les délais d'horloge.

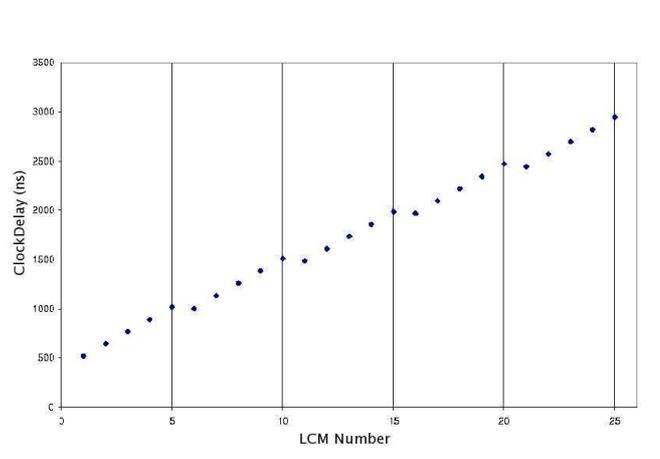


FIG. 2.26: Distribution des délais en temps d'horloge $ClockDelay_i$ pour chaque étage de la ligne 1 d'ANTARES. Le SCM de la ligne ayant été pris comme référence.

Maintenant que ces deux corrections, primordiales pour le maintien de la précision de mesure temporelle des événements, ont été clarifiées, un exemple de résultats d'étalonnage obtenus pendant cette thèse peut être abordé.

Comme cela apparaît en fig. 2.27, et dans le cas d'une haute intensité laser (vis micro-métrique à 4 mm, voir en 2.4.3.2), une distribution de ce type est obtenue pour le ΔT de chaque ARS. Cette distribution peut être alors facilement ajustée à l'aide d'une distribution Gaussienne pour extraire une valeur moyenne, définie comme représentative du délai temporel relatif à chaque ARS. Le premier ARS (ARS 0) du premier LCM (LCM 1) du premier secteur de la ligne est ainsi pris comme référence pour aboutir aux écarts temporels relatifs $Offsets_i$ (ns), présentés dans leur intégralité pour la ligne 6 en fig. 2.28. Seules les erreurs statistiques, déduites des ajustements Gaussiens, apparaissent sur cette figure. Les erreurs systématiques dues au délai d'horloge ~ 50 ps, au bruit aléatoire élec-

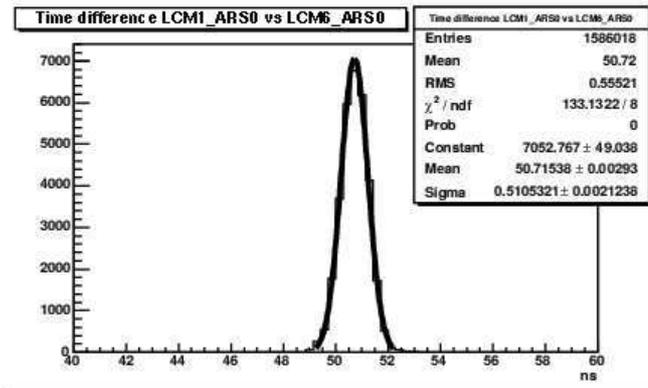


FIG. 2.27: Distribution du temps d'arrivée ΔT des photons incidents sur l'OM, et ceci pour l'ARS 0 du LCM 6, relativement à l'ARS 0 du LCM 1.

tronique estimé à ~ 50 ps, et aux variations des délais temporels sur les différentes fenêtres de mesure peuvent être négligées.

Un même travail d'extraction des délais temporels doit également être réalisé pour les systèmes de LEDs (LED Beacons ou LOBs, voir en 2.4.2.1). La méthode d'étalonnage reste la même que pour les OMs, avec l'envoi d'un signal lumineux, issu du même système laser installé en chambre de contrôle, à l'aide d'une fibre optique dédiée dans la chambre noire. L'envoi de ce signal sur le mini-PM d'une LED Beacon permet de déduire le délai temporel $Offset_{LOB,i}$ tout en prenant toujours en compte le délai d'horloge du LCM portant la LOB, et la différence de chemin optique existant entre la fibre de la LOB et celle de l'OM pris en référence. La lecture des données temporels se faisant au travers d'un ARS (l'ARS 6) dédié à la LED Beacon dans les étages 2, 9, 15, et 21 de chaque ligne. La fig. 2.29 résume ces résultats de délais temporels pour les quatre LED Beacons de la ligne 6. Des distributions Gaussiennes sont toujours utilisées pour réaliser l'ajustement avec une valeur relativement lointaine ~ 125 ns des valeurs précédentes ~ 50 ns. Ce dernier état de fait est toujours simplement dû à l'importante différence qui existe entre le temps de transit d'un mini-PM, et celui d'un PM 10''.

Ce type complet d'étude temporel est donc réalisé sur l'ensemble des éléments actifs du détecteur pour aboutir à une connaissance précise de tous les délais à prendre en compte lors de l'étiquetage des événements Čerenkov. La mise en base de données de l'ensemble des valeurs TVC, $Offset_i$ citées précédemment pour tous les ARSs d'une ligne, sans compter les autres résultats en charge, en position, et autres qui n'apparaissent pas ici, permet d'optimiser les reconstructions *in situ*, et de conclure sur la provenance d'un événement (voir en annexe B). Toutes ces valeurs d'étalonnage seront par la suite de nouveau vérifiées, et même mises à jour, par des étalonnages réalisés en pleine mer grâce aux LED Beacons entre autres.

2.4.3.5 Résolution en temps du télescope ANTARES

L'une des conséquences majeurs de cet étalonnage en temps est l'aboutissement à la résolution en temps du télescope ANTARES. Cette dernière peut être déterminé en uti-

lisant les données prises en chambre noire avec différentes intensités laser. La résolution en temps d'OM σ_{iOM} possède trois contributions indépendantes : σ_{TTS} due à la variation du temps de transit des photoélectrons (TTS, voir en 2.3.2), $\sigma_{syst.calib}$ due à la résolution du système d'étalonnage, et $\sigma_{elec.}$ reliée à l'électronique de lecture. Finalement, σ_{iOM} peut s'exprimer comme :

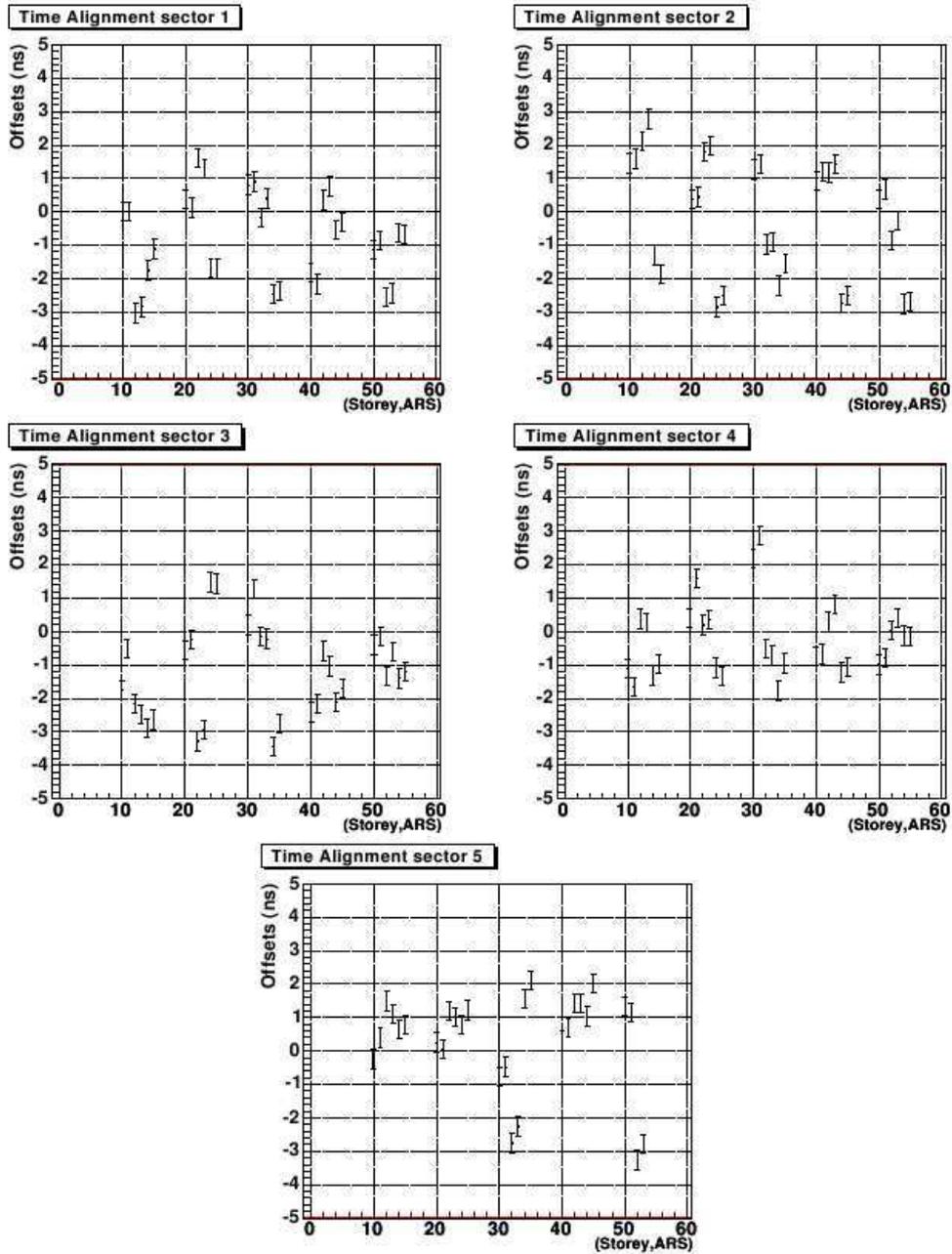


FIG. 2.28: Représentation des délais en temps $Offsets_i$ (ns) pour les cinq secteurs de la ligne 6.

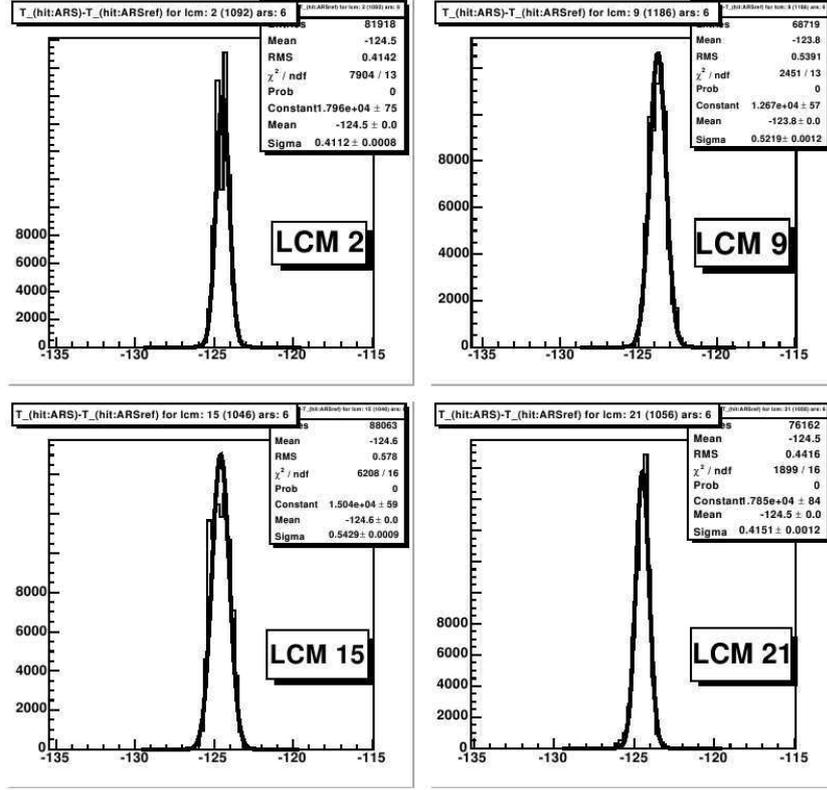


FIG. 2.29: Représentation des délais en temps $Offsets_i$ (ns) pour les quatre LED Beacons de la ligne 6 (LCM 2, 9, 15, et 21).

$$\sigma_{iOM}^2 = \frac{\sigma_{TTS}^2 + \sigma_{\text{sys.calib}}^2}{N_{pe}} + \sigma_{elec.}^2, \quad (2.24)$$

où N_{pe} est le nombre de photoélectrons.

Ainsi, pour chaque ARS, une déviation issue de l'ajustement Gaussien des différences temporelles (voir la fig. 2.27) est extraite en fonction de l'amplitude du signal d'entrée (charge intégrée en picoCoulomb, pC). Le meilleur ajustement pour une telle fonction est alors obtenu selon :

$$\sigma_{iOM} = \sqrt{\frac{p0}{x} + p1}, \quad (2.25)$$

où x correspond au nombre de photoélectrons $N_{pe} \simeq \text{charge}(pC)/Q_{spe}$ ($Q_{spe} \sim 8pC$, charge d'un *spe*), $p0 = \sigma_{TTS}^2 + \sigma_{\text{sys.calib}}^2$ dominé principalement par le TTS, et $p1 = \sigma_{elec.}^2$. Dans le cas de la première ligne et ceci pour tous les ARSs, les meilleurs résultats d'ajustement ont été obtenus en moyenne pour $\sigma_{elec.} \simeq 0.35$ ns, et une somme quadratique $\sqrt{\sigma_{TTS}^2 + \sigma_{\text{sys.calib}}^2} \simeq 1.45$ ns, comme en atteste la fig. 2.30. À partir de ces résultats, il aura été déduit que la meilleure résolution qui puisse être espérée dans l'eau, pour un signal de forte amplitude (> 10 pe), est inférieure à 0.5 ns.

Maintenant que le télescope ANTARES a été décrit dans son ensemble, et que la procédure détalonnage temporel indispensable à la reconstruction des muons a été explicitée, les chapitres qui suivent vont permettre de s'attarder sur une explication détaillée des types de signaux de bruit de fond atmosphérique attendus, et avec quelles amplitudes ceux-ci se manifestent au sein du télescope ANTARES en utilisant des simulations Monte-Carlo relatives à chacun d'eux.

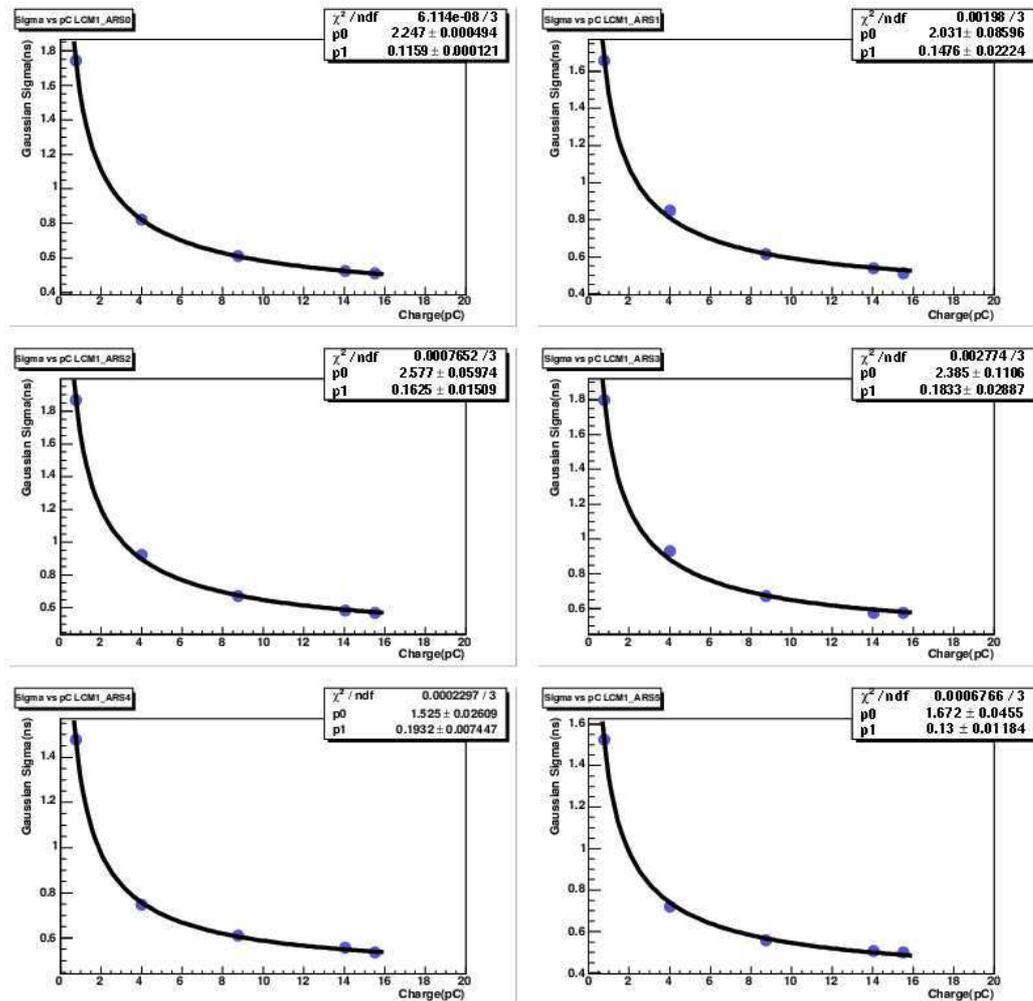


FIG. 2.30: Exemple de résolution en temps fonction de la charge (pC) déposée par le signal d'entrée, et ceci pour les six ARSs du LCM 1 du premier secteur de la ligne 1.

Deuxième partie

Simulation et analyse du bruit de fond aux profondeurs d'ANTARES

Chapitre 3

Présentation et simulation du bruit de fond

Dans ce chapitre, la nature du rayonnement cosmique sera présentée de manière exhaustive en 3.1 et son incidence sur la détection de muons induit par des neutrinos d'origine astrophysique sera abordée. En effet, l'interaction du rayonnement cosmique avec la haute atmosphère induit l'apparition de gerbes atmosphériques dans lesquelles, parmi d'autres particules secondaires, des mésons chargés donnent naissance à des muons et des neutrinos de hautes énergies par leur désintégration. Dans un cas, les muons atmosphériques, en 3.2, représentent une source de bruit de fond d'évènements descendants. Ces évènements, notamment dans le cas d'une multiplicité haute, peuvent être mal reconstruits et apparaître comme des muons montants. Dans l'autre cas, les neutrinos atmosphériques en 3.3 sont, de part leurs natures, des évènements montants en raison de leur nécessité de traverser un milieu dense sur une distance importante pour créer des muons observables. Ce type de bruit de fond est quand à lui directement similaire aux évènements d'origine astrophysique et ne peut être distingué, même directions et gammes d'énergie similaires. Ainsi, seules des simulations permettent de déduire un nombre d'évènements attendus et de le confronter au signal observé. D'autres types de bruit, directement liés à l'environnement du télescope ANTARES, rentrent également en compte. La désintégration β du potassium K^{40} et la présence d'organismes bioluminescents sont également des facteurs de production de photons détectables par les PMTs. Une production simulée et basée sur les données récupérés sur les lieux sont également existantes. Ces méthodes de simulation vont donc être introduites dans le présent chapitre et les résultats en sortie analysés dans celui qui suivra.

3.1 Le rayonnement cosmique

Même si certaines sources astrophysiques comme les Noyaux Actifs de Galaxies (AGNs) ou les restes de supernovae peuvent prétendre être les sources directes ou la cause de l'accélération de particules stables au sein du milieu interstellaire et au-delà, les origines exactes du rayonnement cosmique reste encore une question ouverte. Cependant, les particules composant le rayonnement cosmique peuvent être décomposées en deux espèces. L'une correspond au spectre primaire, ce sont les particules accélérées à la source astrophysique. Et la seconde représente le spectre secondaire composé des particules is-

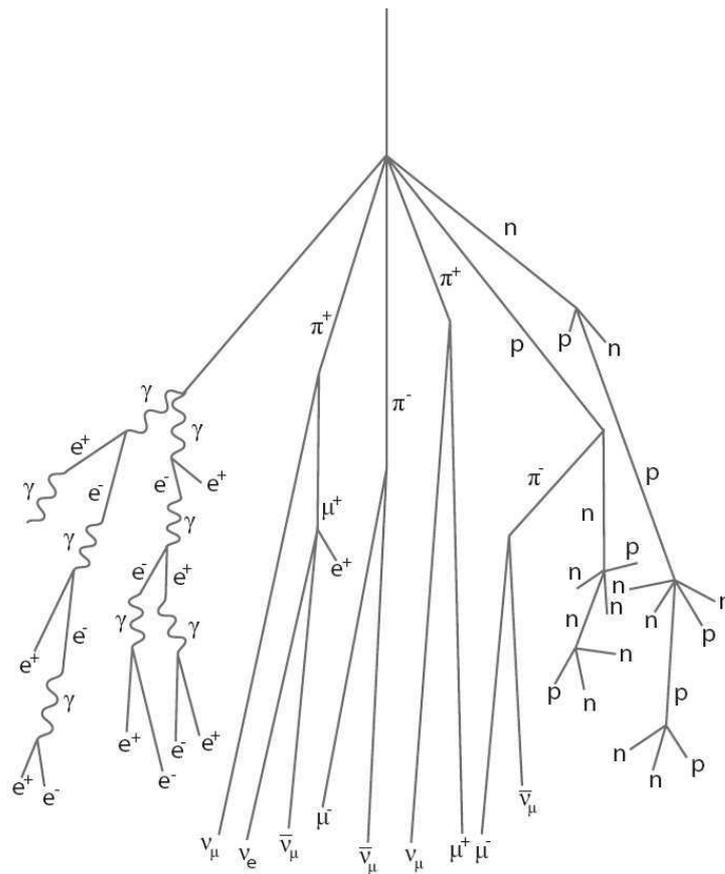


FIG. 3.1: Vue Schématique de la production d'une gerbe hadronique par l'interaction d'un proton issu du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre. Principalement contenus au coeur de la gerbe, des pions chargés π^\pm donnent lieu par leur désintégration à l'apparition de muons μ^\pm et de neutrinos $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ notamment.

sues de l'interaction des particules primaires avec le gaz interstellaire. Le spectre primaire est majoritairement associé aux éléments les plus abondants dans l'univers comme l'électron, le proton, l'hélium, l'oxygène, le carbone, le fer et autres éléments pouvant être produits au sein d'étoiles. Les autres éléments tels que le beryllium, le lithium et le bore se rangent du côté du spectre secondaire. Toujours est-il que la totalité de ces particules ou noyaux stables peuvent entrer en collision avec les couches supérieures de l'atmosphère pour donner lieu à des gerbes atmosphériques comme cela est donné en exemple en fig. 3.1. Cette vue schématique est centrée sur l'interaction d'un proton avec un noyau de l'atmosphère terrestre d'où est issue une gerbe atmosphérique. Cette gerbe est composée à la fois de particules tels que des électrons et leurs neutrinos associés, des photons, ainsi que de pions chargés π^\pm . C'est par la désintégration de ces pions que des muons μ^\pm vont être créés avec leurs neutrinos associés.

Pendant, toutes les particules qui composent le rayonnement cosmique n'atteindront pas forcément l'atmosphère. Lorsque le rayonnement cosmique réalise son incur-

sion dans le système solaire, il rentre automatiquement en interaction avec des phénomènes liés au Soleil. Les particules du rayonnement cosmique étant chargées, elles vont être modulées cinématiquement par le vent solaire et les éjections de plasma solaire magnétiques. D'ailleurs, nous verrons par la suite que l'interaction du rayonnement cosmique avec la couronne solaire est une source de bruit non négligeable pour la détection de matière noire. Ainsi, non seulement les particules de faibles énergies vont être décélérées et exclues partiellement de la gamme des particules présentes au sein du système solaire, mais elles vont également subir les modulations du champ géomagnétique terrestre. Ainsi, les intensités des flux de particules cosmiques d'énergie $E \leq 10$ GeV seront fortement corrélées à l'activité solaire (cyclique sur une période de onze ans) et à la localisation de celles-ci dans le système solaire.

Deux autres paramètres vont également être déterminants dans l'amplitude des interactions du rayonnement cosmique avec l'atmosphère. Le premier correspond à l'abondance des différents éléments primaires et secondaires au sein du système solaire. Ceux-ci sont représentés en fig. 3.2 de [73] en fonction de leur charge nucléaire ou numéro atomique et relativement à l'abondance du noyau de Carbone. Les abondances pour les protons H et Héliums He proviennent de [74, 75]. Pour les autres, les valeurs sont issues de [76]. Ces dernières sont ainsi comparées aux abondances des éléments contenues dans la matière formant le système solaire [77]. Il apparaît une surabondance distincte des particules secondaires comme le Bore. Le processus dit de *spallation* qui consiste en une destruction d'un noyau atomique par une collision avec un autre noyau de haute énergie, communément un proton, mène à la production de débris atomiques par l'extraction de protons ou de neutrons. Comme c'est le cas du Bore qui provient de la spallation d'un noyau de Carbone.

Le second paramètre lié aux rayons cosmiques est l'intensité des flux respectifs. Concernant les noyaux primaires, ceux-ci peuvent être approximés sur une gamme d'énergie [0.1GeV; 100TeV] avec [73] :

$$I_N(E) \approx 1.8 \times 10^4 \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-\gamma} \frac{\text{nucléons}}{m^2 s sr GeV}, \quad (3.1)$$

où, E est l'énergie par nucléon incluant la masse de la particule au repos, et $\gamma = 2.7$ est l'indice spectral différentiel du flux de rayons cosmiques. La fig. 3.3 montre l'amplitude de ces flux en $dN/dE (m^2 s sr GeV)^{-1}$ pour les principaux éléments primaires possédant des énergies $E \geq 2$ GeV/nucléon [74–86]. Il apparaît que la fraction des éléments entre eux reste sensiblement stable sur toute la gamme en énergie. Ce qui laisse à penser que tous les éléments primaires et *a fortiori* secondaires subissent le même type d'interaction dans le processus de propagation.

Ainsi, l'abondance et le flux de chaque noyau, ou particule, sont généralement construits dans un contexte de formation et de propagation interstellaire. Le plus difficile étant de définir la distribution spatiale des sources potentielles, les paramètres intrinsèques du milieu interstellaire comme sa densité, sa composition et sa ionisation, et la topologie du champ magnétique galactique. Pour plus de détails, les réf. [87, 88] peuvent être consultées. Cependant, pour ce qui va suivre, la modélisation de l'interaction du rayonnement cosmique avec les noyaux de l'atmosphère se base sur une paramétrisation du flux dans la même lignée que celle exprimée en éq. 3.1 et cela pour chaque contribution.

Maintenant, après une courte introduction sur les particules primaires et secondaires

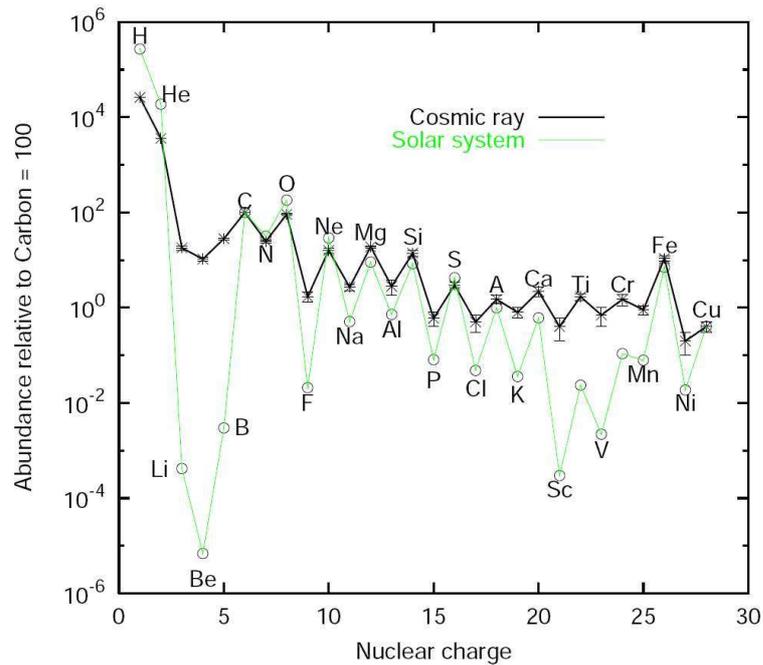


FIG. 3.2: Abondances des éléments primaires et secondaires issus du rayonnement cosmique comparées à celles contenues dans le système solaire.

composant les rayons cosmiques, les packages Monte-Carlos qui permettent de simuler à la fois les muons et les neutrinos résultants vont être explicités.

3.2 Les muons atmosphériques

Comme cela a été défini précédemment, lors de l'entrée dans l'atmosphère des particules issues du rayonnement cosmique, celles-ci interagissent avec les noyaux tels que l'Oxygène pour donner naissance à des gerbes hadroniques. Ces gerbes sont composées de mésons chargés et neutres qui par leur désintégration vont donner lieu à la production de particules à durée de vie suffisamment longue pour atteindre le niveau de la mer et même au-delà. Les muons, faisant partie de cette dernière catégorie, sont créés typiquement à des altitudes proches de ~ 15 km et sont également les particules chargées les plus nombreuses mesurées au niveau de la mer comme en atteste la fig. 3.4. Celle-ci montre dans un premier temps, sous la forme de lignes continues, les résultats d'une paramétrisation des flux de particules émergentes, comme ν_μ , μ , e , p , n et π [73]. Et dans un second temps, apparaissent les différentes mesures (marqueurs de couleurs) issues entre autres des expériences en ballons sondes de [89–92]. Toutes les particules sont produites par l'interaction des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère, sauf pour les protons et les électrons.

Ensuite, après avoir traversé l'atmosphère, les muons vont atteindre le niveau de la mer et traversé le milieu marin jusqu'au détecteur. Cette dernière séquence est la cause de pertes en énergie importantes, conséquences du Bremsstrahlung, de la production de

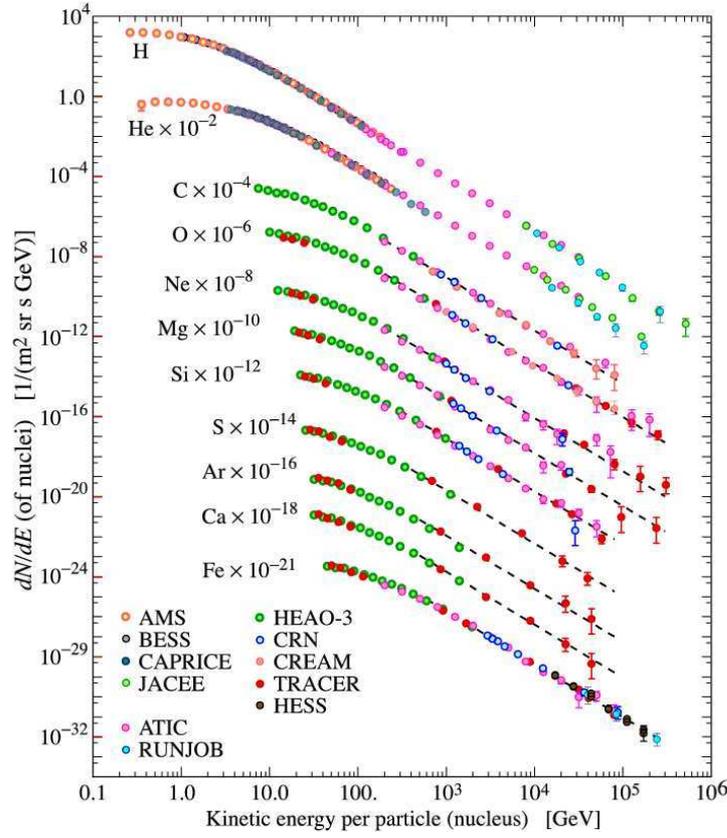


FIG. 3.3: Flux dN/dE des principaux noyaux primaires issus du rayonnement cosmique. Une factorisation des différents flux a été réalisée pour faciliter la visibilité de ces derniers.

paires $e^+ - e^-$ et des interactions photonucléaires. Le flux de muons va alors subir une décroissance exponentielle en fonction de la profondeur comme cela apparaît en fig. 3.5. Ce flux est assimilé à la convolution du spectre de production lié aux noyaux primaires donné en éq. 3.1, des pertes d'énergies par ionisation et de la désintégration pouvant intervenir sur le trajet de propagation dans l'air. Ainsi pour le cas des muons où, la désintégration pour $E_\mu > 100/\cos(\theta)$ GeV et la courbure de la Terre ($\theta > 70^\circ$) sont négligées, le flux vertical est donné par [73] :

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu d\Omega} \approx \frac{0.14 E_\mu^{-2.7}}{cm^2 s sr GeV} \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos(\theta)}{115 GeV}} + \frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos(\theta)}{850 GeV}} \right), \quad (3.2)$$

où, les deux termes donnent la contribution des pions et kaons chargés respectivement. Cette fonction a d'ailleurs été utilisé au sein de l'expérience ANTARES pour évaluer l'intensité du flux vertical de muons en fonction de la profondeur [93]. Pour une valeur de $\cos(\theta)$ donnée, l'éq. 3.2 est intégrée sur l'intervalle d'énergie $E \in [2 TeV; 10 PeV]$. Une valeur d'angle zénithal θ correspond à une certaine profondeur traversée par les muons. Ainsi, les écarts relatifs d'intensité, au niveau de la mer, entre chaque angle sont utilisés pour normaliser successivement les taux de muons détectés par le télescope ANTARES.

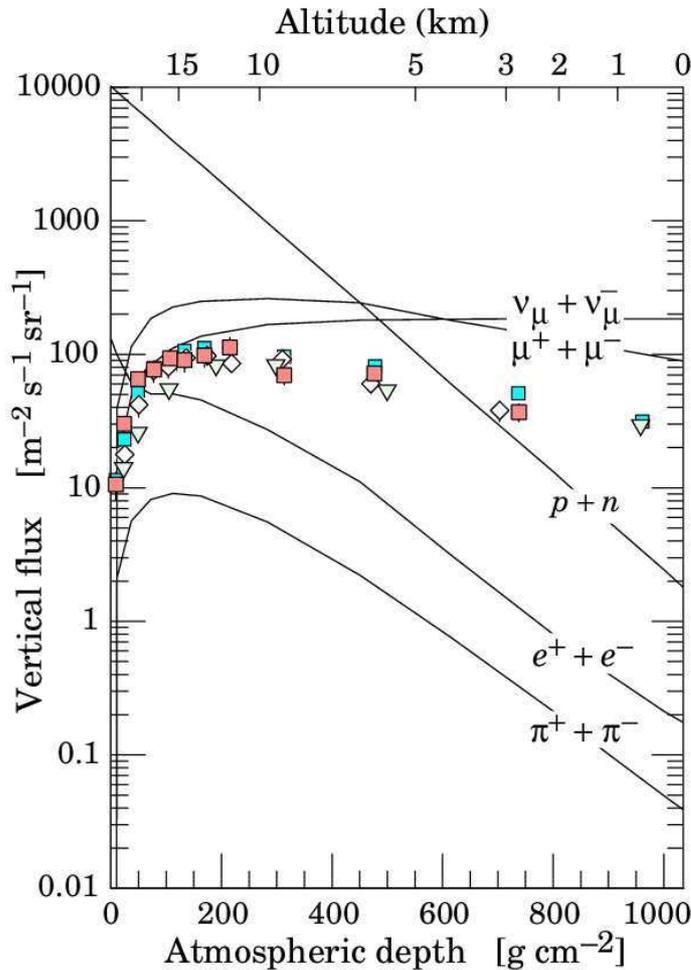


FIG. 3.4: Flux verticaux des particules secondaires issues des gerbes hadroniques pour des énergies $E \geq 1$ GeV. Les lignes continues données pour les particules ν_μ , μ , e , p , n , π sont issues de la fonction de paramétrisation. Quant à eux, les points constituent le résultat de multiples mesures en ballons sondes atmosphériques du flux de μ^- .

Ainsi, ces derniers résultats, provenant de la période où la ligne 1 était le seul élément opérationnel, sont venus compléter la fig. 3.5 issue de [94]. Il apparaît que les estimations obtenues sont relativement en bon accord avec les autres expériences.

Cependant, ce type de paramétrisation utilisé précédemment s'avère efficace que dans le cas restreint d'évènement de muon simple, c'est-à-dire de multiplicité $m \neq 2$. Les cas d'une multiplicité supérieure à un étant les causes principales d'évènements descendants mal reconstruits par les stratégies utilisées. Il est donc nécessaire d'utiliser une simulation Monte-Carlo (MC). Il est fait le choix de pratiquer une simulation MC dite complète au travers du package nommé CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) vers 6.2 [95]. Ce dernier permet donc de simuler un grand nombre de gerbes atmosphériques ($O(10^{10})$) et de propager les particules induites dans l'atmosphère tout au long de leur trajet. La simulation se trouve simplifier par la division en cinq groupes principaux : p,

He, N, Mg, Fe, représentatifs des noyaux primaires prépondérants. Ces différents groupes sont référencés dans le tableau 3.1 où apparaissent également les gammes d'énergie et d'angle zénithal envisagés, avec le nombre d'évènements générés respectifs.

Deux intervalles d'angle zénithal ont donc été choisis pour la génération des évènements à trajectoire verticale ($0^\circ < \theta < 60^\circ$) et les horizontaux ($60^\circ < \theta < 85^\circ$). Il est à noter que les angles au-delà de 85° ne sont pas considérés du fait que, à partir de cette valeur, ce sont les muons induits par les neutrinos montants qui dominent. Ensuite, pour chaque intervalle angulaire, les échantillons de particules sont divisés en trois catégories énergétique, de 1 TeV à 100 PeV. En deçà de ces énergies, les muons produits ont une probabilité quasiment nulle d'atteindre des profondeurs supérieures à 2000m. L'énergie minimale requise pour les muons verticaux étant de 500 GeV et de 1 TeV pour les horizontaux.

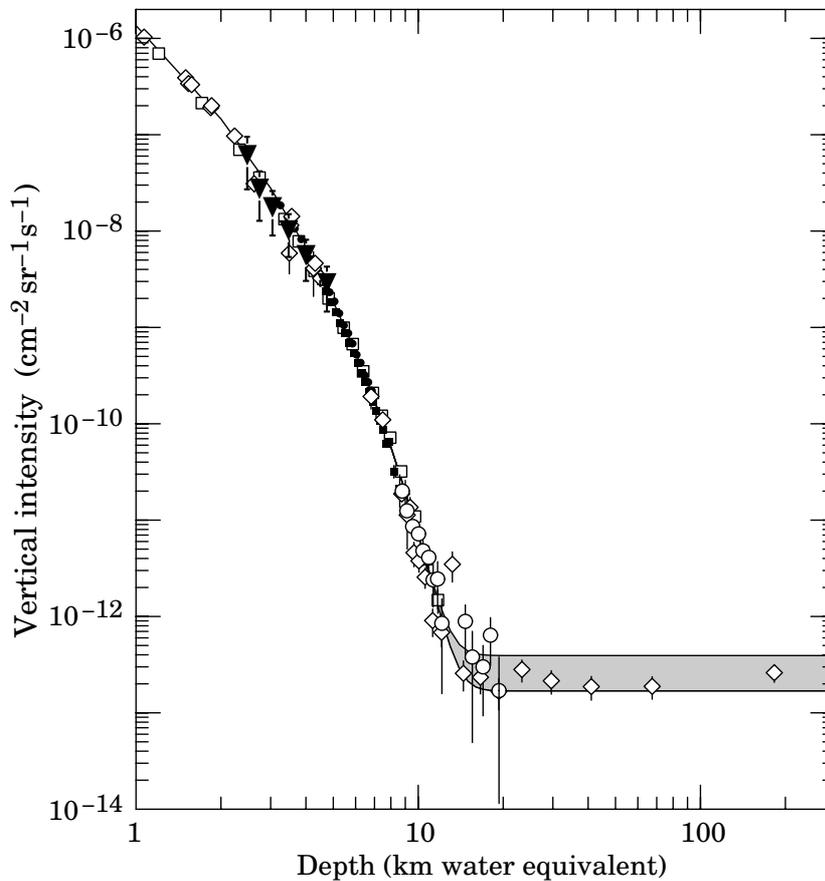


FIG. 3.5: Intensité du flux vertical de muons en fonction de la profondeur en km équivalent eau (km.w.e). Les données expérimentales proviennent de : Crouch(\diamond), Baksan(\square), LVD(\circ), MACRO(\bullet), Frejus(\blacksquare), SNO(\triangle), ANTARES(configuration à une ligne, \blacktriangledown). La zone ombrée, au-delà de ~ 10 km.w.e, représente les évènements muons provenant de l'interaction des neutrinos montants avec la Terre. Les limites hautes et basses sont respectivement pour les évènements horizontaux et verticaux.

	$0^\circ < \theta < 60^\circ$			$60^\circ < \theta < 85^\circ$		
noyaux primaires	1 – 10 TeV/nucléon	10 – 100 TeV/nucléon	100 – 10^5 TeV/nucléon	1 – 10 TeV/nucléon	10 – 100 TeV/nucléon	100 – 10^5 TeV/nucléon
p	10^9	10^9	10^8	10^9	10^9	10^8
He	9×10^8	10^8	9×10^7	9×10^8	10^8	9×10^7
N	10^8	10^8	6×10^6	10^8	10^8	6×10^6
Mg	10^8	10^8	3×10^6	10^8	10^8	3×10^6
Fe	10^8	3×10^7	10^6	10^8	3×10^7	10^6

TAB. 3.1: Tableau représentatif des cinq groupes de noyaux primaires générés à l'aide de CORSIKA.

Chaque particules sont donc ensuite suivis tels que les photons, les électrons, les muons, les neutrinos électroniques et muoniques, les mésons π , K et η , les nucléons et les baryons d'étrangeté non nulle (D , Λ). Dans ce qui va suivre, les particules charmées ont été omises ce qui a pour effet de négliger la production *prompt* de muons. Ensuite, le plus fastidieux dans l'évaluation du parcours des particules au sein de l'atmosphère est la prise en compte successive des pertes d'énergie, de l'intensité du champ magnétique terrestre, des multiples diffusions, de la désintégration des particules instables et des interactions électromagnétiques et hadroniques. Pour ces dernières, une évaluation sans cesse renouvelée des sections efficaces d'interaction, fonction de l'énergie, sont nécessaires. Par conséquent, le choix du modèle hadronique envisagé est la source d'erreur principale lors de la simulation. C'est donc en se basant sur les études préliminaires réalisées en [96] que le modèle hadronique dénommé QGSJET.01c [98] s'avère être le plus efficace. Non seulement, il fait parti de ceux qui demande le moins de ressource système, mais également car il est en bonne accord avec les résultats expérimentaux issus de MACRO [99]. Sinon, pour le cas particuliers des interactions hadroniques à des énergies $E \leq 80$ GeV, le code GHEISHA [96,97] a été utilisé.

Enfin, un spectre de génération en $E^{-\gamma}$ avec un indice spectral différentiel $\gamma = 2.0$ a été choisit. Il est à comparer au spectre primaire de rayons cosmiques décrit en éq.3.1. Le spectre de génération est de ce fait plus *dur* que les spectres réelles mesurés, mais, comme cela sera explicité en détail par la suite, les distributions angulaires et énergétiques d'évènements peuvent être modifiées pour respecter un modèle de flux particulier. Pour cela, un système de poids est utilisé. Celui-ci étant similaire dans le cas de la génération des neutrinos atmosphériques, la section 4.2 lui est consacré. Il est intéressant également de noter qu'aucunes hypothèses ou coupures concernant le détecteur n'ont été retenues, ce qui signifie que tout échantillon produit au travers de CORSIKA peut être réutilisé pour tout un ensemble d'expériences sous-terraines ou sous-marines comme par exemple KM3Net.

3.3 Les neutrinos atmosphériques

Comme dans le cas des muons atmosphériques, les neutrinos atmosphériques sont créés de manière conjointe dans la désintégration de mésons chargés. La contribution principale dans le cas d'un télescope à neutrinos comme ANTARES provenant des neu-

trinos atmosphériques dits *conventionnels*. Ceux-ci proviennent de la désintégration des pions et kaons chargés qui avant cela ont le temps de rentrer en interactions hadroniques avec les noyaux atmosphériques. Ce qui explique que ce type de flux conventionnel soit prépondérant aux basses énergies jusqu'à ~ 100 GeV. Ce flux mesuré dépend à la fois des hypothèses faites sur le spectre des particules cosmiques primaires et sur les modèles d'interaction atmosphériques donnant lieu aux évaluations des sections efficaces. Ainsi, bon nombre de modèles ont été étudiés dans la littérature dont les principaux sont Bartol [9], FLUKA [196] et Honda (HKKM) [100]. Ces trois types de flux ont été étudiés en [102]. Il en a été conclu qu'une erreur systématique de $\sim 20\%$ sur le flux de neutrinos atmosphériques conventionnels est à prendre en considération. Sachant que cette systématique inclue les erreurs faites sur le flux de particules primaires entrantes et le modèle d'interaction hadronique pris en considération. La fig. 3.6 (en haut) présente ces trois modèles de flux de neutrinos atmosphériques sur un intervalle énergétique $E_\nu \in [1; 10^5]$ GeV. L'apparente similarité entre les flux du type Bartol et Honda est due à un contre-balancement entre différentes considérations concernant les flux de noyaux primaires et les modèles hadroniques engagés. Ces différences se révèlent plus faibles que les systématiques présentes ce qui a pour effet d'induire un flux similaire en fin de simulation.

Un autre type de neutrinos atmosphériques constitue un bruit de fond à des énergies plus élevées, $E_\nu \geq 10^5 - 10^6$ GeV, ce sont les neutrinos dits *promptes*. Ces derniers sont produits par la désintégration semi-leptoniques de mésons charmés à durée de vie très courtes, tels que les mésons D ou Λ . Ces mésons se désintègrent quasiment après leur création ce qui a pour effet d'induire une production de neutrinos à des énergies très élevées. D'où la dénomination de neutrinos prompts. Ainsi, les certitudes de productions ne se basent plus sur les interactions hadroniques sous-jacentes, puisqu'elles sont inexistantes ici, mais sur les sections efficaces de production de saveur charmée. Par conséquent, une incertitude importante subsistant sur ce dernier paramètre sur les dernières expériences de collisions hadrons-nucléons, une comparaison entre les différents modèles s'avère être difficile comme cela apparaît en [103]. Cependant, trois modèles prometteurs ressortent de cette étude :

- QGSM : Quark-Gluon String Model.
- RQPM : Recombination Quark-Parton Model
- pQCD : Perturbative QCD

En fig. 3.6 (en haut), il apparaît que les flux issus de ces trois modèles présentent des disparités importantes avec parfois deux ordres de grandeur de divergence si les paramétrisations minimales et maximales des modèles pQCD et QGSM, respectivement, sont comparées.

Tous ces modèles de flux, qu'ils soient conventionnels ou non, peuvent être générés et propagés au sein du milieu terrestre grâce à une simulation Monte-Carlo complète propre à la collaboration ANTARES, intitulé GENHEN vers. 6.2 [104, 105]. Dans la même lignée que le code CORSIKA vu en 3.2, GENHEN permet de générer isotropiquement un grand nombre de neutrinos atmosphériques ($O(10^{11})$) d'après un spectre énergétique suivant la loi de puissance en $E^{-\gamma}$, avec γ qui est l'indice spectral différentiel. Cependant, pour CORSIKA, aucune hypothèse sur le détecteur n'avait été envisagée, faisant de lui une simulation indépendante de la surface de détection ou de la localisation de celle-ci. Ce qui n'est pas le cas pour GENHEN. En effet, les événements neutrinos peuvent être soit

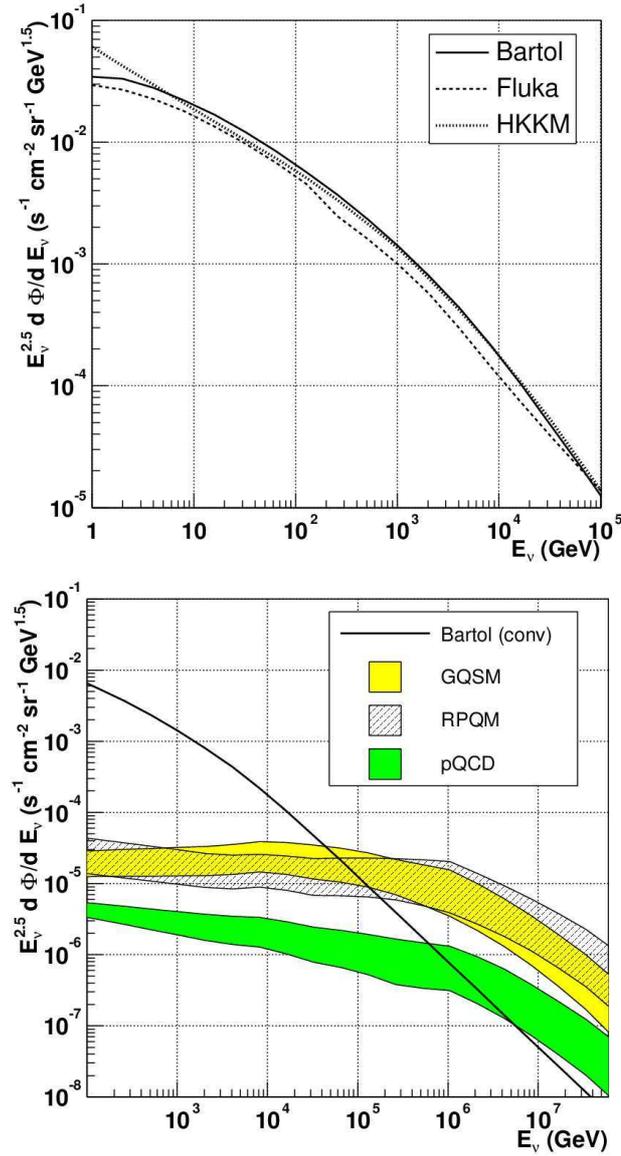


FIG. 3.6: En haut : Représentation de trois modèles de flux conventionnels : Bartol(trait continu), Honda (HKKM) (tirés) et Fluka (pointillés). L'intervalle énergétique s'étend sur $E_\nu \in [1; 10^5]$ GeV, pour lequel les neutrinos conventionnels sont prépondérants. Chacun des flux ont été ajustés d'un facteur en $E_\nu^{2.5}$. En bas : Comparaison des trois modèles de neutrinos prompts : QGSM, RPQM et pQCD, avec pour référence d'amplitude le flux conventionnel Bartol. Tous les flux ont subis la même normalisation que précédemment et ont été intégrés sur toutes les directions.

contenus, le vertex d'interaction se situe à l'intérieur du volume instrumenté, soit du type muon neutrino-induits. Pour les premiers, toutes les particules générées et émergentes de la gerbe d'interaction du neutrino avec le milieu, ici l'eau, seront prises en compte car chacune peut initier l'émission de photons Čerenkov détectables par les PMs d'ANTARES.

Pour les seconds, le vertex d'interaction se situe hors du volume instrumenté et seul les muons naissant de l'interaction des neutrinos vont être considérés. Cependant, une question subsiste. Tous les muons suivant d'une émission Čerenkov vont-ils être détectés ? Pour cela, un volume de détection mis à l'échelle en fonction de l'énergie du muon induits va être déployé. Ainsi, pour limiter les demandes en ressources de calcul inutiles et augmenter la statistique, seules les muons pouvant être détectés seront propagés et gardés dans la simulation, les autres seront rejetés. Ce volume mis à l'échelle est sensiblement plus important que le volume effectivement instrumenté et est communément appelé le *can*. En se basant sur une étude précise de cette simulation MC, faite en [106], il est fait le choix d'étendre le volume de détection de $2.5 \times \lambda_{abs}$ avec, $\lambda_{abs} = 55$ m qui est la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau. En effet, à l'intérieur de cette distance par rapport à la trace d'un muon, ~ 95 % des photons sont détectés.

Également dans l'optique d'optimiser la vitesse d'exécution d'une simulation de détection de neutrinos atmosphériques. Une volume dit de génération est développé autour de l'ensemble précédent. Ce volume apparaît en fig. 3.7 où il englobe à la fois le can et *a fortiori* le volume instrumenté. Ce volume est fonction de la position du vertex d'interaction d'un neutrino, de l'énergie de ce même neutrino et par conséquent de l'énergie qu'un muon acquière cinématiquement et enfin de la direction dans laquelle le muon va être

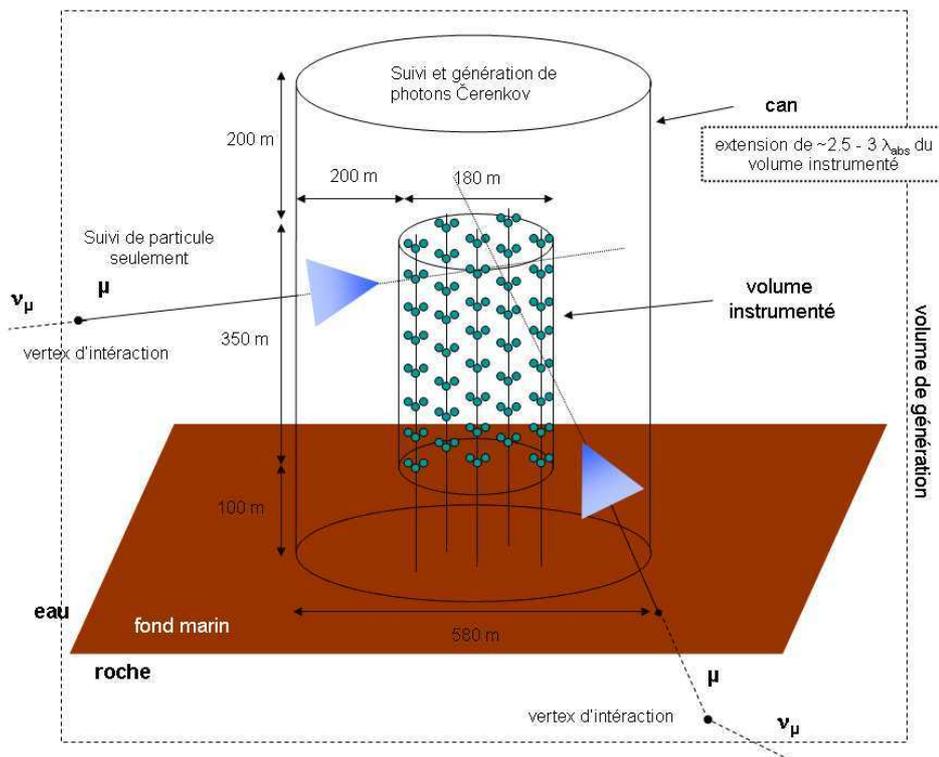


FIG. 3.7: Représentation schématique du volume instrumenté et du volume can utilisé pour la génération des photons Čerenkov. Apparaît également le volume de génération (entourant le schéma en pointillé) relatif à l'évènement généré (énergie, direction, position).

propagé. En effet, en fonction de la densité du milieu traversé, un muon traversera plus ou moins de matière. Cette distance $R_{max}(E_\mu)$, appelée communément le libre parcours maximal du muon, se traduit par la distance maximale que peut traverser un muon avant d'atteindre une énergie $E_\mu^{min} = 0.16 GeV$, énergie seuil de production de lumière Čerenkov dans l'eau. Ces distances ont été déterminées de [106] pour les deux milieux rentrant en jeu dans cette étude, l'eau et la roche, et pour un intervalle en énergie $E_\mu \in [1; 10^9]$ GeV. Ces différentes distances ont été tabulées pour une accessibilité plus rapide lors de la simulation afin de déduire le volume de génération V_{gen} à prendre en compte en début de chaîne MC. À partir du moment où un vertex d'interaction est localisé hors de son volume de génération défini par $R_{max}(E_\mu, eau)$ et/ou $R_{max}(E_\mu, roche)$, cet évènement sera rejeté. Sinon, le muon ou tout autre particule, si l'évènement est contenu, sont stockés.

De manière équivalente à $R_{max}(E_\mu)$, il existe une seconde distance $R_{eff}(E_\mu; E_\mu^{min})$ (libre parcours effectif), définie comme [107] :

$$R_{eff}(E_\mu; E_\mu^{min}) = \int_0^{+\infty} P_{surv}(E_\mu; E_\mu^{min}, X) dX, \quad (3.3)$$

où, $P_{surv}(E_\mu; E_\mu^{min}, X)$ est la probabilité qu'un muon d'énergie E_μ puisse parcourir la distance X avant d'atteindre l'énergie minimale E_μ^{min} , généralement assimilé à l'énergie seuil $E_{\mu,seuil} = 10 GeV$ du détecteur ANTARES. Cette distance n'est en aucun cas utilisée dans le déroulement de la simulation, mais celle ci trouvera un grand intérêt lorsque l'efficacité du détecteur sera abordée au travers du calcul de la surface effective A_{eff} .

Ainsi, la simulation GENHEN prend en considération les interactions des neutrinos avec la matière comme la diffusion neutrino-nucléon profondément inélastique (DIS) simulée avec à l'aide du code LEPTO [108]. Ce code permet de définir la section efficace d'interaction différentielle d'un neutrino dans un milieu isoscalaire (protons et neutrons en nombre équivalent) comme [109] :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right) [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2], \quad (3.4)$$

où, M est la masse moyennée des nucléons présents (protons et neutrons) et $M_W = 80.398 \pm 0.025$ GeV [39] est la masse d'un boson W^\pm échangé dans l'interaction. Ensuite, $x = Q^2/2M(E_\nu - E_\mu)$ et $y = (E_\nu - E_\mu)/E_\nu$ (l'inélasticité) sont les variables cinématiques du processus d'interaction CC (comme défini en A.2), avec Q qui représente l'énergie au centre de masse. Enfin, q et \bar{q} sont les fonctions de distribution des quarks et anti-quarks respectivement, issues des fonctions de partitions et fonctions des variables cinématiques x et Q^2 . Il a d'ailleurs été prouvé en [106] que l'hypothèse d'un milieu isoscalaire introduit une erreur systématique inférieure à 5 % sur la section efficace. Ce dernier point sera vérifié en 3.7.

Deux autres types d'interaction peuvent entrer en jeu dans l'interaction des neutrinos avec la matière. Ce sont les diffusions quasi-élastiques définies comme :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + N', \quad (3.5)$$

et les résonances dites Δ comme :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + N^*/\Delta \rightarrow \mu^- + hadrons. \quad (3.6)$$

Elles sont simulées à l'aide du code RSQ [110] basé sur l'observation de la distribution des particules dans l'état finale à partir de données expérimentales.

Pour ces deux codes, LEPTO et RSQ, les fonctions de distribution de partons de CTEQ6D, de PDFlib [70], ont été utilisées, et l'hadronisation des fragments partoniques a été réalisée à partir de PYTHIA 5.7 et JETSET 7.4 [111].

Enfin, à partir de GENHEN, la probabilité de transmission à travers la Terre, $P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu)$, des neutrinos est déterminée. Elle est définie comme [109] :

$$P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu) = \exp^{-N_A \times \sigma(E_\nu) \times \rho_l(\theta_\nu)}, \quad (3.7)$$

où, $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est le nombre d'Avogadro, $\sigma(E_\nu)$ est la section efficace d'interaction d'un neutrino dans un milieu isoscalaire. Ce dernier est défini comme une colonne de densité $\rho_l(\theta_\nu) = \int_L \rho_{Terre}(r) dL$ pour une direction donnée suivant un angle zénithal θ_ν et évolue suivant un profil de densité provenant de [109]. Comme cela apparaîtra plus tard, cette probabilité est importante dans le cadre de l'estimation du nombre d'événements visibles par ANTARES pour un flux donné et également pour remonter au flux initial, avant la pénétration dans le milieu terrestre, en fin d'analyse de données.

3.4 Propagation au détecteur

Que cela soit pour les muons atmosphériques ou les muons induits par les neutrinos atmosphériques, tous ont besoin d'être propagés jusqu'au can. Dans le premier cas, les muons sont propagés depuis le niveau de la mer et dans le second, depuis le vertex d'interaction situé dans le volume de génération. Pour cela, il est nécessaire de considérer l'ensemble des interactions que peut subir un muon sur son trajet. Le code MUSIC (MUon SIMulation Code) [112] permet de propager, dans un milieu défini (l'eau ou la roche), les muons de manière tridimensionnelle. Les pertes d'énergie majeures étant les suivantes :

- Bremsstrahlung : émission d'un photon de haute énergie lors du passage d'un muon dans le champ électrique du noyau ou du nuage électronique.
- Production de paires e^-e^+ : production d'une paire e^-e^+ à partir d'un photon virtuel émis par un muon de passage dans le champ électrique d'un noyau.
- interactions photo-nucléaires : échange d'un photon virtuel avec un noyau du milieu de propagation.
- Ionisation : transfert d'énergie aux électrons du nuage électronique des atomes du milieu. Ces électrons peuvent atteindre une énergie suffisante pour s'extraire et induire des photons Čerenkov. Ces électrons sont également appelés δ -raies.
- Diffusions de Coulomb multiples : diffusions des muons sur les noyaux atomiques composant le lieu de propagation.

En fig. 3.8, ces vecteurs de perte en énergie sont présentés. La totalité de ces interactions sont la cause d'une déviation de la trajectoire du muon. Celles-ci viennent donc s'ajouter à la déviation initiale que subit un muon cinématiquement au vertex d'interaction pour laquelle, plus l'énergie sera élevée et plus le muon aura une trajectoire colinéaire au neutrino qui l'a induit. Ainsi, la résolution angulaire du détecteur sera affectée par les

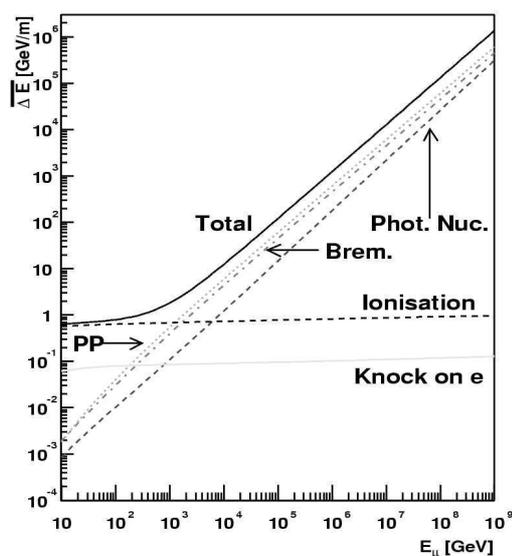


FIG. 3.8: Présentation des processus de perte en énergie d'un muon, $\overline{\Delta E}_\mu \text{ GeV.m}^{-1}$, se propageant à travers la roche. À basse énergie, c'est l'ionisation qui domine jusqu'à $E_\mu \leq 10^3 \text{ GeV}$ et ensuite, elle laisse place aux processus stochastiques qui dominent aux hautes énergies. Ici, les diffusions multiples sont absentes.

effets de collisions physiques que subit un muon sur sa trajectoire. Vient s'ajouter à ces effets l'efficacité de reconstruction de la trace du muon au sein du volume instrumenté. Ces deux points seront abordés dans la session analyse qui suit.

Comme cela a été défini en 3.3, le volume can a été utilisé afin de déterminer si un événement est du type contenu ou non et par là-même, quel ensemble de particules doit-on prendre en compte. Ce volume étendue de $2.5 \times \lambda_{abs}$ est à nouveau introduit afin de propager les muons jusqu'à la surface sensible du détecteur. C'est-à-dire la surface du can. Pour les neutrinos atmosphériques, ce can aura une taille constante en raison de leur distribution isotropique. En revanche, ceci n'est pas le cas pour les muons descendants. En effet, chacune des gerbes atmosphériques présente son propre système de référence centré sur son axe. Ainsi, afin de prendre en compte l'extension latérale relative à chaque gerbe, il est nécessaire d'ajouter au diamètre du can l'extension latérale de la gerbe estimée à 2000 m de profondeur sous le niveau de la mer. Chaque gerbe présente alors son propre can, mais seuls les muons présentant une énergie $E_\mu \geq 20 \text{ GeV}$ seront stockés.

Maintenant, que l'ensemble des muons, descendants ou montants, ont été propagés jusqu'au can, il est nécessaire de simuler la réponse du détecteur afin d'estimer le nombre photons Čerenkov détectés par les PMs et leurs paramètres intrinsèques comme la position, la charge déposée et le temps de détection.

3.5 Réponse du détecteur

C'est donc à l'intérieur du volume du can que les photons Čerenkov vont être simulés depuis leur point d'émission sur la trace d'un muon jusqu'à être détectés par les photo-

multiplicateurs. C'est au package KM3 v2r3 [113] que cette tâche est allouée.

De manière similaire à ce qui précède, les muons sont propagés à l'intérieur du can par l'intermédiaire du code MUSIC. Ce processus est réalisé étape par étape afin de définir les pertes énergétiques subies sur la trajectoire. Si la perte est supérieure à 0.3 GeV, une gerbe électromagnétique est générée à une position aléatoire sur la trace. À partir de là, une simulation complète demanderait de traiter chacun des photons individuellement, ce qui est trop lourd d'un point de vue ressource de calcul. Ainsi, la propagation des photons est issue de tables précalculées provenant d'une simulation complète préalablement réalisée, avec un large nombre de muons et de gerbes électromagnétiques, à l'aide de GEANT 3.21 [97]. Ces tables contiennent les distributions des nombres de hits détectés par les PMs et de leur temps d'arrivée à différentes distances, ainsi que leur position et orientation vis-à-vis des traces de muons ou gerbes électromagnétiques respectives. La propagation des photons dépendant des propriétés de l'eau mesurées sur le site ANTARES comme l'absorption, la diffusion et la dispersion dans l'eau et ceci pour différentes longueurs d'onde. En effet, plus ces processus seront prépondérants, plus le nombre de photons détectés sera faible et plus la distribution angulaire sera étendue. Ainsi, pour ANTARES, le code officiel utilise une fonction d'ajustement issue des données d'absorption *in situ* comme cela apparaît en fig. 3.9, à gauche, comparée à la paramétrisation de Smith-Baker valable pour de l'eau pure. Le modèle de propagation photonique, appelé *partic-0.0075*, reprend cet ajustement et sera utilisé dans l'analyse du bruit de fond qui suit. Ce dernier est décrit en détail en [114]. Sont également utilisés pour déterminer le nombre de photons détectés, les propriétés des PMs. Ces propriétés incluent l'absorption du verre et du gel utilisés dans la sphère de protection, l'efficacité quantique de la photocathode qui est fonction de la longueur d'onde et l'acceptance angulaire de l'OM. Pour cette dernière propriété, la fig. 3.9, à droite, résume la dépendance en longueur d'onde de l'acceptance angulaire d'un OM pour trois paramétrisations différentes : NIM [117], une autre issue d'une simulation MC utilisant la technique dite du *ray tracing* (lancé de rayons) et enfin un ajustement basé sur les mesures réalisés par le groupe de Gènes, en Italie, interne à la collaboration ANTARES et décrit en [118]. C'est cette dernière paramétrisation qui est utilisée au sein de KM3, elle impose ainsi une acceptance nulle pour $\cos(\theta_\gamma) \leq -0.8$.

En ce qui concerne les gerbes hadroniques provenant des événements contenus de neutrinos atmosphériques, elles sont prises en charge par le package GEASIM [119]. Il est basé sur GEANT 3 et permet la propagation de toutes particules secondaires, prenant l'hadronisation en compte et l'émission induite de photons Čerenkov. Cependant, GEASIM omet la diffusion de la lumière dans le milieu. Pour cela, KM3 est de nouveau mis à contribution. Les réponses des PMs se faisant de la même manière que précédemment.

3.6 Mise en forme des données Monte-Carlo

En sortie du package KM3, les données MC du type neutrinos ou muons atmosphériques sortent sous la forme d'un fichier ASCII contenant un grand nombre d'informations tels que la version des codes utilisés, la taille du can, les coupures réalisées à la fois sur l'intervalle en énergie et angulaire, l'indice spectral et le nombre d'événements générés, la topologie du détecteur utilisé (1 à 12 lignes, détecteur soumis à un courant marin ou non,...), ainsi que les données concernant les traces et les hits considérés dans la simulation (positions, directions, énergies, temps de détection, ...). Toutes ces informations sont

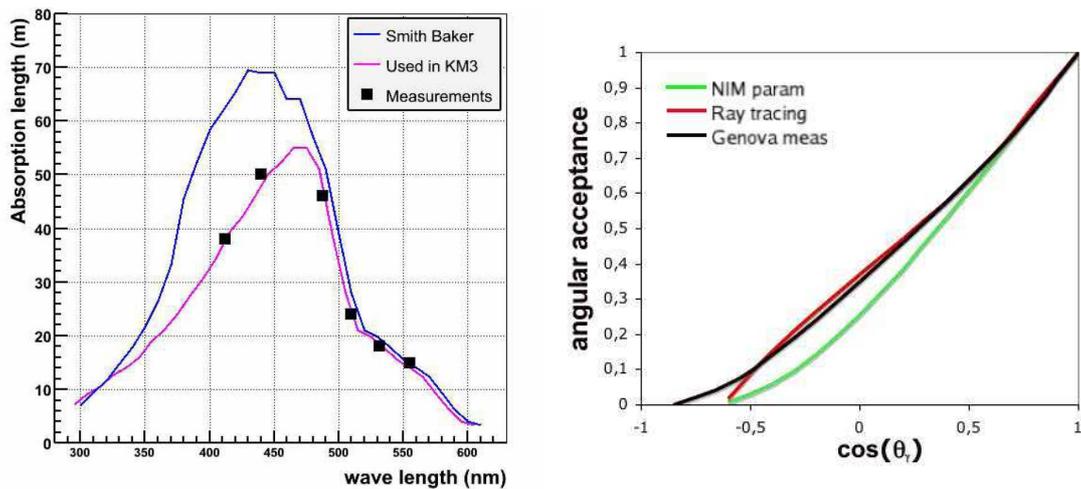


FIG. 3.9: À gauche : Longueur d'absorption (m) en fonction de la longueur d'onde (nm). Les données issues des mesures prises sur le site ANTARES (en rose) sont comparées à la paramétrisation de Smith-Baker (en bleue) pour l'eau pure. La courbe d'ajustement sur les données a été utilisée pour la création des tables de propagation des photons pour KM3. À droite : Acceptance angulaire des OMs en fonction du cosinus de l'angle d'incidence des photons par rapport à son axe vertical ($\cos(\theta_v) = 1$) pour trois paramétrisations différentes : NIM (vert), simulation MC utilisant le ray tracing (rouge) et l'ajustement officiel issu des mesures réalisées par le groupe de Gènes en Italie (noir).

décrites en détails en [120]. Elles sont ensuite synthétisées par le code *MonteCarloEvent-Writer* [121] en un *TTree* du package d'analyse ROOT [122] contenant une classe du type *Event*. Ce type de classe est conforme au type des données réelles d'ANTARES, peut être manipulé plus simplement et rapidement et contient toutes les informations relatives au MC.

La prochaine étape est de reproduire le système de déclenchement réalisé en surface sur les données MC. Pour cela, le code *TriggerEfficiency* [122] est utilisé. Celui-ci permet de réaliser les tâches suivantes :

- Ajout d'un bruit de fond :

En effet, pour le moment, les données MC sont dénuées d'un bruit de fond quelconque et ne sont donc pas représentatives des données prises en mer. C'est pourquoi le code *SummaryTimeSliceWriter* [123] est utilisé. Le processus d'acquisition (DAQ) enregistre en temps réel les L0 hits détectées par les PMs pendant une période donnée. Ceux-ci sont représentatifs des données de bruit de fond comme la bioluminescence ou la désintégration β du ^{40}K , et elles sont alors utilisées afin de reproduire les conditions environnementales d'une période de prise de données, compatibles avec le MC (configuration du détecteur, types de lignes). Ces données sont ensuite ajoutées aux données MC par l'intermédiaire de *TriggerEfficiency* qui génère les hits en accord avec le bruit de fond utilisé.

- Simulation des réponses électroniques :

Les paramètres physiques liés aux différents hits détectés par les PMs doivent être traduits en terme de signaux électroniques similaires aux données réelles. Pour cela, le temps de détection est converti en données TVCs et l'amplitude du signal est passé en données AVCs. Aussi, les caractéristiques intrinsèques des ARSs sont prises en compte comme le temps d'intégration du signal $t_{ARS}^{int} = 45$ ns, un temps mort $t_{ARS}^{mort} = 200$ ns ou encore le seuil en charge placé à 0.3 p.e., et celles concernant les PMs comme le TTS évalué à 1.5 ns, les signaux tardifs qui sont fonctions de l'amplitude du signal, le courant de noirceur ayant une fréquence $f_{ARS}^{c.n.} \simeq 3$ kHz, la déviation du gain de 30 % et la surface effective du PM de $A_{eff}^{PM} = 100$ cm² (voir en 3.7).

– Système de déclenchement :

Le code TriggerEfficiency permet de traiter les données réelles et les données MC de manière similaire en utilisant exactement le même type de procédure de déclenchement (1D, 3D, 3N, 1T3, 2T3, ...). Par conséquent, lorsque un évènement passe les conditions de déclenchement, un évènement physique et son bruit de fond associé sont ajoutés en sortie au TTree, précédemment présenté, dans leur classe respective *PhysicsEvent* et *SummaryTimeSlice*.

À partir de là, les données réelles et MC ont des formats similaires et peuvent être ainsi analysées avec les mêmes codes de reconstruction ou autres.

3.7 Systématiques inhérentes aux simulations

De manière générale, comme conséquence directe de l'utilisation de simulations MC, il est nécessaire de prendre en considérations les erreurs systématiques pouvant entrer en jeu lors de la détermination d'un nombre d'évènements quelconque. Hormis les erreurs statistiques qui sont dues à la seule importance des échantillons de données utilisés, les erreurs systématiques proviennent des choix préliminaires faits sur les variables ou modèles moteurs d'une simulation. Pour le bruit de fond atmosphérique, ce type d'étude, encore en voie de progression, a été réalisé pour une partie importante en [106] et en interne. Beaucoup de ces résultats sont pour le moment préliminaires, mais ils permettent déjà de mettre l'accent sur l'importance d'accroître encore la compréhension des processus et milieux engagés.

Génération des neutrinos atmosphériques Tout d'abord, dans le cas de la génération des neutrinos atmosphériques, la détermination de la section efficace des neutrinos, des anti-neutrinos et de la cinématique de réaction se fait au travers des outils LEPTO et RSQ. Ils ont tous deux été comparés aux paramétrisations faites en [109]. En ce qui concerne LEPTO, pour les énergies significatives pour le télescope ANTARES, $E_\nu \in [10; 10^7]$ GeV, les différences relatives en terme de taux d'évènements simulés sont inférieures à 5 %. Ensuite, pour ce qui est du code RSQ, les erreurs le concernant peuvent être négligées du fait que la contribution des neutrinos prompts dans cette gamme d'énergie reste faible comparée aux neutrinos conventionnels.

Ensuite, les codes cités précédemment ont utilisé des fonctions de distribution de partons pour exprimer la probabilité d'interaction d'un neutrino avec un milieu isoscalaire.

La PDF utilisée actuellement, CTEQ6D, présente certains désaccords avec d'autres modèles partoniques comme CTEQ5D ou GRVDIS, mais cela ne dépasse pas 5 % si le domaine d'énergie est restreint au PeV.

Il a également été fait le choix d'un milieu isoscalaire. Comme cela a été défini auparavant, il est fait l'hypothèse qu'il existe un nombre équivalent de protons et de neutrons dans la matière traversée par un neutrino. Dans la roche dite standard [107], le nombre de masse $A = 22$ et le numéro atomique $Z = 11$ vérifient cette hypothèse. Cependant dans le cas de l'eau, cela est tout autre. En effet, l'eau possède un nombre de masse $A = 18$ et un numéro atomique $Z = 10$. Ainsi, le nombre d'interactions en moyenne du type neutrino-nucléon se feront à $\sim 55\%$ avec un proton et $\sim 45\%$ avec un neutron. Cependant, la section efficace moyenne de diffusion d'un neutrino sur un nucléon dans l'eau peut s'écrire comme :

$$\sigma_{H_2O} = \frac{10}{18} \sigma_p + \frac{8}{18} \sigma_n = \frac{1}{2} (\sigma_p + \sigma_n) + \frac{1}{18} (\sigma_p - \sigma_n) = \sigma_{iso} + \frac{1}{18} (\sigma_p - \sigma_n) , \quad (3.8)$$

où, σ_p et σ_n sont les sections efficaces de diffusion neutrino-proton et neutrino-neutron respectivement, et σ_{iso} est la section efficace dans le cas d'un milieu isoscalaire. Étant donnée que la diffusion profondément inélastique est dominée par la distribution des saveurs de quark à basse énergie, le rapport $\sigma_p/\sigma_n \sim 1/2$ pour les neutrinos et de 2 pour les anti-neutrinos. Ce qui induit une erreur de l'ordre de $\sim 4\%$ sur le calcul de la section efficace dans l'eau. Cette erreur a été vérifiée en [106] et le fait d'utiliser de l'eau plutôt qu'un milieu isoscalaire pour des événements de basse énergie provoque une erreur en fait inférieure à 4 %. Cette effet peut donc être négligé et les simulations à base de milieu isoscalaire peuvent être considérées comme fiables.

Génération des muons atmosphériques Comme dans le cas des neutrinos atmosphériques en 3.3, le choix concernant le modèle de flux utilisé est un facteur déterminant sur l'importance du nombre d'événements potentiellement détectables. Cependant, chacun des modèles possibles (Hörandel [125], Bugaev [126], ...) sont soumis ensuite aux mêmes types d'interactions hadroniques au sein de l'atmosphère. Comme cela a été discuté en 3.2, la principale source d'erreur est le choix du modèle hadronique. Même si le modèle QGSJET s'avère le plus intéressant d'un point de vue vitesse de calcul et corrélations avec les données expérimentales, il est intéressant de voir la conséquence sur le nombre d'événements muons arrivant au détecteur dans le cas où celui-ci est confronté au modèle DPMJET [127]. Ces deux modèles sont basés tous deux sur la base théorique de Gribov-Regge pour l'interaction hadronique des nucléons et noyaux. Pourtant, au final, le taux de muons atteignant le détecteur est $\sim 30\%$ plus élevés pour DPMJET et ceci dans les mêmes conditions de propagations et de flux de départ (Hörandel). Cette étude est encore en cours, mais cela met l'accent sur le fait que même si deux modèles hadroniques paraissent similaires au départ de part leur provenance, il est tout à fait possible d'obtenir des résultats divergents en raison d'implémentations différentes.

Propagation et réponse du détecteur En référence à ce qui a été présenté en 3.4 et 3.5, la longueur d'absorption, l'acceptance angulaire ou encore la surface effective d'un PM sont des paramètres qui peuvent influencer le taux d'événements et la qualité de ceux-ci

en terme d'angle zénithal reconstruits. Pour le premier cas, une distribution du nombre d'évènements reconstruits en fonction de l'angle zénithal des traces aura une amplitude accrues ou non, et dans le second, la distribution subira une modification de sa forme général.

Pour la longueur d'absorption, λ_{abs} , les valeurs de celle-ci peuvent varier suivant le modèle d'eau utilisé dans la simulation de la propagation photonique comme cela apparaît rigoureusement en tab.1 de [114], entre 55 m et 70 m pour une longueur d'onde de 470 nm. Ainsi, en faisant varier λ_{abs} de $\pm 10\%$ (écart raisonnable vis-à-vis des mesures actuelles faites en mer), il apparaît que le taux de muons reconstruits peut évoluer à $\pm 20\%$ du résultat obtenue avec $\lambda_{abs} = 55$ m. Aucun effet sur la forme de la distribution en angle zénithal n'a été détecté, mais une telle variation démontre l'importance de mesurer de manière continue les paramètres de l'eau en profondeur. C'est qui sera à présent réalisé avec l'IL07.

En ce qui concerne les paramètres relatifs aux PMs (voir pour les détails en [115]), leurs acceptances angulaires ont été fixés au travers de la paramétrisation de Gènes montrée en 3.9 avec une coupure à $\cos(\theta_\gamma) > -0.6$ dans le processus de création des tables pour KM3. Ceci afin d'être consistant avec la simulation MC faite par lancée de rayons de P. Kooijman qui montre qu'aucune lumière ne peut être détectée au-delà de cette valeur. Ainsi, si cette paramétrisation est comparé à son homologue officielle de Gènes avec $\cos(\theta_\gamma) > -0.8$ et aux autres paramétrisations présentes en 3.9, une différence maximale en terme de rapport de taux de muons détectés atteint $\sim 25\%$. Non seulement le taux d'évènements détectables peut grandement varier en raison d'un champ de vue des PMs plus ou moins important, mais cela a également une incidence sur l'angle zénithal reconstruit puisque suivant la paramétrisation choisie, les PMs seront moins ou plus sensibles aux photons dont la trajectoire s'écarte ou pas de leurs axes verticaux. Enfin, pour la surface effective A_{eff}^{PM} assignée aux différents OMs, de manière générale celle-ci représente les caractéristiques physiques de ces derniers comme le montre sa définition [117] :

$$A_{eff}^{PM}(\lambda, \theta_\gamma) = A_{geom.}^{p.c.}(\theta_\gamma) \times QE(\lambda) \times CE \times P_{trans.}^{verre}(\lambda, \theta_\gamma) \times P_{trans.}^{gel}(\lambda, \theta_\gamma), \quad (3.9)$$

où, $A_{geom.}^{p.c.} \equiv 10''$ est la surface géométrique de la photocathode, QE et CE sont les efficacités quantiques et de collection respectivement d'un PM. Enfin, $P_{trans.}^{verre}$ et $P_{trans.}^{gel}$ sont les probabilités de transmission d'un photon au travers de la sphère de verre et du gel respectivement avec le respect de l'angle d'incidence θ_γ et de la longueur d'onde λ . Ces deniers paramètres sont issues de [117], les autres ont été repris et implémentés dans KM3 à partir des données constructeurs [128]. Étant donné qu'aucunes dispersions précises concernant ces paramètres n'ont été établies, une diminution de l'ordre de 10% sur la surface effective a été envisagée. Il vient que pour les muons, le taux d'évènements qui ont passés le système de déclenchement s'amenuise de $\sim 15\%$. Tandis que, dans le cas des neutrinos, cet effet est moins prépondérant et ne dépasse pas les $\sim 7\%$. Ainsi, du fait que les PMs soient dirigés vers le bas, à 45° , les évènements neutrinos montants sont moins sujet à la variation de surface effective comparés aux évènements muons descendants.

Ceci dit, l'étude concernant les systématiques présentes dans ce paragraphe seront prochainement précisées lorsque celle-ci sera finalisée.

Sommaire des systématiques Les systématiques, présentées dans ce paragraphe, sont effectives à la fois pour l'étude du Monte-Carlo et concernant la limite haute apportée sur la détection potentielle de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de particules de matière noire au sein du Soleil. Ce qui va suivre est un résumé des développements précédents, accompagné des sommes quadratiques relatives à chaque série. Ainsi, il vient que :

– **Pour les neutrinos atmosphériques :**

des sections efficaces et de la cinématique	$\sigma_{syst,1}^{\nu} \leq 5\%$,	
du choix de la PDF	$\sigma_{syst,2}^{\nu} \leq 5\%$,	
du choix d'un milieu isoscalaire	$\sigma_{syst,3}^{\nu} \leq 4\%$,	
au total	$\sigma_{syst}^{\nu} \leq 8\%$.	(3.10)

– **Pour les muons atmosphériques :**

des modèles hadroniques (source principale)	$\sigma_{syst}^{\mu} \leq 30\%$.	(3.11)
---	-----------------------------------	--------

– **Pour la propagation et la réponse du détecteur :**

de la longueur d'absorption	$\sigma_{syst}^{prop.} \leq 20\%$,	
de l'acceptance angulaire des PMs	$\sigma_{syst,1}^{rep.} \leq 25\%$,	
de la surface effective des PMs (conservativement)	$\sigma_{syst,2}^{rep.} \leq 15\%$,	
au total	$\sigma_{syst}^{prop.,rep.} \leq 35\%$.	(3.12)

Des éq. 3.10, 3.11 et 3.12, il apparaît que les erreurs systématiques sont dominées principalement par les paramètres physiques des PMs et une connaissance limitée du milieu sous-marin. Afin de réduire ces valeurs, des études sont encore en cours de développement. Cependant, concernant les muons atmosphériques, il reste indéniable que les processus d'interaction hadronique sont des facteurs déterminants dans le calcul du bruit de fond descendant. Du fait que le code QGSJET soit très proche des résultats expérimentaux [99], il reste le meilleur choix actuel.

Chapitre 4

Analyses des résultats de simulation

Suite au chapitre précédent, différents caractères des distributions en sortie de la chaîne de simulation Monte-Carlo vont être détaillés en 4.1 et en 4.2, et analysés en 4.4. Pour cela, le package de reconstruction dénommé *CalRealy1r7* est utilisé. Celui-ci permet tout d'abord de calibrer en temps, en charge et en position, selon le type de détecteur entrepris, les différents hits enregistrés par les PMs. Ensuite, le choix d'une stratégie de reconstruction est faite afin de déterminer la nature et la topologie des distributions angulaires, des résidus en temps, de la résolution angulaire ou encore de la surface effective en fonction de l'énergie (voir en 4.3). D'autres caractéristiques liées à la stratégie de reconstruction et aux paramètres physiques des hits seront également analysés afin de déterminer avec précision quel type de coupures il est nécessaire de réaliser. En effet, le résultat final concernant les limites sur la détection d'auto-annihilation de la matière noire au sein du Soleil, et *a fortiori* l'extraction d'évènements neutrinos provenant de la même direction dans le cadre des données réelles à 5 lignes, sont fortement liées à ces dernières. C'est pourquoi dans un premier temps, les flux initiaux internes aux simulations seront explicités, ainsi qu'une définition précise des poids à utiliser pour tout type de flux particulier. Ensuite, l'efficacité du détecteur sera déterminée au travers de la surface effective en neutrinos et muons. Enfin, toutes coupures seront justifiées et appliquées à l'ensemble des productions MC.

4.1 Flux de neutrinos et muons respectifs

La plupart des détails techniques concernant les simulations MC ont été traités en chapitre 3. Cependant, aucun choix relatifs aux flux de production n'ont été engagés. C'est pourquoi, pour l'ensemble de l'étude qui va suivre, les différents flux qui vont être mis en valeur ici seront utilisés pour déterminer le taux de bruit de fond attendu et les coupures à réaliser au préalable sur les données.

Tout d'abord, c'est en se référant à la multitude de modèles de flux disponibles présentés en fig. 3.6 qu'il est fait le choix d'initier la production de neutrinos atmosphériques par les flux donnant les prédictions maximales. Sont concernés, le Bartol pour les neutrinos conventionnels et la limite haute du RQPM (Recombination Quark-Parton Model) pour les neutrinos prompts. C'est donc dans une optique de conservatisme que les muons montants, induits par les neutrinos, vont être étudiés.

Ensuite, en 3.7, il a également été noté qu'un certain nombre de modèles de spectres

énergétiques peuvent être utilisés pour la génération des muons atmosphériques. Cependant, comme cela a déjà été dit pour les besoins de l'étude des systématiques issus de la simulation MC, il a été fait le choix de considérer une superposition de différents flux individuels issus de la contribution des noyaux primaires principaux suivant l'étude décrite en [125]. En effet, ce modèle, dit de Hörandel, est déjà notoirement utilisé dans la littérature et pour des besoins de consistance des résultats entre expérience, il est pour le moment intéressant de se soustraire à ce choix. Ainsi, celui-ci prend en compte les différentes interactions probables que peuvent subir les particules du rayonnement cosmique sur leur trajet au sein du milieu interstellaire ainsi que certains mécanismes d'accélération (chocs dans les restes de supernovae, accélération dans le champ magnétique global galactique, ...). Il permet alors d'aboutir au spectre énergétique pour chaque type de noyaux mises en jeu de numéro atomique $Z \leq 92$. Cependant, la contribution totale provenant de la sommation de tous les éléments peut se réduire en terme d'intensité de flux à cinq groupes de masse de $Z \leq 28$. C'est ce modèle simplifié, accessible par CORSIKA, qui est utilisé ici. Ce dernier possède une expression générale de flux comme suit :

$$\frac{d\phi_Z}{dE_0} = \phi_z^0 E_0^{\gamma Z} \left[1 + \left(\frac{E_0}{\widehat{E}_Z} \right)^{\varepsilon_c} \right]^{\frac{(\gamma_c - \gamma Z)}{\varepsilon_c}}, \quad (4.1)$$

où, ϕ_z^0 est le flux absolu pour une énergie de 1 TeV par noyau, E_0 est l'énergie estimée du noyau à son origine, γZ est l'indice spectral différentiel, et \widehat{E}_Z est la coupure énergétique insérée dans le spectre et correspondant au genou du spectre en rayons cosmiques. Tous ces paramètres sont dépendants du noyau considéré, ce qui n'est pas le cas de γ_c et ε_c qui traduisent l'inflexion de l'ensemble des spectres à $E_0 = \widehat{E}_Z$ et dont l'intensité se révèle similaire quelque soit le type du noyau engagé. L'ensemble de ces paramètres sont référencés dans le tab. 4.1 [116].

noyaux	γZ	ϕ_z^0 ($\text{m}^2 \text{ sr s TeV}^{-1}$)	\widehat{E}_Z (GeV)
p	-2.71	8.73×10^{-2}	4.5×10^6
He	-2.64	5.71×10^{-2}	9×10^6
C, N, O	-2.68	3.24×10^{-2}	3.06×10^7
Mg, Si	-2.67	3.16×10^{-2}	6.48×10^7
Fe	-2.58	2.18×10^{-2}	1.17×10^8
γ_c		ε_c	
-4.7		1.87	

TAB. 4.1: Tableau des paramètres de flux énergétique issus du modèle Hörandel.

Maintenant que l'ensemble des flux de productions ont été définis, la section suivante va décrire en détails le mode d'utilisation de ces derniers en sortie de chaîne MC afin d'aboutir à un nombre d'évènements de bruit de fond quantifiable.

4.2 Taux d'évènements de bruit de fond et poids Monte-Carlo

Afin d'explicitier au mieux la fabrication des poids MC et leurs utilités pour le calcul d'un taux d'évènements à partir d'un flux particulier, le cas des neutrinos atmosphériques est dans un premier temps envisagé.

Tout d'abord, le taux d'évènements observés de muons montants $\Gamma_{\mu\uparrow}$, induits par les interactions de neutrinos dans un volume imparti V , peut être exprimé de la manière suivante :

$$\Gamma_{\mu\uparrow} = \int_V \int_{\Omega} \int_E \sigma(E_\nu) \rho(\vec{x}) N_A \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega} P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu) d\vec{x} d\Omega dE_\nu, \quad (4.2)$$

avec,

- \vec{x} : la position du vertex d'interaction νN dans le volume V .
- θ_ν : l'angle zénithal initial du neutrino montant.
- $\sigma(E)$ (m^2) : la section efficace d'interaction neutrino-nucléon par courant chargé pour une énergie donnée E_ν (voir l'éq. 3.4 en 3.3).
- $\rho(\vec{x}) N_A$ (nucléons/ m^3) : le nombre de nucléons par unité de volume $d\vec{x}$ avec $\rho(\vec{x})$ la colonne de densité parcourue par le neutrino, et N_A le nombre d'Avogadro.
- $d\phi_\nu/dE_\nu d\Omega$ ($\text{GeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$) : le flux différentiel de neutrino, avant la traversée de la Terre, définit par unité d'énergie dE_ν , d'angle solide $d\Omega$, de surface et de temps.
- $P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu)$: la probabilité pour un neutrino, d'énergie E_ν et arrivant sous un angle zénithal θ_ν , de traverser la Terre sans connaître une seule interaction que ce soit (voir l'éq. 3.7 en 3.3).

Ce taux peut être calculé soit de manière analytique, soit en utilisant une intégration Monte-Carlo. C'est cette seconde méthode qui est utilisée en considérant les résultats issus de la simulation MC en neutrinos atmosphériques précitée et afin d'évaluer au mieux l'efficacité du télescope ANTARES. Ainsi, c'est en se basant sur [129] et [130] qu'il est possible de réduire une intégration continue sur un nombre aléatoire de parties élémentaires composant l'espace des phases complet, comme en atteste l'expression suivante pour une fonction $f(x, y, z)$ définie sur l'ensemble des réels \mathbb{R} :

$$\iiint f(x, y, z) dx dy dz \simeq \frac{(x_2 - x_1)(y_2 - y_1)(z_2 - z_1)}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i, y_i, z_i), \quad (4.3)$$

où, x_i, y_i et z_i sont des nombres aléatoires répartis uniformément sur les intervalles $[x_1; x_2]$, $[y_1; y_2]$ et $[z_1; z_2]$ respectivement. Dans le cas présent, ces nombres aléatoires représentent donc les caractéristiques des neutrinos à simuler. Les directions des neutrinos (θ_ν, ϕ_ν) vont être générées de manière uniforme sur les intervalles $[\theta_\nu^{\min}; \theta_\nu^{\max}]$ et $[0; 2\pi]$. En ce qui concerne l'énergie E_ν , celle-ci n'est pas générée uniformément sur le spectre énergétique totale en accord avec une loi de puissance du type : $dN/dE = E^{-\gamma}$, où γ est l'indice spectral différentiel de génération et est communément égalisé à 1.4. Cela permet de s'assurer qu'un nombre équivalent d'évènements a été généré pour chaque décade en énergie. Ainsi, en appliquant l'éq. 4.3 à 4.2, il vient que [120] :

$$\Gamma_{\mu\uparrow} = \frac{V \times I_\theta \times I_E \times F}{N} \sum_{i=1}^N E_i^\gamma \sigma(E_{\nu,i}) \rho(\vec{x}_i) N_A \frac{d\phi_\nu}{dE_{\nu,i} d\Omega} P_{Terre}(E_{\nu,i}, \theta_{\nu,i}) \quad (4.4)$$

avec,

- N : le nombre d'évènements générés.
- V (m^3) : le volume de génération explicité en 3.3.
- I_θ (sr) : le facteur de phase angulaire $2\pi(\cos(\theta_{max}) - \cos(\theta_{min}))$.
- I_E ($\text{GeV}^{1-\gamma}$) : le facteur de phase en énergie $(E_{max}^{1-\gamma} - E_{min}^{1-\gamma})/(1 - \gamma)$ si $\gamma \neq 1$, ou $\ln(E_{max}/E_{min})$ sinon.
- F (s/an) : le nombre de secondes par an.

Par conséquent, un facteur de normalisation appelé *poids de génération* w_2 (w_1 étant assigné au volume de génération V) peut être extrait. Celui-ci s'exprime sous la forme :

$$w_{2,i} = V \times I_\theta \times I_E \cdot E_i^\gamma \cdot \sigma(E_{\nu,i}) \cdot \rho(\vec{x}_i) N_A \cdot F \cdot P_{Terre}(E_{\nu,i}, \theta_{\nu,i}). \quad (4.5)$$

À partir de là, un poids de génération global w_3 peut être développé et est défini comme :

$$w_{3,i} = w_{2,i} \times \frac{d\phi_\nu}{dE_{\nu,i} d\Omega}, \quad (4.6)$$

donnant ainsi accès au nombre d'évènements neutrinos (an^{-1}) présents pour des $E_{\nu,i}$ et $\theta_{\nu,i}$ considérés. Enfin, le taux d'évènements au totale $\Gamma_{\mu\uparrow}$ est simplement exprimé sous la forme :

$$\Gamma_{\mu\uparrow} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_{3,i}. \quad (4.7)$$

Ce résultat est essentiel pour l'étude Monte-Carlo, notamment pour l'analyse des distributions zénithales, azimutales et pour l'extraction de la surface effective qui va être développée dans la section qui suit. Il est important de noter que ce type de définition en éq. 4.7 permet de mettre à l'échelle rapidement un taux d'évènements pour tout type de flux différentiel désiré.

Maintenant, l'expression en éq. 4.7 n'est pas seulement dédiée au seul cas des neutrinos atmosphériques, mais possède aussi son équivalent pour la simulation des muons atmosphériques avec principalement une actualisation du poids w_2 . En effet, tout comme en éq. 4.2, le taux d'évènements de muons descendants $\Gamma_{\mu\downarrow}$ apparaît sous la forme :

$$\Gamma_{\mu\downarrow} = \int_S \int_\Omega \int_E \frac{d\phi_\mu}{dE_\mu d\Omega} d\Omega dE_\mu, \quad (4.8)$$

où, une intégration du type surfacique, et non plus volumique, est présente du fait du caractère des évènements muons descendants qui ne sont pas produits dans un volume de génération défini autour du détecteur comme pour les neutrinos, mais seulement vus en profondeur sur une surface de production. Cette surface est fonction de la direction

(θ_μ, ϕ_μ) et de l'énergie E_μ du muon simulé. Ainsi, similairement à l'éq. 4.5, il est possible de définir un autre poids de génération w_2 pour lequel l'expression est donnée par :

$$w_{2,i} = S \times I_\theta \times I_E \cdot E_i^\gamma \cdot F, \quad (4.9)$$

avec, $S \equiv w_1$ (m^2) et, $\gamma = 2$ ici. Les autres paramètres présents sont tous inchangés. Ainsi, le poids de génération global w_3 devient pour les muons atmosphériques :

$$w_{3,i} = w_{2,i} \times \frac{d\phi_\mu}{dE_{\mu,i} d\Omega}. \quad (4.10)$$

Cette fois-ci le flux différentiel engagé est relatif aux muons produits directement dans les gerbes atmosphériques (voir en 3.2 et 4.1) et le taux d'évènements $\Gamma_{\mu\downarrow}$ accepte la même expression qu'en 4.7.

La consistance des définitions des poids entre évènements neutrinos et muons permet une simplification de l'analyse lors de la mise en commun de ces deux contributions et fait preuve d'une grande modularité lorsqu'il s'agit d'étudier des flux conjointement différents.

4.3 Surfaces effectives de détection et taux d'évènements

Comme cela a été remarqué plus haut, les simulations permettent d'aboutir à l'efficacité du télescope ANTARES en matière de sélection des évènements, de reconstruction, ou encore suite aux conséquences des coupures faites ensuite au préalable sur les données pour extraire un signal quelconque. Pour cela, il est nécessaire d'engendrer une quantité qui sera fonction de la direction des neutrinos (θ_ν, ϕ_ν) arrivant sur Terre et de leur énergie E_ν qui, lorsqu'elle est multipliée par un flux de neutrinos quelconque, permet d'aboutir rapidement à un taux d'évènements dans un élément i du spectre en $(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu)$.

Ainsi, pour se faire, il est nécessaire tout d'abord de revenir à l'éq. 4.2 qui décrit de manière analytique le calcul d'un nombre d'évènements neutrinos dans l'espace des phases total (θ, ϕ, E) pour en déduire l'expression équivalente suivante :

$$\Gamma_{\mu\uparrow} = \int_{\Omega} \int_E V_{eff}(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu) \sigma(E_\nu) \rho N_A \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega} P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu) d\Omega dE_\nu, \quad (4.11)$$

où, l'intégration volumique a été réalisée sur les intervalles $[\theta; \theta + d\theta]$, $[\phi; \phi + d\phi]$, et $[E; E + dE]$. En conséquence de cela, un volume V_{eff} , dénommé *volume effectif*, apparaît. Celui-ci correspond au volume de génération V_{gen} , précédemment défini en 3.3, mis à l'échelle pour chaque élément i par le rapport du nombre d'évènements sélectionnés après l'étape de déclenchement, de reconstruction ou d'analyse plus fine par le nombre d'évènements générés. Le volume effectif V_{eff} peut donc s'écrire :

$$V_{eff}(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu) = \frac{N_{select}(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu)}{N_{gen}(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu)} V_{gen}. \quad (4.12)$$

(l'indice i est maintenant omis pour éviter d'allourdir la notation)

Avec de manière générale, pour le nombre d'évènements générés dans un élément $i(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu)$, l'expression suivante :

$$N_{gen.}(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu) = \frac{\phi_2 - \phi_1}{2\pi} \frac{\cos(\theta_2) - \cos(\theta_1)}{\cos(\theta_{max}) - \cos(\theta_{min})} \frac{E_2^{1-\gamma} - E_1^{1-\gamma}}{E_{max}^{1-\gamma} - E_{min}^{1-\gamma}} N_{gen}, \quad (4.13)$$

où, $N_{gen} \equiv N$ est le nombre d'évènements générés au total dans tout l'espace des phases.

Cette notion de volume effectif peut ensuite être étendue à une surface dont les dépendances dans la direction et l'énergie d'un neutrino sont équivalente. C'est donc en se référant à l'éq. 4.11 que, naturellement, la quantité appelée *surface effective* A_{eff}^ν peut être extraite par la multiplication de V_{eff} par la densité de nucléons cibles ρN_A , la section efficace d'interaction neutrino-nucléon par courant chargé $\sigma(E_\nu)$ et par la probabilité d'absorption d'un neutrino dans la Terre $P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu)$:

$$A_{eff}^\nu = V_{eff}(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu) \times \rho N_A \times \sigma(E_\nu) \times P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu). \quad (4.14)$$

L'éq. 4.11 est maintenant considérablement réduite et démontre la grande utilité de cette surface A_{eff}^ν qui, par un simple produit, permet de définir un nombre d'évènements. Ce caractère sera omniprésent lors du calcul des taux d'évènements attendus dans les chapitres suivants.

Pour finir, il est important de remarquer que A_{eff}^ν est directement inclus dans le poids w_2 de part sa définition intrinsèque vue en éq. 4.5. En effet, en utilisant la même remise à l'échelle en éq. 4.12 et en omettant les facteurs I_E , I_θ , E^γ et F , la quantité $A_{eff}^\nu(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu)$ est déterminée.

Pour conclure, dans cette section, la surface effective A_{eff}^ν a été définie et son mode de détermination mis en valeur. Cependant, pour la majorité des expériences à neutrinos telles que AMANDA / ICECUBE, Superkamiokande ou encore MACRO, elles s'accordent toutes à évaluer leurs performances conjointes en différenciant, non pas leur efficacité en terme de détection des neutrinos, mais plutôt en terme de détection des muons qui en sont leurs produits d'interaction. En effet, si cela n'était pas le cas, cela reviendrait à ne considérer en majorité que les évènements neutrinos apparaissant dans le volume instrumenté. C'est pourquoi, à l'aide du libre parcours effectif $R_{eff}(E_\mu; E_\mu^{min})$, il est possible d'évaluer une surface effective pour les muons, notée $A_{eff}^\mu(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu)$, en sachant qu'un flux de muons $d\phi_\mu/dE_\nu$ au détecteur peut s'écrire comme suit :

$$\frac{d\phi_\mu}{dE_\nu d\Omega} = \rho N_A \sigma(E_\nu) P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu) \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega} \int_{E_{\nu,seuil}}^{E_\nu} \frac{dP_\mu}{dE_\mu} R_{eff}(E_\mu; E_\mu^{min}) dE_\mu, \quad (4.15)$$

où, le flux $d\phi_\nu/dE_\nu d\Omega$ est le flux parent de $d\phi_\mu/dE_\nu d\Omega$, avant son entrée dans le milieu terrestre. Ensuite, le terme d'intégration représente quant à lui le libre parcours moyen effectif d'un muon, noté $\overline{R_{eff}}(E_\mu; E_\mu^{min})$, dans les intervalles $[E_\nu; E_\nu + dE_\nu]$, avec $E_\nu \geq E_{\nu,seuil} \equiv 10 GeV$. À partir de là, c'est en utilisant l'éq. 4.11 qu'un taux d'évènement peut également être exprimé avec cette fois-ci une dépendance en $d\phi_\mu/dE_\nu d\Omega$ comme :

$$\Gamma_{\mu\uparrow} = \int_{\Omega} \int_E \frac{V_{eff}(\theta_\nu, \phi_\nu, E_\nu)}{\overline{R_{eff}}(E_\mu; E_\mu^{min})} \frac{d\phi_\mu}{dE_\nu d\Omega} d\Omega dE_\nu. \quad (4.16)$$

À noter que l'information concernant l'énergie apportée par les neutrinos est toujours présente. Le premier terme de l'intégrale peut donc être assimilé à une surface, nommée surface effective pour les muons $A_{eff}^{\mu}(\theta_{\nu}, \phi_{\nu}, E_{\nu})$ et d'expression :

$$A_{eff}^{\mu}(\theta_{\nu}, \phi_{\nu}, E_{\nu}) = \frac{N_{select.}(\theta_{\nu}, \phi_{\nu}, E_{\nu})}{N_{gen.}(\theta_{\nu}, \phi_{\nu}, E_{\nu})} \frac{V_{gen}}{R_{eff}(E_{\mu}; E_{\mu}^{min})}. \quad (4.17)$$

Maintenant que l'efficacité du détecteur peut être exprimée en terme de surface dont l'utilisation simplifie grandement la détermination d'un taux d'évènements, il va être décrit dans la prochaine section quelles sont les répercussions potentielles que vont apporter les différents modes de sélection des évènements neutrinos au sein du télescope sur son efficacité et ensuite quelle intensité de bruit est attendue dans le cas spécifique d'une suivie du Soleil.

4.4 Analyse Monte-Carlo

Au travers de cette section, les paramètres d'entrées Monte-Carlo (autres que ceux présentés en 3.7) vont être explicités et les distributions résultantes telles que les spectres d'angle zénithal, azimutal ou en énergie entre autres vont être utilisés pour établir une définition des coupures efficaces à utiliser. Ces coupures permettront d'extraire au mieux les évènements muons montants et d'établir, avec les incertitudes liées, le nombre d'évènements de bruit de fond comptabiliser dans la direction Solaire pour différents demi-angles de cône $\theta_{c\hat{o}ne}$ et cela pour un temps d'observation imparti. De la même manière, des valeurs de surfaces effectives seront déterminées qui seront utilisées dans les chapitres qui suivent.

4.4.1 Paramètres d'entrées Monte-Carlo

Préalablement, que cela soit pour les neutrinos ou les muons, les types utilisés de fonctions de partitions, de modèles hadroniques ou encore de flux de production choisis, ont été discutés en 3.2, 3.3 ou encore en 3.7. Maintenant, il est important de noter dans quel espace des phases (θ, ϕ, E) l'étude suivante va se situer. Pour cela, un tableau récapitulatif des intervalles utilisés est visible en tab. 4.2. Dans ce tableau, qui est aussi un résumé du tab. 3.1, il apparaît à la fois les contraintes sur l'angle zénithal et azimutal (dans le référentiel (θ, ϕ) du détecteur, voir en ??), et sur la gamme en énergie assigné aux noyaux primaires à l'interaction avec l'atmosphère pour les uns, et directement aux neutrinos pour les autres. Les flux de référence sont également présents, conformément au choix explicité en 4.1.

4.4.2 Distributions et coupures résultantes

Tout d'abord, comme cela a été explicité en 3.6, les données MC ont été traitées de manière à être similaires aux données réelles grâce au code *TriggerEfficiency*. L'algorithme du système de déclenchement 3N avec 5 L1 a été utilisé (voir en 2.4.2.5). Celui-ci a été exploité avec un seuil de plus haute amplitude H_{amp} fixé à deux valeurs différentes : 10 p.e. et 3 p.e., et avec l'ajout de deux fichiers de prises de données réelles (numérotés 25920 et

paramètres	muons	neutrinos
$[\theta_{min}; \theta_{max}]$ ($^{\circ}$)	[95; 180]	[0; 90]
$[\phi_{min}; \phi_{max}]$ (rad)	[0; 2π]	
$[E_{min}; E_{max}]$ (TeV)	[1; 10^5]	[1; 10^7]
noyaux primaires	p, He, N, Mg, Fe	*
$d\phi_{\mu/\nu}/dE_{\mu/\nu}d\Omega$	<i>Hörandel</i>	<i>Bartol</i>

TAB. 4.2: Tableau récapitulatif pour la définition de l'espace des phases balayé par les simulation CORSIKA et GENHEN, respectivement pour les muons et les neutrinos atmosphériques.

28712) respectivement. En effet, ces deux configurations de mise en forme des données MC correspondent aux environnements de prises de données présents dans les périodes [Février, Mai] et [Juin, Décembre] 2007. La valeur donnée à $H_{amp.}$ a une conséquence sur le taux de déclenchement des hits en coïncidence (plus $H_{amp.}$ est élevé et moins le taux de déclenchement est important, voir en [131]), cependant mis à part le changement de statistique que peut apporter le passage d'une valeur à une autre, les coupures réalisées sur les distributions ne seront pas affectées par ce type de considération. C'est pourquoi, dans ce qui va suivre et afin de clarifier les résultats présentés, chaque distribution appartiendront au seul cas où $H_{amp.} = 3$ p.e.. En fin de cette section, une comparaison finale sera tabulée relativement aux différentes étapes de sélection et apportant par conséquent les taux d'évènements neutrinos et muons pour les deux ensembles d'échantillons MC.

À partir de maintenant, les muons montants seront assimilés à des évènements neutrinos ($\Gamma_{\mu\uparrow} \rightarrow \Gamma_{\nu}$) et les muons descendants à des évènements muons ($\Gamma_{\mu\downarrow} \rightarrow \Gamma_{\mu}$). Ensuite, que cela soit pour les neutrinos ou les muons, ces deux catégories d'évènements ont été calibrés et reconstruits en utilisant la stratégie définie en annexe B.2 au travers du code de reconstruction *CalRealtv1r7*. Enfin, tous les fichiers de sortie de ce dernier ont été analysés à partir d'un environnement dédié au détecteur ANTARES nommé ARK (ANTARES ROOT KIT) [133].

4.4.2.1 Avant sélections

Les résultats présentés ici sont issus de la prise en compte de tous les évènements n'ayant subis aucunes coupures que ceux soient. Ils sont tous normalisés pour le moment à une année de prise de donnée et seront par la suite remis à l'échelle pour correspondre au temps effectif de prise de données à 5 lignes.

Dans un premier temps, les distributions angulaires correspondant à l'angle zénithal reconstruits en fig. 4.1, à gauche, sont représentés. Le nombre d'évènements n_{μ} en ordonnée correspond aux nombres de muons reconstruits quelque soit la particule d'origine (neutrinos ou muons) et, en abscisse, $\theta_{\mu}^{ét.4}$ représente l'angle zénithal reconstruit en fin de stratégie de reconstruction. Les évènements neutrinos (en rouge) et muons (en noir) sont ainsi confrontés pour permettre d'observer dans un premier temps la domination des seconds sur les premiers de près de quatre ordre de grandeur. Si ces deux distributions sont comparées à leur homologue généré en amont de la chaîne de simulation, il apparaît clairement que la stratégie de reconstruction n'est pas parfaite et induit pour certaines traces une déviation. C'est en fig. 4.1, à droite, que les évènements générés en neutrinos et muons sont tracés relativement à $\theta_{\mu,\nu}^{vrai}$. Ceux-ci suivent les intervalles de génération

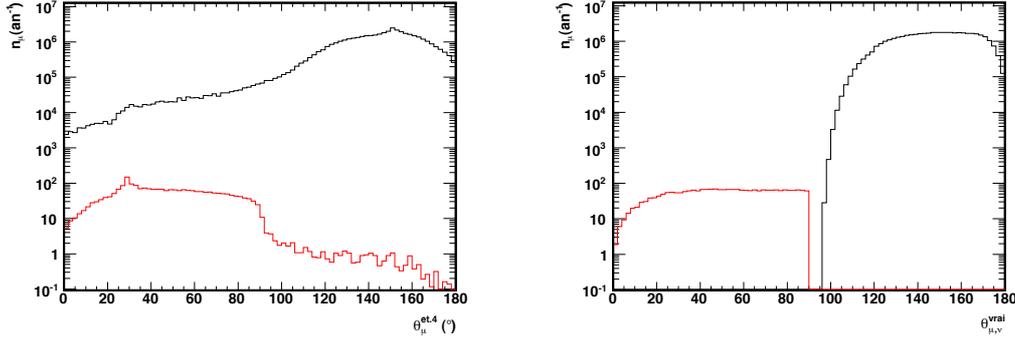


FIG. 4.1: Les distributions pour l'angle zénithal $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ et $\theta_{\mu,v}^{\text{vrai}}$ sont ici représentées. En ordonnée, n_{mu} correspond au nombre d'évènements en muons ou neutrinos reconstruits (à gauche) ou générés (à droite). Les évènements neutrinos et muons apparaissent en rouge et noir respectivement. Pour tous ces spectres, aucune coupure que ceux soient n'ont été réalisées.

précédemment présentés en 3.2 et 3.3 où, $\theta_{\nu}^{\text{vrai}} \in [0^{\circ}; 90^{\circ}]$ et $\theta_{\mu}^{\text{vrai}} \in [95^{\circ}; 180^{\circ}]$ dans le référentiel du détecteur. Ainsi, il vient naturellement qu'un ensemble de dispositions doivent être prises vis-à-vis des paramètres disponibles afin de permettre une extraction de traces dont la coïncidence angulaire avec la direction originelle doit être maximale.

Tout d'abord, par la mise en coïncidence des $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ avec $\theta_{\mu,v}^{\text{vrai}}$ à la fois pour les neutrinos ou les muons, les premières figures en haut de 4.2 permettent de constater qu'il existe une relation de linéarité entre ces deux angles. Le panel de droite présentant le nombre d'évènements peuplant l'espace des phases (θ, θ') . Bien que cette constatation permet d'attester de la qualité de la stratégie de reconstruction, seules $\sim 51\%$ et $\sim 54\%$ des traces en neutrinos et muons respectivement sont concernées. Les autres présentent une divergence de plus de 5° par rapport à la trace générée. Ainsi, pour pouvoir ensuite s'affranchir des traces mal reconstruites, c'est-à-dire quand la résolution angulaire est faible, il est nécessaire de remonter à la source de la stratégie, soient les angles au pré-ajustement $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$. Les distributions en milieu de la fig. 4.2 permettent de mettre en corrélation ces angles zénithals $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$, obtenus par minimisation de χ^2 sur les hits sélectionnés (voir annexe B.2), avec leur $\theta_{\mu,v}^{\text{vrai}}$. La relation de linéarité est de nouveau présente mais, cette fois-ci, des amas de traces mal reconstruites apparaissent en $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}} \sim 0^{\circ}$ pour les neutrinos et $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}} \sim 180^{\circ}$ pour les muons et ceux-ci indépendamment de l'angle $\theta_{\mu,v}^{\text{vrai}}$ initial. La qualité d'une reconstruction étant largement influencée par le nombre de lignes utilisées lors de processus de minimisation, une distribution des $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ en fonction de ce nombre semble nécessaire. En effet, plus le nombre de lignes, ayant détectées des hits provenant de la trace étudiée, est important plus celle-ci a de chance d'obtenir un angle zénithal acceptable en fin de reconstruction. D'autant plus que la stratégie mise en avant ici a été exclusivement dédiée à une reconstruction tridimensionnelle. Les distributions en bas de la fig. 4.2 démontre que pour un nombre de lignes $n_{\text{ligne}} = 1$, près de $\sim 94\%$ des neutrinos et $\sim 96\%$ des muons monolignes sont reconstruits avec un angle $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ inférieur à $\sim 10^{\circ}$ pour les uns et supérieur à $\sim 170^{\circ}$ pour les autres. Soient des évènements reconstruits comme quasiment verticaux indépendamment du $\theta_{\mu,v}^{\text{vrai}}$. Ce type d'évènements monolignes représentent ~ 20

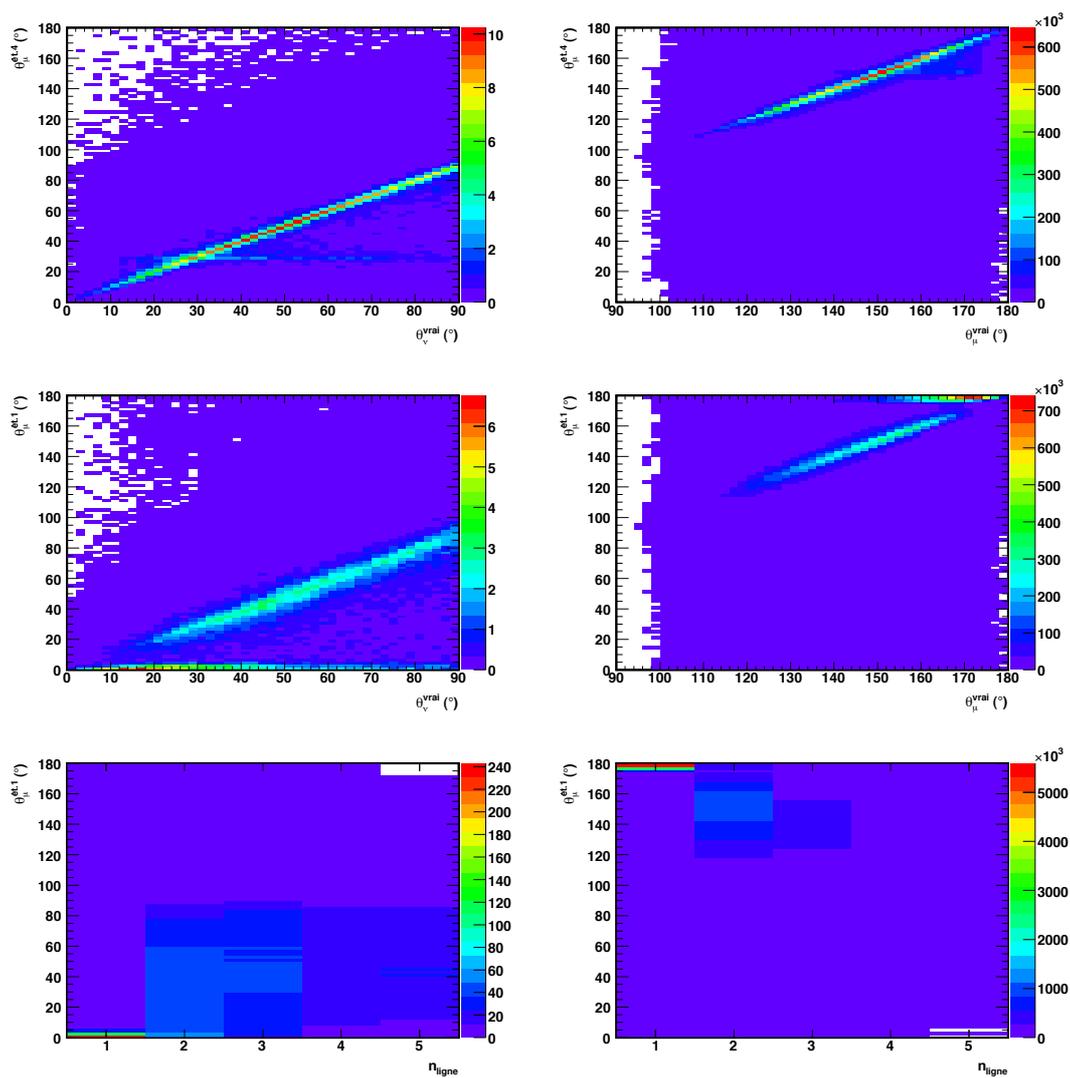


FIG. 4.2: Pour toutes les distributions bidimensionnelles présentées, les neutrinos sont à gauche et les muons à droite. En haut : Mis en coïncidence des $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ avec leur $\theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}$ respectifs. Au milieu : Mis en coïncidence des $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ avec leur $\theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}$ respectif. En bas : Corrélations entre les $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ et le nombre de lignes utilisées dans la procédure de minimisation de χ^2 .

% et ~ 25 % des neutrinos et des muons reconstruits au total respectivement. La première coupure sur les événements, permettant alors d'éradiquer les traces monolignes mal reconstruites, se traduit simplement par un nombre de lignes minimum demandé en étape 1 de pré-ajustement : $n_{\text{ligne}} \geq 2$.

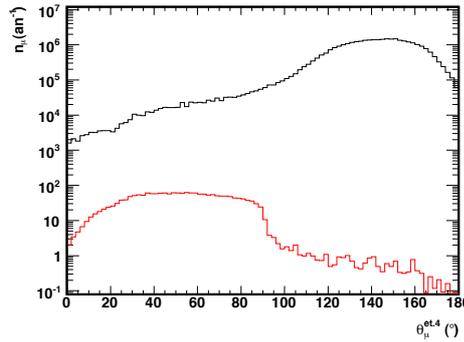


FIG. 4.3: Les distributions en angle zénithal $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ pour les neutrinos (en rouge) et les muons (en noir) sont ici représentées. En ordonnée, n_{μ} correspond au nombre d'évènements en muons ou neutrinos reconstruits. Pour ces deux spectres, la coupure $n_{\text{ligne}} \geq 2$ a été demandée.

4.4.2.2 Après coupure sur $n_{\text{ligne}} \geq 2$

Maintenant c'est en fig. 4.3 que la conséquence de cette première coupure $n_{\text{ligne}} \geq 2$ peut être visualisée. Ces distributions en angle zénithal $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ à la fois pour les neutrinos (en rouge) et les muons (en noir) présentent toujours les mêmes rapports et formes que précédemment en fig.4.1, à gauche. Cette coupure sur le nombre de lignes a principalement participé à la disparition de singularités apparaissant à $\sim 30^{\circ}$ pour les neutrinos et $\sim 150^{\circ}$ pour les muons. En effet, les traces acceptant un angle de pré-ajustement $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ purement verticale, comme cela a été vu précédemment, sont la conséquence d'apparition d'une singularité en $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ comme cela peut également être visible sur les distributions en tête de la fig. 4.2. Ces distributions présentaient un élargissement des amas linéaires aux alentours de $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} = 30^{\circ}/150^{\circ}$ qui était la conséquence de ces singularités.

Maintenant, il reste encore bon nombre de traces dont la correspondance avec les traces générées est loin d'être parfaite. En effet, $\sim 40\%$ des traces présentes une déviation angulaire supérieure à 5° . Ainsi, pour tenter d'améliorer ce dernier fait, il est nécessaire de visualiser les conséquences de la reconstruction sur la résolution angulaire. La résolution angulaire est généralement définie comme la valeur médiane d'une distribution représentant la différence angulaire $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}$ pour chaque intervalle en énergie donné. Cette résolution angulaire inclue à la fois la capacité du détecteur à reconstruire une trace avec une certaine précision, mais également la contribution inhérente de la physique liée aux interactions des muons dans la matière et à la distribution angulaire au niveau du vertex d'interaction (anti-)neutrino/nucléon qui dépendent toutes des énergies mises en jeu. Dans l'état actuelle de l'analyse MC, la résolution angulaire $\theta_{\text{res}}(^{\circ})$ peut être donnée en fig. 4.4, à gauche, en fonction de l'énergie $\text{Log}_{10}(E_{\nu} \text{ (GeV)}) \in [2; 7]$. En deçà de cet intervalle en énergie, la statistique devient trop faible pour permettre une évaluation convenable de celle-ci. À titre de comparaison, la résolution angulaire pour une configuration de détecteur complet, à douze lignes, est présentée à droite en fig. 4.4. Celle-ci a été réalisée en [132] avec une stratégie de reconstruction équivalente. Sur cette figure apparaît deux graphes. L'un qui fait état de la capacité du détecteur à reconstruire les traces avec une

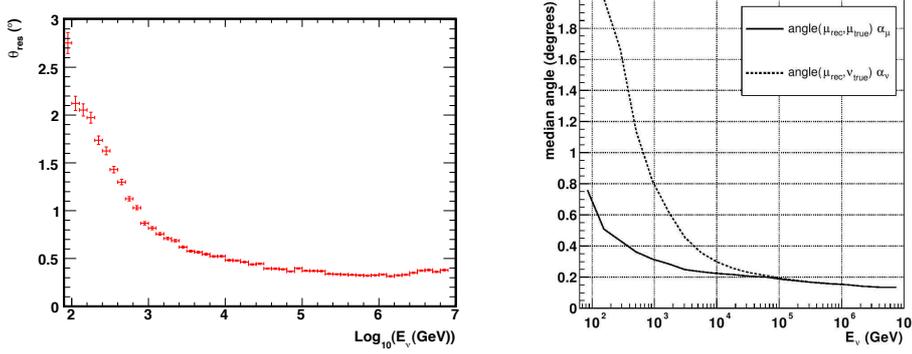


FIG. 4.4: À gauche : Résolution angulaire θ_{res} ($^\circ$) du détecteur ANTARES dans la configuration à cinq lignes avec l'application de la coupure $n_{ligne} \geq 2$. Celle-ci est réalisée sur la gamme d'énergie $E_\nu \in [10^2; 10^7]$ GeV. En deçà de ces énergies, la statique devient trop faible pour permettre une évaluation concrète. Cette distribution est moyennée sur les neutrinos et anti-neutrinos réunis. À droite : Son équivalent pour un détecteur à 12 lignes qui montre la résolution sur la direction du neutrino ν_{true} et la direction du muon neutrino-induis μ_{true} .

comparaison de l'angle reconstruit μ_{rec} à l'angle du muon neutrino-induis généré μ_{true} , et un second qui inclut cette première avec la prise en compte de la partie physique liée au vertex d'interaction du neutrino par la confrontation cette fois-ci de μ_{rec} à l'angle du neutrino généré ν_{true} . Plus l'énergie du neutrino rentrant en jeu sera élevée, plus les directions de celui-ci et du muon résultant seront colinéaires. C'est pourquoi, lorsque l'énergie E_ν atteint la valeur de ~ 10 TeV, la physique ne domine plus et la résolution angulaire devient la représentation directe de la force du détecteur et de la stratégie engagée à reconstruire convenablement une trace. Ce phénomène se visualise également pour le détecteur à cinq lignes. En deçà de $\text{Log}_{10}(E_\nu \text{ (GeV)}) \simeq 4$, la déviation de $\theta_\mu^{ét.4}$ à θ_ν^{vrai} est majoritairement liée à la cinématique d'interaction neutrino/nucléon et l'efficacité de la reconstruction rentre peu en compte. Ce qui explique pourquoi, les valeurs à douze lignes soient si similaires à celles du télescope à cinq lignes. Ensuite, pour $\text{Log}_{10}(E_\nu \text{ (GeV)}) \in [4; 7]$, il apparaît naturellement qu'un nombre de lignes inférieur conduise à avoir une résolution angulaire plus faible. Lorsqu'à douze lignes la résolution moyenne est de $\theta_{res} = 0.2^\circ$, à cinq lignes, celle-ci ne dépasse pas $\theta_{res} = 0.4^\circ$. Cependant, c'est grâce à cette représentation angulaire à cinq lignes qu'il va être possible d'imposer une nouvelle coupure pour extraire au mieux les traces bien reconstruites.

Pour cela, la résolution maximale exigée sur la reconstruction des traces sera de $\theta_{res}^{max} = 3^\circ$ pour éviter d'éliminer les événements de basse énergie, si cruciaux pour la détection de signaux dans le cadre de l'auto-annihilation de matière noire par exemple. Ensuite, si à ce stade de l'analyse, la corrélation entre les angles $\theta_\mu^{ét.4}$ et $\theta_\mu^{ét.1}$ est présentée en fig.4.5, il apparaît que $\sim 29\%$ des neutrinos et $\sim 44\%$ des muons comportent une différence $|\theta_\mu^{ét.4} - \theta_\mu^{ét.1}| \leq 3^\circ$. C'est donc en se focalisant sur cette dernière qu'il va être possible de réduire de manière notable le nombre de traces mal reconstruites que cela soit pour les neutrinos ou les muons. C'est pourquoi, en fig. 4.6, l'écart $\theta_\mu^{ét.4} - \theta_\mu^{ét.1}$ est opposé à la différence angulaire $\theta_\mu^{ét.4} - \theta_{\mu,\nu}^{vrai}$ à la fois pour les neutrinos (à gauche) et les muons (à droite). Il s'avère pour ces deux distributions que le nombre de traces dont le désaccord

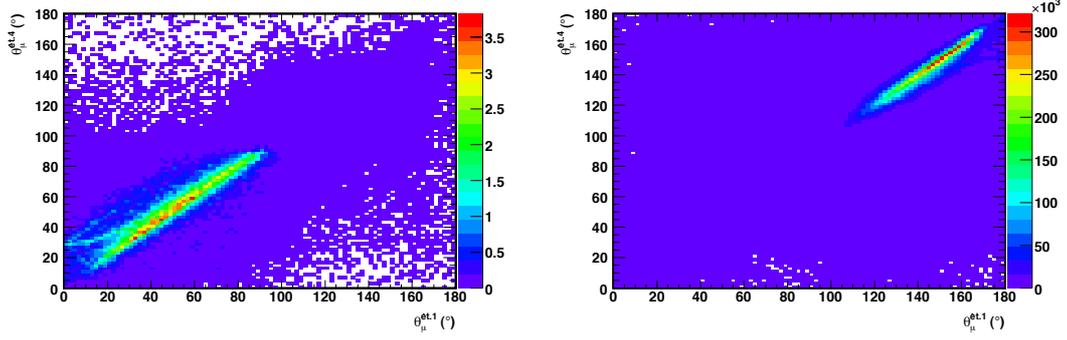


FIG. 4.5: La corrélation entre les angles $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ et $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ est présentée pour les neutrinos (à gauche) et les muons (à droite).

angulaire entre les angles $\theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}$ et $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ augmente sensiblement lorsque $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ tend à être minimale. La population de traces étant maximale pour $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 5^{\circ}$. Ceci fait donc l'objet de la seconde coupure appliquée aux données en tenant compte de $\theta_{\text{res}}^{\text{max}}$, soit $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 3^{\circ}$. Ainsi, si ces deux étapes de la stratégie (voir B.2) s'accordent à déterminer des ensembles de paramètres de traces dans un cône en angle zénithal de 3° , la probabilité que la trace reconstruite, en fin de stratégie, soit bien corrélée avec la trace générée sera maximisée.

4.4.2.3 Après coupure sur $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 3^{\circ}$ et introduction du paramètre Λ

Les distributions en angle zénithal résultantes à la fois pour les neutrinos et les muons sont présentées en fig. 4.7. Par rapport à la fig. 4.3, dix fois moins de muons contaminent les événements neutrinos et 75 % des traces totales restantes sont bien reconstruites, c'est-à-dire avec une déviation angulaire par rapport à $\theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}$ inférieure à 3° . Reste encore à éliminer les traces dont les estimations angulaires se trouvent dans le quadrant spectral contraire à leur origine.

Pour cela, le paramètre Λ défini en annexe B.2 est introduit. Celui-ci peut également être mis en relation avec l'écart $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{vrai}}$ pour évaluer un intervalle spécifique sur Λ .

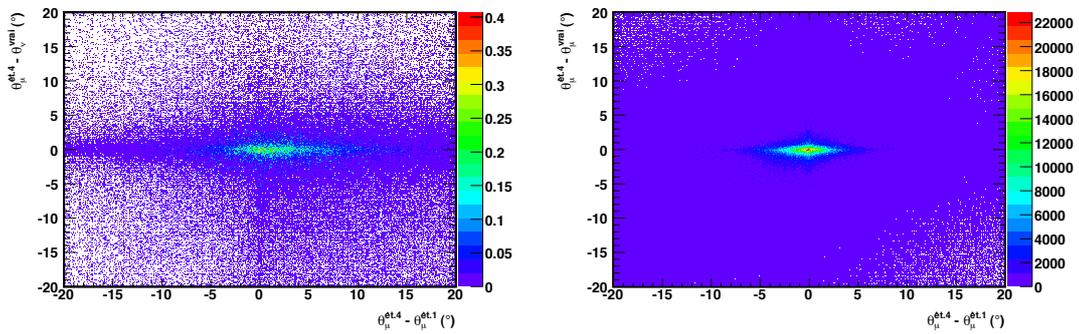


FIG. 4.6: Confrontation des différences angulaires $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ avec $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}$ pour les neutrinos (à gauche) et les muons (à droite).

C'est ce qui est présenté en tête de la fig. 4.8 avec les neutrinos à gauche et les muons à droite. D'après sa propre définition, Λ (de signe négatif) a une valeur d'autant plus importante que la trace est bien reconstruite et c'est ce qui transparait au travers de l'augmentation du nombre de traces possédant un $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}$ tendant vers zéro. Ainsi, le but étant de ne garder que le maximum de traces possédant la meilleure reconstruction, une limite sur $\Lambda \geq -5.0$ est déterminée et appliquée à l'ensemble des événements restant. Cette limite a été choisie pour faire en sorte que $\sim 90\%$ des neutrinos restants soient reconstruits avec $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu,\nu}^{\text{vrai}}| \leq 3^\circ$ et afin de convenir d'une statistique convenable quantifiée à partir de la figure apparaissant au pied de la fig. 4.8. Cette dernière présente le nombre de traces n_{μ} reconstruites par an associées à leur variable Λ respective, pour les neutrinos (en rouge) et les muons (en noir). Conséquence de cette coupure, la pureté des événements neutrinos atteint $\sim 90\%$ et seules $\sim 1\%$ des muons restants sont considérés comme mal reconstruits.

Ainsi, par l'application des coupures : $n_{\text{ligne}} \geq 2$, $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 3^\circ$ et $\Lambda \geq -5.0$, la distribution du nombre de traces reconstruites n_{μ} par an fonction de leur angle zénithal $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ est présentée en fig. 4.9, à gauche. Les événements neutrinos se distinguent maintenant nettement des muons et plus de $\sim 90\%$ des traces présentes ici sont bien reconstruites. Cette distribution finalise l'analyse du Monte-Carlo dans un cadre général où les muons et les neutrinos sont reconstruits de consort. Si maintenant, comme dans le cadre de cette thèse, il est désiré de s'intéresser au sort des neutrinos provenant du Soleil, il est important dans un premier temps de n'extraire que les événements montants. Le dernier paragraphe qui suit, fait part de ce cas de figure.

4.4.2.4 Focalisation sur les événements montants

La restriction de cette étude Monte-Carlo aux seules événements montants passe par deux coupures additionnelles. En effet, la coupure immédiate pouvant éliminer tous les

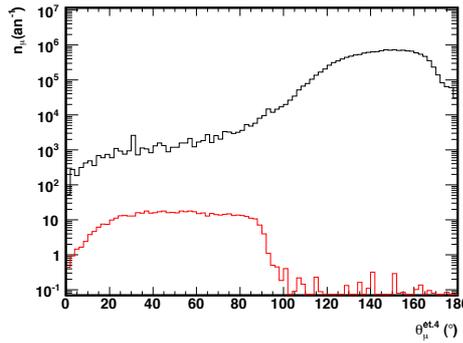


FIG. 4.7: Les distributions en angle zénithal $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ pour les neutrinos (en rouge) et les muons (en noir) sont ici représentées. En ordonnée, n_{μ} correspond au nombre d'événements en muons ou neutrinos reconstruits. Pour ces deux spectres, les coupures $n_{\text{ligne}} \geq 2$ et $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 3^\circ$ ont été demandées.

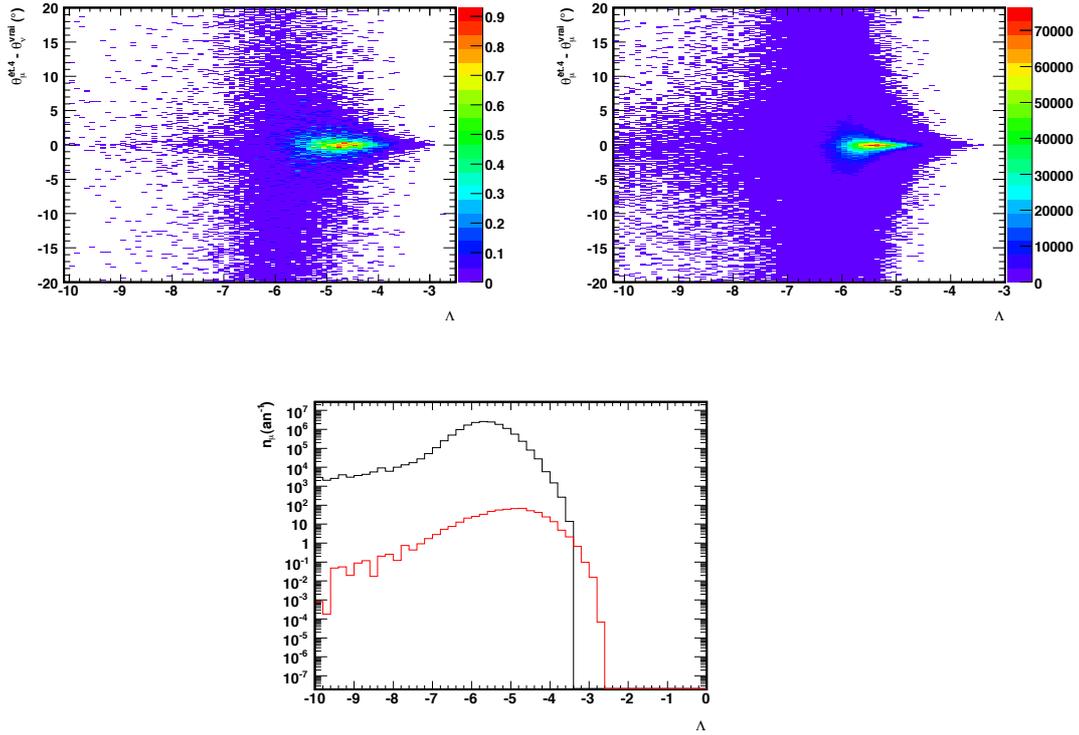


FIG. 4.8: En haut : Confrontation des différences angulaires $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{vrai}}$ avec les valeurs de Λ associées à chacune des traces pour les neutrinos (à gauche) et les muons (à droite). En bas : Distributions du nombre de traces n_{μ} reconstruites par an associées à leur variable Λ respective, pour les neutrinos (en rouge) et les muons (en noir).

événements descendants serait d'opérer une coupure telle que $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} \leq 90^{\circ}$. Cependant, dans un souci d'accentuer les coupures et de rendre l'analyse plus discriminative, il est utile de constater que les événements muons restants, même après une telle coupure, sont proches de l'horizontal. En effet, les principaux événements les plus difficiles à reconstruire pour le détecteur sont les horizontaux. Un muon, de direction quasiment horizontale, peut apparaître aux yeux des lignes qui le détecte comme un événement neutrino montant. Ceci est schématisé en fig. 4.10 où, la difficulté de discerner deux traces proches de la direction horizontale réside dans le fait que les deux cônes Čerenkov ont des distributions spatiales très similaires, voir même identiques.

Ensuite, la plupart des traces du type muon reconstruites comme montantes ont des angles reconstruits, en étape 1 et 4 de la stratégie, supérieurs à 80° comme cela est visible en fig. 4.9, à droite et à gauche respectivement. Ainsi, pour éliminer un nombre certain de muons intervenant comme montants, deux mêmes coupures $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} < 80^{\circ}$ et $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}} < 80^{\circ}$ sont demandées. Ces deux dernières sont à la fois inclusives et dissociables car une coupure sur l'angle $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ agit *a fortiori* sur $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$. Mais, la seconde estimation n'étant pas forcément comprise dans un cône de 3° autour de la première (1 % des muons sont dans ce cas, voir le paragraphe précédent), une seconde coupure sur $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ est largement utile.

La fig. 4.11, à gauche, fait état du résultat après l'ajout de ces deux dernières coupures.

Les neutrinos sont toujours bien reconstruits à $\sim 90\%$ avec une pureté dépassant les 99% . C'est donc l'ensemble de toutes ces coupures utilisées ici qui feront l'objet de l'étude dans le cadre particulier du Soleil. Enfin, à droite de cette même figure, la distribution en angle azimutal pour les seuls neutrinos est représentée à l'issue de l'application de ces mêmes coupures. Les modulations qui apparaissent ne sont pas représentative du flux considéré puisque isotropique, mais de la géométrie à cinq lignes du détecteur. Celui-ci n'étant pas symétrique dans l'état actuel de cette configuration, l'efficacité de détection est grandement influencée par les directions azimutales qui interviennent. Ainsi, pour éviter cela, tous les résultats qui seront présentés par la suite, seront intégrés sur 2π .

4.4.2.5 Récapitulatifs des coupures réalisées et conséquence sur le nombre d'évènements neutrinos et muons

Dans ce paragraphe l'ensemble des coupures réalisées sur les échantillons Monte-Carlo sont répertoriées dans le tab. 4.3. Les conséquences consécutives de chacune d'entre elles sur le taux d'évènements attendus sont reportés avec une renormalisation du temps effectif à une journée de prise de données. Chacun des taux et rapports figurants sont relatifs au seul cas où $H_{amp.} = 3$ p.e.. Le cas à 10 p.e. étant entièrement similaire, cela évite toutes redondances et incite, pour la suite de l'étude, à continuer les analyses avec $H_{amp.} = 3$ p.e.. Enfin, les pourcentages présents dans ce tableau sont en rapport avec le nombre d'évènements reconstruits initialement sans aucunes coupures.

Ainsi, au bout du compte, seuls 11.5% (10.4% , si seules les évènements montants sont envisagés) des neutrinos et 0.02% ($4 \times 10^{-6}\%$) des muons restent en fin d'application de toutes les coupures. Avec, comme cela a été précisé plus haut, un nombre de traces bien reconstruites supérieur à 90% et une pureté, pour le spectre en neutrinos, atteignant plus de 90% (99%).

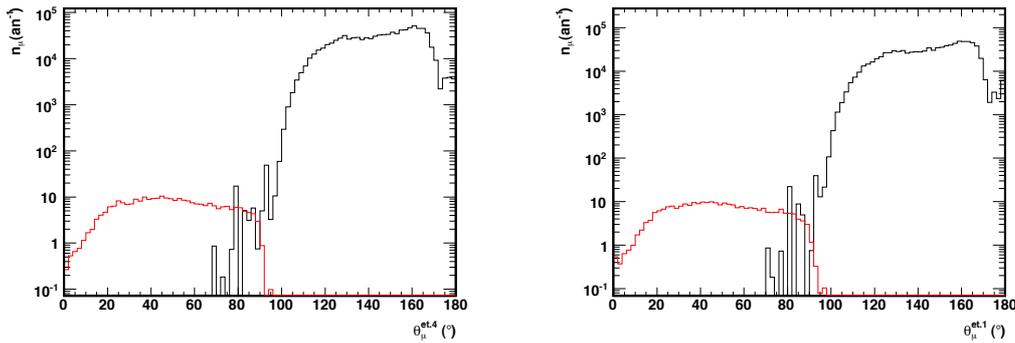


FIG. 4.9: À gauche : Les distributions en angle zénithal $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ pour les neutrinos (en rouge) et les muons (en noir) sont ici représentées. En ordonnée, n_{μ} correspond au nombre d'évènements en muons ou neutrinos reconstruits par an. Pour ces deux spectres, les coupures $n_{\text{ligne}} \geq 2$, $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 3^{\circ}$ et $\Lambda \geq -5.0$ ont été demandées. À droite : Distributions similaires pour l'angle au pré-ajustement $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$.

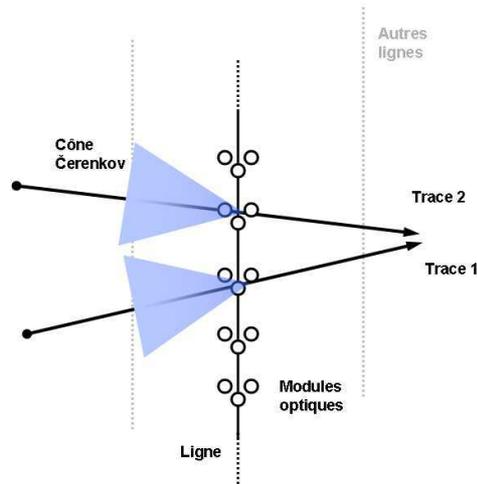


FIG. 4.10: Schématisation de la proche similarité que peuvent avoir deux cônes Čerenkov issus, pour l'un, d'une trace 1 montante, et pour l'autre, d'une trace 2 descendante.

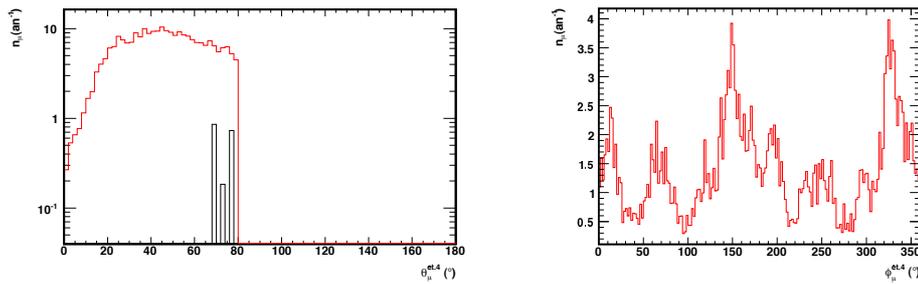


FIG. 4.11: À gauche : Les distributions en angle zénithal $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$ pour les neutrinos (en rouge) et les muons (en noir) sont ici représentées. En ordonnée, n_{μ} correspond au nombre d'événements en muons ou neutrinos reconstruits. Pour ces deux spectres, les coupures $n_{\text{ligne}} \geq 2$ et $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 3^{\circ}$, $\Lambda \geq -5.0$, $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} < 80^{\circ}$ et $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}} < 80^{\circ}$ ont été demandées. À droite : La distribution en angle azimutal $\phi_{\mu}^{\text{ét.4}}$ (°) pour les neutrinos seuls est représentée avec les mêmes types de coupures appliqués.

4.4.3 Conséquences sur la résolution angulaire et la surface effective

$$A_{\text{eff}}^{\nu}$$

4.4.3.1 La résolution angulaire

Comme cela a été vu en 4.4.2, la résolution angulaire du télescope ANTARES est fonction des performances du détecteur et de l'efficacité de la stratégie de reconstruction utilisée. C'est pourquoi, en fig. 4.12, il est intéressant de constater quel est le progrès apporté à celle-ci aux termes des différentes coupures demandées. Pour plus de clarté, seuls les résultats initiaux (sans coupures, en rouge) et finals (en noir) sont confrontés. Que

Niveau	coupure	muons	neutrinos
0	<i>aucune</i>	1.2×10^5	6.5
1	$n_{\text{ligne}} \geq 2$	9.1×10^4 (75.8 %)	5.2 (80 %)
2	$ \theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}} \leq 3^\circ$	4.9×10^4 (41 %)	1.5 (23 %)
3	$\Lambda \geq -5.0$	2514.5 (0.02 %)	0.75 (11.5 %)
4	$\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} \& \theta_{\mu}^{\text{ét.1}} < 80^\circ$	4.8×10^{-3} (4×10^{-6} %)	0.68 (10.4 %)

TAB. 4.3: Tableau récapitulatif des coupures réalisées sur l'ensemble des échantillons Monte-Carlo avec le taux d'évènements restants respectifs. Les pourcentages qui figurent sont en rapport avec le nombre d'évènements reconstruits initialement sans aucunes coupures.

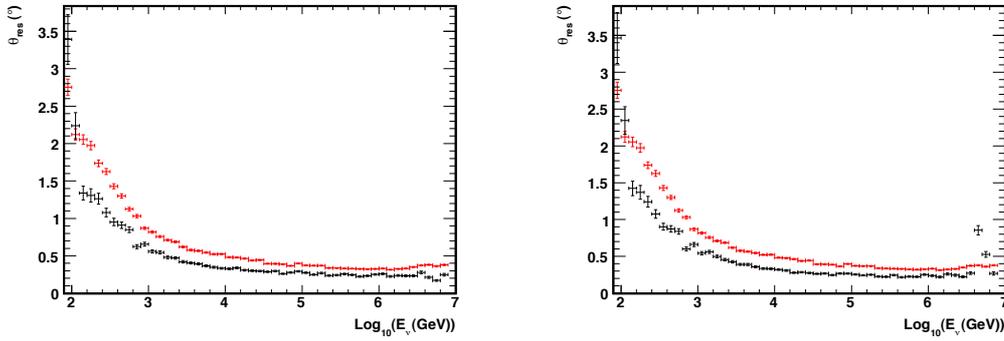


FIG. 4.12: Conséquence des coupures 1 à 3 (à gauche) et 1 à 4 (à droite) sur la résolution angulaire θ_{res} . Seules les erreurs statistiques sont présentes. Les résultats initiaux (sans coupures, en rouge) et finals (en noir) sont confrontés.

cela soit dans le cadre général, coupures 1 à 3 (voir le tab. 4.3), ou dans le cas particulier des coupures 1 à 4 pour ne garder que les neutrinos, la résolution angulaire présente en moyenne un gain de près de $\sim 0.1^\circ$. Cette constatation sur la résolution angulaire a été faite en prenant en compte les erreurs statistiques présentes en fig. 4.12. Enfin, d'éventuelles pertes statistiques, pour le second cas, sont la cause des modulations observées aux très hautes énergies.

4.4.3.2 La surface effective pour les neutrinos A_{eff}^{ν}

D'après la définition de la surface effective en éq. 4.14, celle-ci est dépendante des évènements sélectionnés $N_{select.}(\theta_{\nu}, \phi_{\nu}, E_{\nu})$ au travers du volume effectif $V_{eff}(\theta_{\nu}, \phi_{\nu}, E_{\nu})$ vu en éq. 4.12. Ainsi, selon l'algorithme du système de déclenchement et le type de sélection d'évènements choisis, la surface effective évolue. Cette dernière peut donc être calculée en fonction des coupures imposées.

Tout d'abord, celle-ci est présentée en fig. 4.13, à gauche, après sélection des évènements neutrinos au travers de la stratégie en B.2 sans aucune coupure. La surface effective A_{eff}^{ν} est donnée en fonction de l'énergie des neutrinos générés $\text{Log}_{10}(E_{\nu}(\text{GeV}))$ et est décomposée selon différents intervalles en angle zénithal de génération : $[0^\circ; 30^\circ]$ (en bleu),

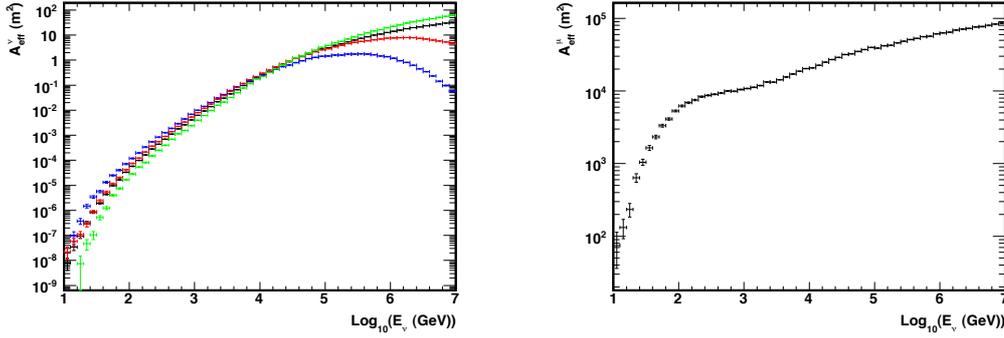


FIG. 4.13: Surface effective A_{eff}^{ν} du détecteur à cinq lignes (à gauche) réalisée sans aucunes coupures. Elle est donnée en fonction de l'énergie des neutrinos générés $\text{Log}_{10}(E_{\nu}(\text{GeV}))$ et décomposée selon différents intervalles angulaires : $[0^{\circ}; 30^{\circ}]$ (en bleu), $[30^{\circ}; 60^{\circ}]$ (en rouge), $[60^{\circ}; 90^{\circ}]$ (en vert) et $[0^{\circ}; 90^{\circ}]$ (en noir). Seules les erreurs statistiques sont présentes et les distributions sont moyennées sur les neutrinos et anti-neutrinos réunis.

$[30^{\circ}; 60^{\circ}]$ (en rouge), $[60^{\circ}; 90^{\circ}]$ (en vert) et $[0^{\circ}; 90^{\circ}]$ (en noir). Selon l'intervalle angulaire mis en jeu, l'opacité de la Terre vis-à-vis des événements de hautes énergies est mise en avant. En effet, deux effets notables sont à prendre en compte dans ce type de réalisation. Tout d'abord, plus la direction du neutrino incident est proche de la verticale est plus la probabilité $P_{\text{Terre}}(E_{\nu}, \theta_{\nu})$ (vu en éq. 3.7) de traverser la Terre sera faible. Ensuite, avec l'augmentation de l'énergie d'un neutrino, sa section efficace augmente suivant l'éq. 3.4 proportionnellement à E_{ν} . La conjugaison de ces effets conduit alors la surface effective A_{eff}^{ν} à ne plus évoluer de manière importante à partir d'une valeur de $E_{\nu} \sim 1$ PeV. Ensuite, à titre indicatif, la surface effective des muons A_{eff}^{μ} est également présente en fig. 4.13, à droite. Elle a été calculée à partir de la définition présente en éq. 4.17. Celle-ci atteint alors $6 \times 10^{-2} \text{ km}^2$ aux alentours du PeV. Une inflexion dans l'évolution de la surface effective en muon est d'ailleurs observée. Celle-ci provient du fait que la plupart des événements présents avant $E_{\nu} \simeq 1.5 \text{ TeV}$ sont des événements volumiques et au-delà, ils sont à plus de 90 % du type surfacique. Les premiers interagissant pour la plupart dans le volume instrumenté du détecteur et pour les autres à l'extérieur. Ce type de surface effective A_{eff}^{μ} est généralement utilisé pour comparer l'efficacité des expériences Čerenkov.

Tandis que les représentations précédentes sont moyennées sur différents intervalles angulaires pour un flux incident en neutrinos choisis comme isotropique, la fig. 4.14 apporte la dépendance angulaire de l'efficacité du détecteur moyennée sur différents intervalles énergétiques. Des événements horizontaux ($\cos(\theta_{\nu}) = 0$) aux verticaux descendants ($\cos(\theta_{\nu}) = 1$), la surface effective est de plus en plus dépendante de la distance traversée au sein du milieu terrestre avec l'augmentation de l'énergie du neutrino. Pour les neutrinos présents dans les basses énergies ($[0.1; 1] \text{ TeV}$), A_{eff}^{ν} gagne un ordre de grandeur pour les événements verticaux. La probabilité d'interaction des neutrinos étant plus importante, le nombre de muons produits dans cette gamme d'énergie est alors prépondérant à $\cos(\theta_{\nu}) = 1$. Ensuite, en s'approchant de la gamme $E_{\nu} \geq 100 \text{ TeV}$, la tendance s'inverse rendant le détecteur plus efficace avec les horizontaux. La tendance générale est alors

dominée par les neutrinos de très hautes énergies (en noir sur la figure) dont les pertes en terme d'efficacité sont bien supérieures aux gains apportés par les basses énergies sur l'ensemble du spectre. Ce graphe a été réalisé à partir d'un spectre en neutrinos isotropique et suivant une loi de puissance en E^{-2} . L'apport de chacun des intervalles en énergie mis en jeu étant dépendant de l'indice spectral différentiel choisi, la surface effective acceptera une dépendance angulaire d'autant plus opposée à celle-ci que l'indice spectral sera faible. Les évènements de basses énergies inversant la tendance. Toujours est-il que de manière globale, et en moyenne sur l'ensemble du spectre, la surface effective A_{eff}^{ν} accepte une valeur de $\sim 0.3 \text{ m}^2$.

Maintenant que les bases ont été posées, quelles sont alors les répercussions des différentes coupures déterminés en 4.4.2 sur A_{eff}^{ν} ? Les distributions en fig. 4.15 illustrent ceci. En se focalisant sur la surface effective totale, l'ensemble des niveaux de coupures 1 à 4 (voir tab. 4.3) ont été appliquées au fur et à mesure (du rose en haut, au noir en bas). Il apparaît rapidement que les coupures les plus contraignantes se réfèrent aux niveaux 2 et 3 et que les influences de la plupart de celles-ci sont les plus importantes pour les évènements de hautes énergies. En effet, en se focalisant sur les distributions à gauche de la fig. 4.15, il apparaît que le maximum de pertes en efficacité est prépondérant pour les évènements au-delà de $E_{\nu} \geq 10 \text{ TeV}$.

Tout d'abord, si seul la coupure sur le nombre de lignes est considérée (en bleu), la surface effective peut perdre jusqu'à $\sim 20 \%$ en intensité notamment vers les plus basses énergies. Les évènements de basses énergies, majoritairement volumiques, étant principalement contenus et donc reconstruits sur très peu de lignes, sont les plus touchés par ce type de restriction. Ensuite, la coupure de niveau 2 (en rouge) influence beaucoup plus la surface effective. Les pertes en terme d'efficacité sont de l'ordre de $\sim 65 \%$ à $\sim 85 \%$ des basses aux hautes énergies. Cette fois-ci, la tendance s'inverse. Ce sont les plus hautes énergies qui sont principalement touchées. La distribution, à gauche de la fig.4.16,

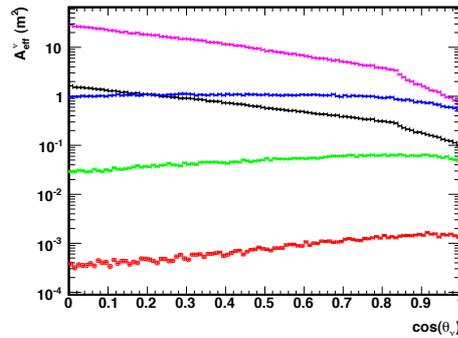


FIG. 4.14: Surface effective A_{eff}^{ν} du détecteur à cinq lignes réalisée sans aucunes coupures. Elle est donnée en fonction du cosinus de l'angle zénithal des neutrinos incidents et est moyennée sur différents intervalles énergétiques (TeV) : [0.1; 1] (en rouge), [1; 10] (en vert), [10; 100] (en bleu), au-delà de 100 TeV (en rose) et sur la totalité (en noir). Seules les erreurs statistiques sont présentes et les distributions sont moyennées sur les neutrinos et anti-neutrinos réunis.

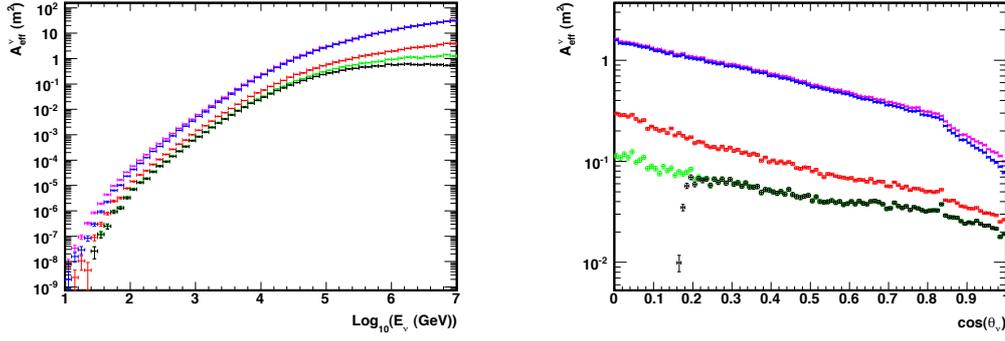


FIG. 4.15: Surface effective A_{eff}^{ν} en neutrinos fonction de l'énergie $\text{Log}_{10}(E_{\nu}(\text{GeV}))$ (à gauche) ou du cosinus de l'angle zénithal $\cos(\theta_{\nu})$ (à droite) pour les cas successivement inclusifs où : aucunes coupures (en rose), $n_{\text{ligne}} \geq 2$ (en bleu), $|\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}| \leq 3^{\circ}$ (en rouge), $\Lambda \geq -5.0$ (en vert), $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} < 80^{\circ}$ et $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}} < 80^{\circ}$ (en noir). Seules les erreurs statistiques sont présentes.

permet d'illustrer cela où les moyennes de la différence $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$, sur le nombre de traces considérées, sont reportées en fonction du logarithme de l'énergie des neutrinos E_{ν} . Celle-ci atteste que, en moyenne, les événements de basses énergies possèdent une meilleure corrélation entre les deux angles d'ajustement $\theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$ et $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$. Ceci peut s'expliquer par le fait que, comme cela a été rappelé précédemment, les traces de faibles énergies sont principalement contenues dans le volume instrumentée et le nombre de hits directs (moins soumis à la diffusion ou à la dispersion) se trouvent augmentés. Cela a pour conséquence d'amener à déterminer un ensemble de paramètres de traces de χ^2 plus faible en étape 1 de la stratégie que si la trace à reconstruire était éloignée. Ce dernier type de traces peuplent majoritairement les événements de hautes énergies (voir pp. 110).

Maintenant, avec la coupure de niveau 3 (en vert) qui utilise le critère Λ (voir annexe B.2 et en pp. 105), les pertes de surface effective sont moins sensibles à l'intervalle

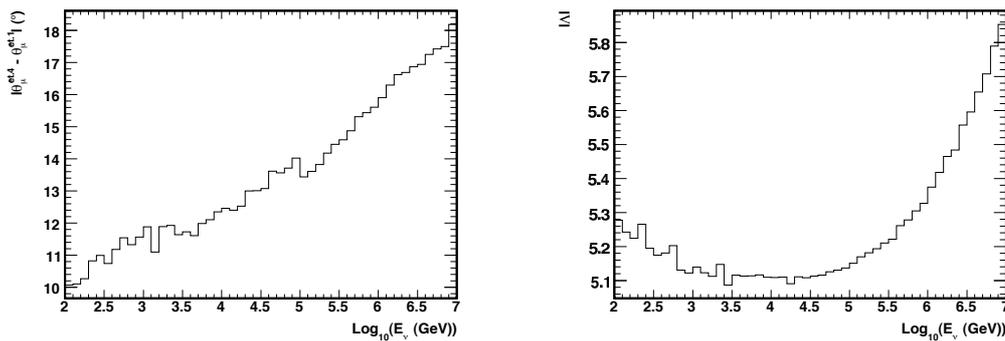


FIG. 4.16: À gauche : Différences $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.1}}$, moyennées sur le nombre de traces considérées, en fonction de l'énergie des neutrinos $\text{Log}_{10}(E_{\nu}(\text{GeV}))$. À droite : Homologue de la précédente pour la variable Λ . Ces deux figures sont issues des données MC après coupures sur $n_{\text{ligne}} \geq 2$.

en énergie considéré, avec $\sim 57\%$ et $\sim 53\%$ pour les hautes et basses énergies. À droite de la fig. 4.16, les valeurs absolues de chaque Λ , moyennées sur le nombre de traces engagées, en fonction du logarithme de l'énergie des neutrinos sont représentées. La tendance de $|\Lambda|$ montre que, pour les basses énergies, la valeur de 5.3 est la plus représentée. Ensuite, avec l'augmentation du nombre de hits détectés avec l'énergie des neutrinos, la diminution de $|\Lambda|$ apporte la preuve que les traces, dont le nombre de degré de liberté augmente (voir la définition de Λ en éq. B.13), se trouvent mieux reconstruites. Ceci n'est pourtant valable que pour les traces contenues, car ensuite $|\Lambda|$ augmentent à nouveau lorsque $E_\nu \geq 10$ TeV où les événements surfaciques sont prépondérants. Ainsi, la variable Λ est quelque peu dépendante de l'énergie en regard, mais pas suffisamment pour permettre une éventuelle restriction fine aux événements de basses énergies.

Reste alors la dernière coupure de niveau 4 (en noir) pour extraire les seules traces montantes. Cette fois-ci, les hautes énergies sont de nouveau plus sollicitées que les basses énergies, avec $\sim 42\%$ et $\sim 6\%$ de pertes d'efficacité respectivement. Cette coupure, dont le rôle est principalement d'éliminer les événements montants et proches de l'horizontale, atteint naturellement les événements montants de hautes énergies puisque ce sont ceux qui traversent le moins de matière avant d'atteindre le volume instrumenté.

Ainsi, en prenant en compte la contribution de toutes les coupures mises en jeu, la surface effective s'amenuise de $\sim 87\%$ et $\sim 98\%$ pour les basses et hautes énergies respectivement. Cependant, la pureté des neutrinos extraits se trouve maximisée à plus de 99%.

Les mêmes types de conclusions peuvent être réalisées avec les distributions angulaires présentées en fig. 4.15, à droite. Comme en fig. 4.14, la surface effective pour les neutrinos A_{eff}^ν est représentée en fonction du cosinus de l'angle zénithal $\cos(\theta_\nu)$. De ces distributions, respectant le même code couleur que précédemment, les conséquences des différentes coupures sont extraites. Avec principalement, pour la coupure de niveau 1, une diminution de l'ordre de $\sim 10\%$ à $\sim 35\%$ de la surface effective pour les traces quasiment verticales ($\cos(\theta_\nu) \geq 0.8$). La disparition des traces monolignes possédant un angle $\theta_\mu^{ét.1} \simeq 0^\circ$ étant principalement la cause de ces diminutions (voir en pp. 103). Ensuite, pour les coupures de niveau 2 et 3 aucunes particularités, liées à l'intervalle angulaire étudié, n'apparaissent. Reste alors la coupure de niveau 4 qui, intrinsèquement, provoque une diminution drastique des événements possédant un angle zénithal supérieur à 80° , soit $\cos(\theta_\nu) \leq 0.17$. Ainsi, mis à part pour les horizontaux, les coupures demandées n'engage aucune conséquence particulière sur un intervalle angulaire particulier que ce soit.

4.5 Sommaire et conclusions

Dans ce chapitre, les caractéristiques des flux utilisés au sein des simulations MC ont donc été détaillées que cela soit pour les neutrinos ou les muons en 4.1. Ensuite, les calculs de taux d'événements relatifs à ces derniers par la manipulation des poids MC ont été introduits en 4.2. De ces poids, a été mis en avant également la surface effective du détecteur ANTARES pour des événements neutrinos, représentative de l'efficacité de détection du télescope pour un type donné de système de déclenchement, de sélection des événements par la stratégie de reconstruction (définie en annexe B.2), de reconstruction de cette dernière et de coupures réalisées sur les données. La surface effective A_{eff}^ν est dé-

finie dans ces détails en 4.3 et les coupures qui l'ont influencé sont décrites en 4.4.2. Ces dernières font à la fois l'objet de solutions générales pour extraire les événements possédant la meilleure résolution angulaire possible, pour les neutrinos et les muons (jusqu'au niveau 3 inclu). Ensuite, au-delà du niveau 4, celles-ci deviennent capables d'extraire les seuls neutrinos montants détectés par ANTARES avec une pureté de plus de $\sim 99\%$ et une qualité de reconstruction supérieure à $\sim 90\%$. Ainsi, un taux de 0.68 événements neutrinos par jour et une surface effective en fin d'application de la totalité des coupures sont extraits (voir tab. 4.3 et la fig. 4.15, à gauche et à droite) et ceci sans aucune hypothèse de direction particulière. Un des objets du chapitre suivant, liée à la détection de matière noire dans le Soleil, sera donc de renormaliser le spectre en angle zénithal pour déterminer le bruit de fond en neutrinos atmosphériques dans la direction du Soleil et de prendre en compte les ouvertures angulaires d'observation potentielles. En conséquence de cela, la sensibilité du télescope ANTARES à la détection indirecte de matière noire dans le Soleil sera évaluée.

Troisième partie

Détection indirecte de matière noire avec ANTARES

Chapitre 5

La matière noire et le Soleil

Dans ce chapitre, les modes d'interaction de la matière noire avec la matière "ordinaire" de type baryonique, telle que la diffusion élastique ou l'attraction gravitationnelle produite par des corps massifs, seront décrits indépendamment de la nature de la matière noire (du type Kaluza-Klein ou pas) en 5.1. Les canaux d'auto-annihilation au travers desquels les particules de matière noire donnent naissance à des particules issues du Modèle Standard seront également abordés, ainsi que leurs paramètres intrinsèques comme les rapports de branchement ou les termes de masses engagés. Un Monte-Carlo, apparaissant sous le nom de "WIMPSIM", sera introduit et les variables d'entrée explicitées en 5.3. Ceci afin d'aboutir, au final, aux flux de neutrinos muoniques arrivant sur Terre affectés par le passage en milieu solaire et par les oscillations à trois saveurs (voir en 5.2 et en annexe A). Enfin, le nombre d'événements attendus provenant directement de l'auto-annihilation de la matière noire ainsi que ceux liés aux bruits de fond atmosphériques seront estimés en 5.4, afin d'aboutir à la sensibilité d'ANTARES attendue pour ce type de flux en 5.5.

5.1 Accrétion, auto-annihilation et flux associés

Comme il est décrit en 1.4, le système solaire évolue dans un vent de matière noire dont les paramètres de vitesse moyenne \bar{v} et de densité locale ρ_{locale} peuvent être contraints par l'observation des courbes de rotation des étoiles au sein de notre Galaxie. Bien sûr, du fait de la localisation du système solaire au sein de la Galaxie ($\sim 8\text{kpc}$ du centre galactique), il est difficile d'obtenir avec une grande précision cette courbe de vitesse moyenne en fonction de la distance au centre. Cependant, suite à plusieurs observations provenant des équipes comme Bahcall et *al.* [6], Caldwell et Ostriker [13] ou encore Turner [45] et à l'étude de différents modèles de halo galactique, que Bergstrom, Ullio et Buckley [10] ont abouti aux paramètres locaux suivants :

$$\rho_{locale} \equiv \rho_{\odot} \in [0.2; 0.8] \text{ GeV.cm}^{-3} \text{ and,}$$

$$\bar{v} = \langle v^2 \rangle^{1/2} \simeq 270 \text{ km.s}^{-1}.$$

Où ρ_{\odot} représente la densité de matière noire dans la région solaire. Cependant, du fait des connaissances limitées concernant le profil de densité présent au centre de la Galaxie, il est généralement fait l'hypothèse d'un profil isotherme variant comme $\rho \propto r^{-2}$, ce

qui mène à un profil de rotation plat où la densité locale $\rho_{locale} = 0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}$ et où les vecteurs vitesses des particules de matière noire obéissent à une distribution du type Maxwell-Boltzmann avec une vitesse moyenne $\bar{v}_{locale} = 270 \text{ km.s}^{-1}$. Ce sont ces derniers paramètres cinématiques liés à la matière noire qui seront utilisés dans la suite de l'étude.

La situation globale et actuelle de la matière noire, indépendamment du modèle étudié, est maintenant posée. En ce qui concerne le système solaire, il s'agit maintenant de discuter de la capture de celle-ci par un corps massif comme le Soleil et de préciser le chemin au travers duquel les neutrinos de saveur muonique sont produits. Dorénavant, le modèle UED (Universals Extra-Dimensions) à 1 dimension supplémentaire sera considéré et tous les calculs et résultats qui suivent seront donnés dans ce sens.

5.1.1 Mode de capture par le Soleil

Du fait de la nature présumée des WIMPs qui interagissent faiblement avec la matière baryonique, les interactions par courant faible vont être réduites mais non nulles. Ainsi, lorsqu'ils rencontrent des environnements aussi denses que le milieu solaire, les WIMPs subissent des diffusions élastiques avec les particules du milieu. Cela occasionne un ralentissement des WIMPs qui, lorsque leur vitesse devient inférieure à la vitesse d'extraction solaire, sont contraints d'être capturés par interaction gravitationnelle au coeur du Soleil. Ce taux de capture solaire C_{\odot} est exprimé de la manière suivante [23] :

$$C_{\odot} \approx 3.35 \times 10^{18} \text{ s}^{-1} \left(\frac{\rho_{\odot}}{0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}} \right) \left(\frac{270 \text{ km.s}^{-1}}{\bar{v}_{\odot}} \right)^3 \times \left(\frac{\sigma_{H,SD} + 2.6\sigma_{H,SI} + 0.175\sigma_{He,SI}}{10^{-6} \text{ pb}} \right) \left(\frac{\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}} \right)^2, \quad (5.1)$$

où ρ_{\odot} et \bar{v}_{\odot} représentent respectivement la densité locale et la vitesse moyenne des LKPs aux alentours du Soleil, $\sigma_{H,SD}$ est la section efficace de diffusion élastique du type $B^{(1)}$ -proton et dépendante du spin, $\sigma_{H,SI}$ et $\sigma_{He,SI}$ sont les sections efficaces de diffusion élastique du type $B^{(1)}$ -proton et $B^{(1)}$ -Helium indépendantes du spin. Les facteurs 2.6 et 0.175 sont relatifs aux proportions des éléments dans le Soleil et prennent en compte les facteurs dynamiques qui s'y réfèrent respectivement. Enfin, $m_{B^{(1)}}$ représente la masse de la LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle). Cependant, la section efficace dépendante du spin se révèle être trois ou quatre ordres de grandeur plus large que les sections efficaces indépendantes du spin, comme cela apparaît au travers des éq. 5.3 et 5.6 suivantes pour le modèle UED considéré [34] :

$$\sigma_{H,SD}^{UED} \simeq \frac{g_1^4 m_p^2}{8\pi m_{B^{(1)}}^2 (m_{q_R^{(1)}} - m_{B^{(1)}})^2} [(Y_{u_R}^2 + Y_{u_L}^2)\Delta_u^p + (Y_{d_R}^2 + Y_{d_L}^2)(\Delta_d^p + \Delta_s^p)]^2 \quad (5.2)$$

$$\sim 1.8 \times 10^{-6} \text{ pb} \left(\frac{\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}} \right)^4 \left(\frac{0.1}{\Delta} \right)^2, \quad (5.3)$$

pour la section efficace dépendante du spin, où g_1 correspond à la constante de couplage d'hypercharge, m_p est la masse du proton, $m_{B^{(1)}}$ et $m_{q_R^{(1)}}$ sont les masses de la première excitation du type Kaluza-Klein du boson de gauge d'hypercharge et d'un quark

d'hélicité droite du Modèle Standard respectivement. En effet, l'échange par KK-quark d'hélicité droite domine ici du fait d'une hypercharge beaucoup plus grande que son équivalent d'hélicité gauche. Pour finir, les $Y_{qL,R}$ dénotent les hypercharges associées aux quarks légers (u, d) d'hélicité droite ou gauche et les Δ_q^p , associés aux fractions de spin vérifiées par les différentes espèces de quarks dans le proton, sont donnés ici comme [38] :

$$\Delta_u^p = 0.78 \pm 0.02, \quad \Delta_d^p = -0.48 \pm 0.02, \quad \Delta_s^p = -0.15 \pm 0.07. \quad (5.4)$$

Ceux-ci ne doivent pas être confondus avec $\Delta \equiv (m_{qR^{(1)}} - m_{B^{(1)}}) / m_{B^{(1)}}$. En 5.4.1, l'importance de ce paramètre Δ sera abordé pour ce qui concerne les valeurs de flux de neutrinos muoniques attendus.

Maintenant, pour la section efficace indépendante du spin, il apparaît que [34] :

$$\sigma_{N,SI}^{UED} \simeq \frac{g_1^4 m_N^4}{16\pi m_{B^{(1)}}^2} \left[\frac{1}{m_h^2} \left(f_{T_s} + \frac{6}{27} f_{TG} \right) + \frac{1}{81\Delta^2 m_{B^{(1)}}^2} (289f_{T_u} + 25f_{T_s}) \right]^2 \quad (5.5)$$

$$\sim 1.2 \times 10^{-10} pb \left(\frac{\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}} \right)^2 \left[\left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_h} \right)^2 + 0.09 \left(\frac{\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}} \right)^2 \left(\frac{0.1}{\Delta} \right)^2 \right]^2, \quad (5.6)$$

où m_N est la masse du nucléon cible (Hydrogène, Hélium, ...), m_h est la masse du Higgs léger lié aux modèles supersymétriques qui contraint la limite sur le rayon de compactification R de la dimension supplémentaire [3] ($m_h \leq 114.1$ GeV selon les dernières mesures de précision électro-faibles du LEP 2 [72]), et les paramètres f_{T_s}, f_{T_u}, f_{TG} sont des constantes de couplage relatives aux interactions WIMP-quark (u, s) ou WIMP-gluon (voir la réf. [34] pour plus de détails). Ensuite dans les deux termes qui suivent, le premier correspond aux échanges par canal s au travers d'un boson de Higgs et le second par canal t au travers d'un KK-quark respectivement. Cela peut être perçu à l'aide des diagrammes de Feynman suivants [42] :

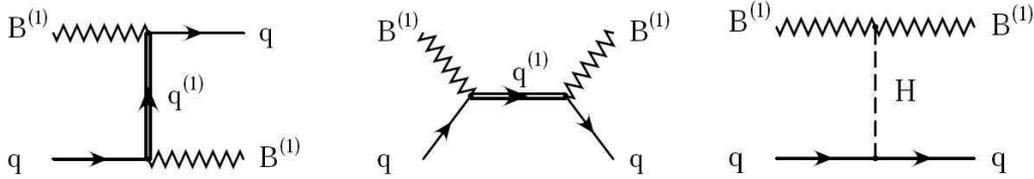


FIG. 5.1: Diagrammes de Feynman de la diffusion élastique $B^{(1)}$ /quark par l'échange d'un KK-quark $q^{(1)}$ et $B^{(1)}$ /gluon par l'échange d'un boson de higgs H .

Ainsi, l'expression (5.1) peut être simplifiée et l'étude localisée sur les interactions dépendantes du spin, dominantes au sein du Soleil, avec :

$$C_{\odot} \approx 3.35 \times 10^{18} s^{-1} \left(\frac{\rho_{locale}}{0.3 \text{ GeV.cm}^{-3}} \right) \left(\frac{270 \text{ km.s}^{-1}}{\bar{v}_{locale}} \right)^3 \left(\frac{\sigma_{H,SD}}{10^{-6} \text{ pb}} \right) \left(\frac{\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}} \right)^2, \quad (5.7)$$

De ce taux de capture C_{\odot} des LKPs au sein du Soleil, il est possible de déterminer le taux d'auto-annihilation des $B^{(1)}$ en faisant deux hypothèses qui vont influencer tout le

reste des calculs prévisionnels. Premièrement, les taux de capture et d'auto-annihilation sont considérés assez élevés pour permettre d'aboutir à un équilibre entre ces deux processus au coeur du Soleil. Deuxièmement, l'âge du système solaire t_\odot doit être suffisant pour mener à cet équilibre. Ainsi, à l'équilibre, la variation dans le temps du nombre de LKPs présentes au coeur du Soleil doit tendre vers zéro avec une expression donnée par :

$$\begin{aligned}\dot{N} &= C_\odot - (NA_\odot N) \\ &\simeq 0, \text{ à l'équilibre.}\end{aligned}\quad (5.8)$$

Où $\dot{N} \equiv \partial N / \partial t$ représente la variation temporelle du nombre N de $B^{(1)}$ au coeur du Soleil et le terme $NA_\odot N = A_\odot \times N^2$ correspond au taux d'auto-annihilation pour N paires $B^{(1)}B^{(1)}$, A_\odot étant défini comme :

$$A_\odot \equiv \frac{\langle \sigma v \rangle}{V_{eff}}, \quad (5.9)$$

où $\langle \sigma v \rangle$ est le produit de la section efficace d'auto-annihilation par la vitesse relative des LKPs par unité de volume. Un volume unité relatif au volume effectif V_{eff} qui, quant à lui, est obtenu de [24] en contraignant l'excitation thermique des WIMPs due aux températures en présence par leur potentiel gravitationnel au coeur du Soleil. Il en découle que :

$$V_{eff} \approx 1.8 \times 10^{26} \text{ cm}^3 \left(\frac{\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (5.10)$$

Maintenant, connaissant le taux d'auto-annihilation exprimé pour une paire de $B^{(1)}$ en éq. 5.9, il est simple d'obtenir de l'éq. 5.8 un taux d'auto-annihilation Γ pour une seule de ces particules en écrivant :

$$\Gamma = \frac{1}{2} A_\odot N^2 = \frac{1}{2} C_\odot \tanh^2 \left(\sqrt{C_\odot A_\odot t_\odot} \right), \quad (5.11)$$

où le terme en $\tanh^2(\dots)$ est un facteur relevant le caractère de non-équilibre, avec $\sqrt{C_\odot A_\odot}$ vu comme l'inverse du temps caractéristique pour lequel, lorsque $t_\odot \gg (\sqrt{C_\odot A_\odot})^{-1}$, l'équilibre est considéré comme atteint. En déduisant des équations (5.7), (5.9) et (5.3), le produit $\sqrt{C_\odot A_\odot t_\odot}$ devient :

$$\sqrt{C_\odot A_\odot t_\odot} \simeq 3.4 \left(\frac{\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}} \right)^{\frac{13}{4}} \frac{0.1}{\Delta}. \quad (5.12)$$

Avec $t_\odot \simeq 4.5 \times 10^9$ années pris comme l'âge moyen du système solaire. En fig. 5.2, pour des masses $m_{B^{(1)}} \in [400 \text{ GeV}; 1200 \text{ GeV}]$ proposé en [42], le produit $\sqrt{C_\odot A_\odot t_\odot}$ apparait toujours supérieur à l'unité. Ceci permet de confirmer que l'équilibre au sein du coeur solaire est atteint à l'heure actuelle pour des masses de LKPs inférieures ou de l'ordre du TeV.

Cette constatation faite, le taux d'auto-annihilation des paires $B^{(1)}B^{(1)}$ en particules du Modèle Standard est ainsi maximisé et laisse présager des résultats intéressants pour ce qui va suivre. Cependant, une description détaillée des canaux mis en jeu est dans un premier temps nécessaire pour permettre d'estimer au mieux les flux de neutrinos associés.

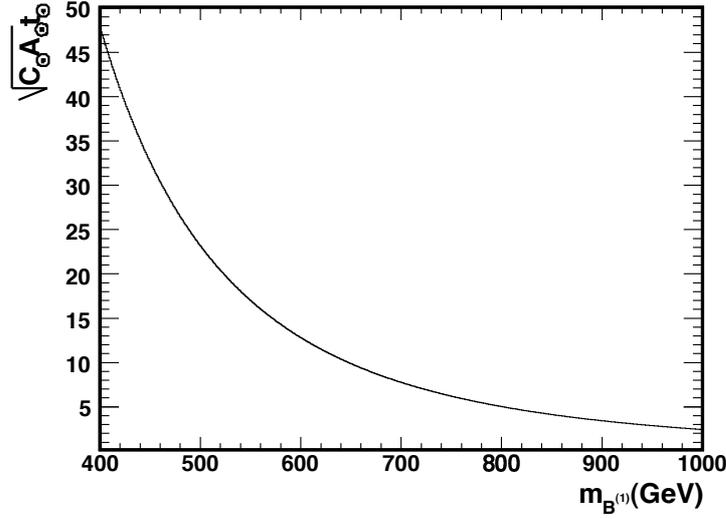


FIG. 5.2: Représentation de l'équilibre intérieur au Soleil entre les processus de capture et d'auto-annihilation par la dépendance du $\sqrt{C_{\odot} A_{\odot} t_{\odot}}$ en fonction de la masse $m_{B^{(1)}}$ considéré. Et ceci pour $t_{\odot} = 4.5 \times 10^9$ années, $\Delta = 0.14$ et $m_{B^{(1)}} \in [400 \text{ GeV}; 1200 \text{ GeV}]$. Quelque soit l'amplitude de $m_{B^{(1)}}$, $\sqrt{C_{\odot} A_{\odot} t_{\odot}} > 1$. L'équilibre est donc atteint.

5.1.2 Canaux d'auto-annihilation et flux de neutrinos associés

Alors que le taux d'auto-annihilation d'une paire $B^{(1)}B^{(1)}$ a été déterminé, il s'agit maintenant de lister quels sont les canaux rentrant dans la production de neutrinos muoniques, détectables par les télescopes à neutrinos comme ANTARES, que cela soit par des voies primaires ou secondaires.

Premièrement, du fait de la nature bosonique de la LKP, la suppression de chiralité est inexistante au vertex d'annihilation et cela induit la production massive de paires fermions/anti-fermions. Ensuite, l'hypothèse est faite que tous les premiers niveaux d'excitation KK sont dégénérés en masse et que les contributions provenant des modes primaires (*zéro-modes*) des scalaires, fermions et bosons de gauge peuvent être négligés d'après [43] et [33] dans le calcul des différentes sections efficaces. Enfin, les effets de brisure de symétrie électro-faible éventuelles sont également négligés.

Ainsi, les processus d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow f\bar{f}$ et $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow \phi\phi^*$ vont se réaliser suivant des canaux en t et u comme cela apparaît au travers des diagrammes de Feynman en fig. 5.3 et 5.4. Les échanges en KK-fermions $f^{(1)}$ d'hélicité droite ou gauche sont permis pour l'un et en KK-Higgs $\phi^{(1)}$ pour l'autre. Dans le cas de la production directe de neutrinos, seulement les KK-neutrinos ν^1 d'hélicité gauche sont échangés. Tout ceci est résumé dans le tab. 5.1 où la description des diagrammes de Feynman respectifs sont présents. En se référant à [43] pour le calcul des sections efficaces de chacun des processus engagés, la section efficace $\sigma(B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow f\bar{f})$ est donnée par :

État initial	État final	Diagrammes de Feynman
$B^{(1)}B^{(1)}$	$f\bar{f}$	$t(f_L^{(1)}, f_R^{(1)}), u(f_L^{(1)}, f_R^{(1)})$
$B^{(1)}B^{(1)}$	$\phi\phi^*$	$t(\phi^{(1)}), u(\phi^{(1)}), \text{T.C.}$

TAB. 5.1: Diagrammes de Feynman présents dans les processus d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)}$ dans des canaux d'interaction du type t et u . f correspond au zéro-mode du champ fermionique du MS considéré et ϕ au doublet scalaire du Higgs pour lequel T.C. représente les termes de contact relatif au diagramme de Feynman pour les interactions à quatre-points de bosons de gauge scalaires (fig. 5.4, diagramme de droite).

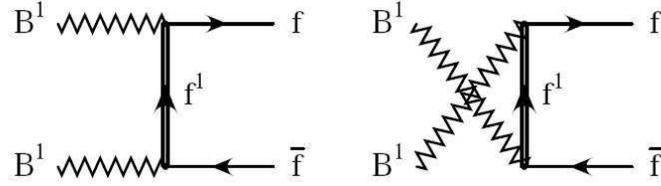


FIG. 5.3: Diagrammes de Feynman d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)}$ en fermions/anti-fermions.

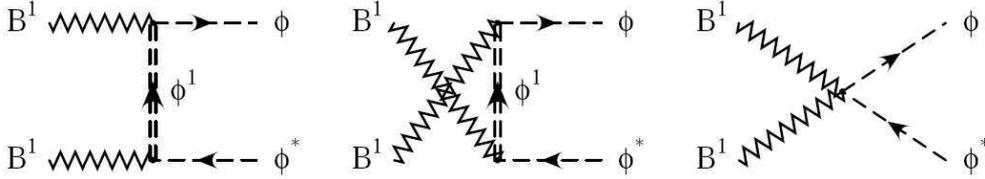


FIG. 5.4: Diagrammes de Feynman d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)}$ en bosons scalaires de Higgs.

$$\sigma(B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c (g_L^4 + g_R^4) [10(2m_{B^{(1)}}^2 + s) \operatorname{arctanh}(\beta) - 7s\beta]}{72\pi s^2 \beta^2}, \quad (5.13)$$

où N_c est la somme des couleurs présentes dans l'état final ($N_c^{quark} = 3, N_c^{lepton} = 1$). Les couplages $g_{L,R} = g_1 Y_{L,R}$ avec $Y_{L,R}$ défini comme l'hypercharge du fermion dans l'état final. L'entropie $s = 2\pi^2 g_* T^3/45$ avec g_* et T , le nombre de degré de liberté relativiste et la température au *freeze-out*. Enfin, β est défini comme :

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_{B^{(1)}}}{s}}. \quad (5.14)$$

Maintenant, concernant la section efficace $\sigma(B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow \phi\phi^*)$, elle est donnée par :

$$\sigma(B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow \phi\phi^*) = \frac{g_1^4 Y_\phi^4}{6\pi\beta s}, \quad (5.15)$$

où $Y_\phi = 1/2$.

D'après les expressions 5.13 et 5.15, les sections efficaces d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)}$ sont directement proportionnelles aux hypercharges des champs du MS dans l'état final et il est donc rigoureusement plus simple de déterminer les différents rapports de branchement comme cela a été fait en réf. [27] et dont les résultats sont référencés dans le tab. 5.2.

États initiaux	États finals	Rapports de branchement
$B^{(1)}B^{(1)}$	$\nu_e\bar{\nu}_e, \nu_\mu\bar{\nu}_\mu, \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	0.014
	$e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$	0.23
	$u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}$	0.077
	$d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$	0.005
	$\phi\phi^*$	0.027

TAB. 5.2: Rapports de branchement pour les différents canaux d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)}$ en faisant l'hypothèse que $\Delta = 0.14$, la différence massique relative entre la LKP et le KK-quark $q_R^{(1)}$. Les valeurs présentées sont sans sommation sur les différents états finals et la masse du Higgs a été supposée plus légère que $m_{B^{(1)}}/2$.

Cependant, même si l'ensemble des canaux à l'état final est bien connu, les fermions ou bosons de Higgs subissent des contraintes dans le milieu solaire qu'il est nécessaire de prendre en compte pour réduire le nombre de canaux pouvant apporter une contribution certaine au flux total de neutrinos muoniques. Ces contraintes sont présentées ci-après pour les espèces suivantes :

- Les quarks légers (u, d, s) interagissent très rapidement avec le milieu solaire et leurs contributions directes par échange de bosons lourds s'avèrent minimales.
- Le lepton μ est directement lié à la production de neutrinos muoniques au travers du canal de désintégration : $\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_e\nu_\mu$ ou, $\mu^- \rightarrow e^-\nu_e\bar{\nu}_\mu$ avec un rapport de branchement proche de $\sim 100\%$ [39]. Cependant, la part d'énergie allouée aux neutrinos est très faible, de l'ordre du MeV, et est bien en dessous du seuil de détection des télescopes à neutrinos actuels ($\sim 10 - 50$ GeV).
- Les bosons de Higgs issus du doublet scalaire $\phi\phi^*$ se désintègrent principalement en doublet de quarks $b\bar{b}$ aux basses valeurs de m_H , ou en doublet de bosons de jauge W^-W^+ et Z^0Z^0 pour $m_H \geq 135$ GeV, comme cela apparaît en fig. 5.5. Les contributions en terme de production de neutrinos muoniques doivent donc être calculées à partir des seuls produits de désintégration du Higgs avec les rapports de branchement de désintégration qui s'y rapportent. Seulement, similairement à [43], il est fait le choix de négliger les effets de brisures de symétrie électro-faibles telles que les auto-annihilations des paires $B^{(1)}B^{(1)}$ en bosons de jauge de mode zéro (du Modèle Standard) ne sont pas permises. Ceci implique alors de négliger ce canal d'auto-annihilation.

Restent alors les principaux modes de production de neutrinos muoniques qui seront les seules contributions prises en compte pour le calcul du nombre d'événements espéré et dont la description exhaustive est donnée ci-après (voir les réf. [11] et [28] pour de plus amples détails).

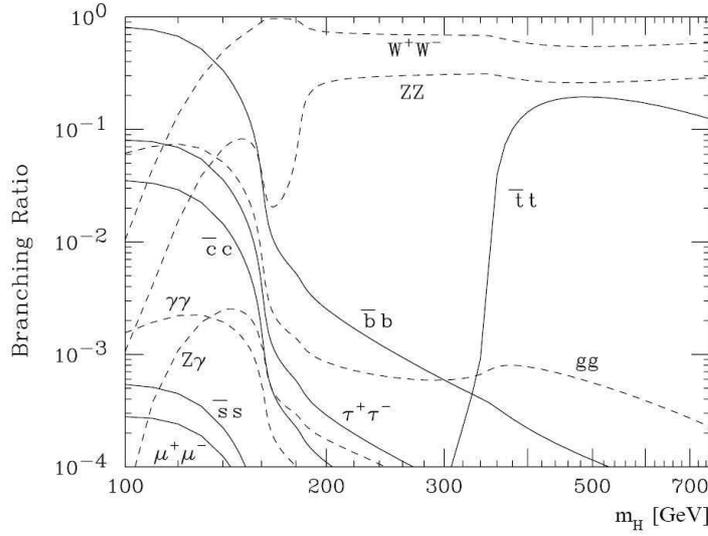


FIG. 5.5: Rapports de branchement des principaux canaux de désintégration du boson de Higgs scalaire issu du Modèle Standard en fonction de sa masse m_H (GeV).

5.1.2.1 Neutrinos secondaires issus de la désintégration des pions chargés $\pi^+(u\bar{d})$, $\pi^-(d\bar{u})$

Les neutrinos peuvent être produits au travers de la désintégration de pions chargés. Ces pions π^\pm sont la conséquence de l'hadronisation des quarks issus de l'auto-annihilation des paires $B^{(1)}B^{(1)}$ comme le montre le cycle de désintégration suivant :

$$B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu^{(-)} \quad (5.16)$$

$$\downarrow \quad (5.17)$$

$$e^\pm + \nu_e^{(-)} + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu).$$

Cette hadronisation des quarks en pions chargés va être gouvernée par les fonctions de fragmentation (FFs) notées $D_q^\pi(x, Q^2)$. Elles correspondent à la probabilité qu'un type de quark q puisse donner lieu à la formation d'un pion possédant une fraction x de l'énergie au centre de masse Q . En réf. [11], l'énergie au centre de masse est considérée comme $Q^2 \simeq m_{B^{(1)}}^2$ et les FFs calculées en [29] et [30] pour des corrections radiatives de niveau deux sont définies comme :

$$D_q^\pi(x, Q) = N x^\alpha (1-x)^\beta, \quad (5.18)$$

où N , α et β sont des paramètres libres d'ajustement. Les amplitudes de ces derniers sont référencées dans le tab. 5.3, où le quark *top* est absent du fait que, en raison d'un temps de vie très court ($\sim 0.5 \times 10^{-24}$ s [39]), l'hadronisation ne lui soit pas permise. La fraction x d'énergie est définie comme le rapport $x = E_{inj,\pi}/Q$, avec $E_{inj,\pi}$ l'énergie d'injection

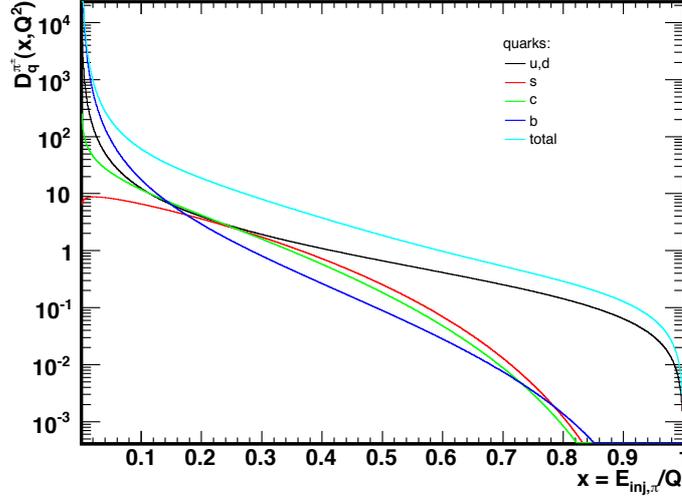


FIG. 5.6: Fonctions de fragmentation des différents quarks participant au processus d'hadronisation en pions chargés. En noir, est représentée la fonction de fragmentation principale provenant des quarks u ou d . En rouge, vert et bleu foncé, sont représentées celles dédiées aux quarks s , c et b respectivement. Enfin, la sommation sur toutes les contributions est illustrée en turquoise.

du méson π avant sa désintégration. En fig. 5.6, ces fonctions de fragmentations sont représentées. Il y apparaît en premier lieu que les contributions partoniques principales proviennent des quarks u et d ($D_u^\pi(x, Q^2) = D_d^\pi(x, Q^2)$) ce qui est une conséquence naturelle de la nature intrinsèque des pions chargés dans le MS ($\pi^+(u\bar{d})$, $\pi^-(d\bar{u})$).

Hadron	saveurs	N	α	β
π^\pm	$u = d$	0.448	-1.48	0.913
	s	16.6	0.133	5.90
	c	6.17	-0.536	5.60
	b	0.259	-1.99	3.53

TAB. 5.3: Paramétrisation des fonctions de fragmentations pour toutes les contributions des quarks liées à la formation de pions chargés.

Ensuite, un spectre de pions chargés faisant suite au processus d'hadronisation peut être déduit par la sommation des différentes fonctions de fragmentation pondérées de la section efficace d'auto-annihilation des $B^{(1)}$ en paires de quarks :

$$\sigma v \frac{dN_\pi}{dx} = \sum_q \sigma_q v D_q^\pi(x, Q^2). \quad (5.19)$$

Avec $\sigma v dN_\pi/dx$ le spectre de pions chargés en fonction de l'énergie allouée x . Les coefficients $\sigma_q v \equiv \sigma v(B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow q\bar{q})$ ont été calculés à partir de l'éq. 5.13 et sont répertoriés

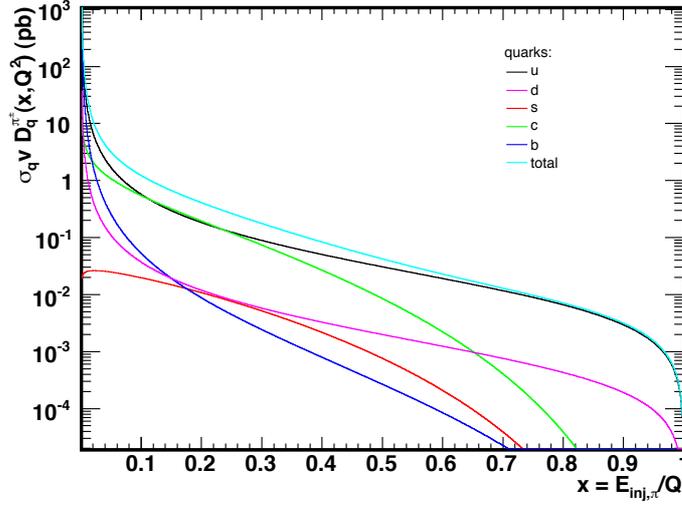


FIG. 5.7: Contributions des différents quarks u (noir), d (rose), s (rouge), c (vert) et b (bleu foncé) au spectre global de pions chargés (turquoise) après hadronisation. Ce spectre correspond à la somme des différentes fonctions de fragmentation des quarks pondérées de leur section efficace d’auto-annihilation associée ($\sigma v(B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow q\bar{q})$).

dans le tab. 5.4.

Canaux	$\sigma_q v (pb)$
$B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow u\bar{u}$	4.62
$B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow c\bar{c}$	
$B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow d\bar{d}$	0.003
$B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow s\bar{s}$	
$B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow b\bar{b}$	

TAB. 5.4: Sections efficaces d’auto-annihilation des canaux $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow q\bar{q}$ pour une masse $m_{B^{(1)}} = 1 \text{ TeV}$.

En fig. 5.7, les canaux en $u\bar{u}$ et $c\bar{c}$ dominent maintenant le spectre hadronique. Les sections efficaces d’auto-annihilation (voir éq. 5.13) étant directement proportionnelles à la somme quartique des hypercharges, les contributions en d , s et b sont amoindries contrairement aux autres. En effet, en tant qu’exemples, $Y_L^u = +1/3$; $Y_L^d = -4/3$ et $Y_L^c = +1/3$; $Y_L^s = +2/3$. Ce spectre de pions chargés a également été déterminé en [11] et une fonction de paramétrisation a été extraite sous la forme :

$$\sigma v \frac{dN_\pi}{dx} \simeq \frac{0.7}{x^{1.1} e^{7.5x}} pb, \quad (5.20)$$

toujours pour une masse $m_{B^{(1)}}$ de l’ordre du TeV. Cette fonction de paramétrisation apparaît toutefois efficace que pour une portion d’énergie allouée aux pions $x \in [0.01; 0.8]$.

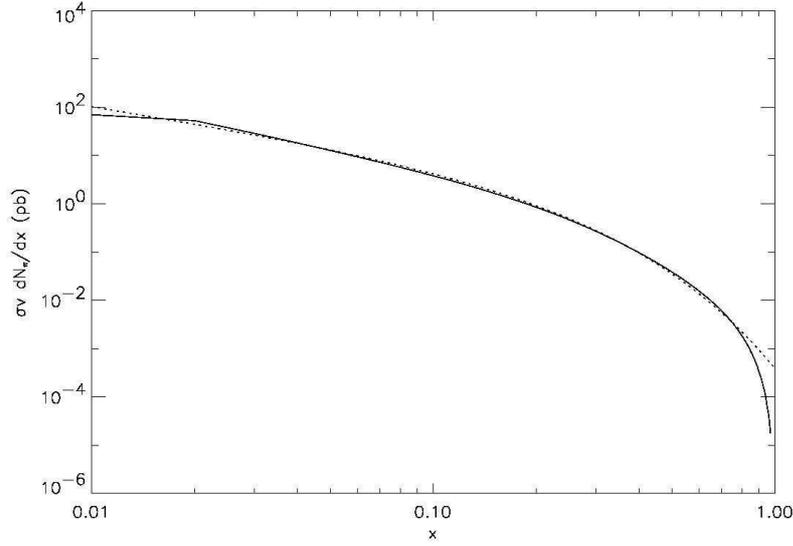


FIG. 5.8: Spectre de pions chargés sommés sur les différentes contributions de quarks et sur les deux types π^+ et π^- . En trait plein, le résultat de la fonction analytique et en pointillé, la fonction paramétrisée dont l'ajustement est jugé correct pour $x \leq 0.8$.

Au-delà de cet intervalle, le spectre de pions chargés peut être surestimé jusqu'à $\sim 5\%$ (fig. 5.8).

Ensuite, à partir de l'appendice C de [36], le spectre de désintégration d'un pion π^+ en neutrinos et anti-neutrinos est défini par :

$$\begin{aligned}
 N_{\nu_\mu}(E_\nu) &\simeq \begin{cases} \frac{1}{(1-r)E_\pi}(A_0 + A_2z^2 + A_3z^3) & \text{pour } E_\nu \leq rE_\pi \\ \frac{1}{(1-r)E_\pi}(B_0 + B'_0 \ln z + B_2z^2 + B_3z^3) & \text{pour } rE_\pi \leq E_\nu \leq E_\pi, \end{cases} \\
 N_{\nu_\mu}(E_\nu) &= \frac{1}{(1-r)E_\pi} \text{ pour } E_\nu \leq (1-r)E_\pi.
 \end{aligned} \quad (5.21)$$

Avec $r \equiv m_\mu^2/m_\pi^2$ et $z \equiv E_\nu/E_\pi$. Les coefficients $(A_0, A_2, A_3) = (0.94486, -2.7892, 1.2397)$ et $(B_0, B'_0, B_2, B_3) = (-2.4126, -2.8951, 4.3426, -1.9300)$ paramétrisent la désintégration avec l'hypothèse que les pions et les muons résultants sont toujours relativistes. Pour un pion π^- , il suffit de substituer les particules par leur anti-particule.

Finalement, c'est par la convolution des deux spectres que le spectre final de neutrinos et d'anti-neutrinos peut être déterminé. La fig. 5.9 présente, à gauche, ce spectre en fonction de la fraction d'énergie $x = E_\nu/E_{inj,\pi}$ allouée à la fin de la chaîne de désintégration. Ceci avec toujours l'hypothèse que $m_{B^{(1)}} \sim 1$ TeV. L'allure du spectre est en accord avec les résultats de [11]. Il permet d'observer le manque de contribution provenant des ν_μ au-delà de $x \sim 0.42$, du fait d'une redistribution énergétique avec le muon associé (voir l'éq. 5.17). Cela apparaît en 5.21 où, $E_\nu \leq (1-r)E_\pi$ est intrinsèquement lié au rapport de masse entre un muon et un pion chargé. Toujours en fig. 5.9, le même spectre en neutrinos et anti-neutrinos est représenté à droite mais, cette fois-ci, mis à l'échelle par la section ef-

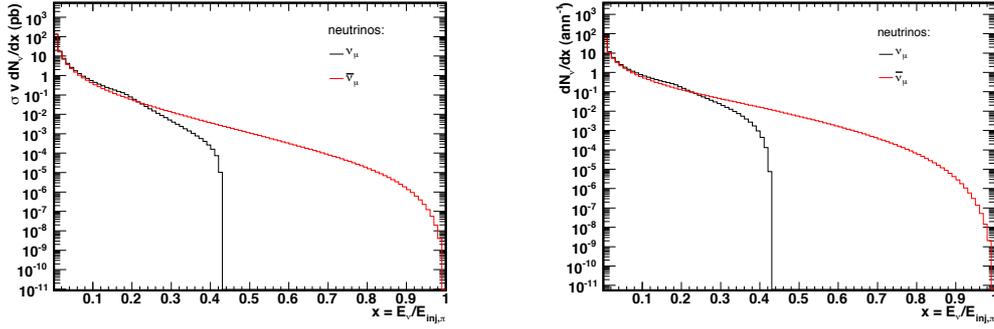


FIG. 5.9: Spectre de neutrinos (noir) et d'anti-neutrinos (rouge) muoniques pris séparément en fonction de la fraction d'énergie restante par rapport à l'énergie initiale au centre de masse Q^2 . Ce spectre est valable dans le cas d'une désintégration du pion π^+ . Pour π^- , les contributions sont inversées. À gauche, les fonctions de fragmentation ont été pondérées par leur section efficace associée et à droite, par leur rapport de branchement. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

ficace d'auto-annihilation globale des $B^{(1)}$ en particules du Modèle Standard. Ainsi, seuls les rapports de branchement interviennent dans cet histogramme.

5.1.2.2 Neutrinos secondaires issus de la désintégration *prompte* semi-leptonique des quarks c, b

Hormis le fait que les quarks lourds *charm* ou *bottom* contribuent au flux global de neutrinos au sein du Soleil à travers de leurs hadronisations en pions chargés, ils peuvent également participer au processus par une désintégration semi-leptonique à trois corps. En effet, comme il est référencé en [28] et [39], les quarks lourds b et c peuvent se désintégrer de manière semi-leptonique au sein de structures sans couleurs (hadrons) b -quark ou c -quark respectivement.

Premièrement, pour le cas du quark b , il peut se désintégrer de la manière suivante :

$$b \rightarrow X + \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (5.22)$$

Ce canal de désintégration semi-leptonique présente un rapport de branchement $B_{b \rightarrow X\mu\nu} \simeq 13.4 \pm 0.62\%$ de [39] et [5], et développe un flux différentiel de neutrinos ou d'anti-neutrinos (conséquence de \bar{b} ou b respectivement) du muon tel que :

$$\left(\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu} \right)_{b\bar{b}} = \frac{2B_{b \rightarrow X\mu\nu}}{E_d} (1 - 3x^2 + 2x^3), \quad (5.23)$$

pour $0 \leq E_\nu \leq E_d$ et dans la limite relativiste ($\beta \rightarrow 1$).

Avec $x = E_\nu/E_d$ et $E_d = z_f E_i$, l'énergie du quark b . La perte par hadronisation est prise en compte au travers du coefficient $z_f \simeq 0.73 (\pm 5\%)$ à partir de l'énergie d'injection E_i prise au vertex d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)}$.

Ensuite, dans le cas du quark c , le principe de désintégration par rapport au quark b reste le même avec le schéma suivant :

$$c \rightarrow X + \mu^+ + \nu_\mu. \quad (5.24)$$

Avec pour rapport de branchement $B_{c \rightarrow X\mu\nu} \simeq 9.5 \pm 0.8\%$ de [39] et [32] et une expression de flux différentiel de neutrinos(anti-neutrinos) du muon donnée par :

$$\left(\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu} \right)_{c\bar{c}} = \frac{B_{c \rightarrow X\mu\nu}}{E_d} \left(\frac{5}{3} - 3x^2 + \frac{4}{3}x^3 \right), \quad (5.25)$$

pour $0 \leq E_\nu \leq E_d$ et dans la limite relativiste($\beta \rightarrow 1$).

Avec une perte par hadronisation prise en compte au travers de $z_f \simeq 0.58(\pm 5\%)$.

Ceci étant, avant le processus de désintégration semi-leptonique, les quarks vont subir des interactions par diffusion élastique au sein du milieu dense solaire. Ces interactions vont ralentir de manière certaine les quarks et, par là-même, diminuer leur énergie respective et parfois les stopper. Cet effet est pris en compte en [41]. Ainsi, comme dans le cas du canal pionique où le spectre fonction de la fraction énergétique allouée a été introduit, une distribution du nombre différentiel d'hadrons lourds peut être exprimée comme :

$$\frac{1}{N} \left(\frac{dN}{dE_d} \right)_{hadrons}(E_d) = \frac{E_c}{E_d^2} \exp \left[E_c \left(\frac{1}{E_c} - \frac{1}{E_d} \right) \right], \quad (5.26)$$

où $E_c = 250$ GeV pour les quarks c et $E_c = 470$ GeV pour les quarks b . Ainsi, les flux différentiels relatifs à la désintégration semi-leptonique des quarks b et c convolués de la distribution précédente dans la gamme d'énergie $0 \leq E \leq z_f E_i$ permet d'obtenir le flux différentiel de neutrinos (anti-neutrinos) produits au coeur du Soleil dans ces canaux. Cela apparaît en fig. 5.10 où la contribution directe (avec ou sans prise en compte des rapports de branchement) du canal de désintégration en c est plus élevée que celle en b , mais ce dernier permet un apport plus important en énergie (au-delà de $x \sim 0.58 \equiv z_f^c$) du fait d'une perte par hadronisation plus faible.

5.1.2.3 Neutrinos secondaires issus de la désintégration du quark top

Comme il a été présenté dans le paragraphe concernant l'hadronisation des quarks en pions chargés (5.1.2.1), le quark top ne peut s'hadroniser. Par contre, sa contribution par désintégration en matière de production de neutrinos muoniques énergétiques sera conséquente du fait d'une masse très importante et d'une hypercharge équivalente à celle des quarks up ou $charm$. En effet, en [39], la masse du top est évaluée à $m_t = 172.5 \pm 1.5 \pm 1.3$ GeV conformément aux mesures réalisées au Tevatron issues des Run-I (1992-1996) et Run-II (2001 à aujourd'hui). Ensuite, les hypercharges ($Y_L^t = +1/3; Y_L^{\bar{t}} = -4/3$) induisent une valeur de section efficace $\sigma(B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow f\bar{f}) = 4.62$ (voir les éq. 5.13 et 5.4). Ces constatations permettent d'envisager une production significative de neutrinos de haute énergie dans l'hypothèse où la masse de la LKP est supérieure à la masse du quark top .

Ainsi, l'estimation du flux différentiel de neutrinos muoniques(référencée en [28]) se fait principalement au travers des produits de désintégration du top , c'est-à-dire par

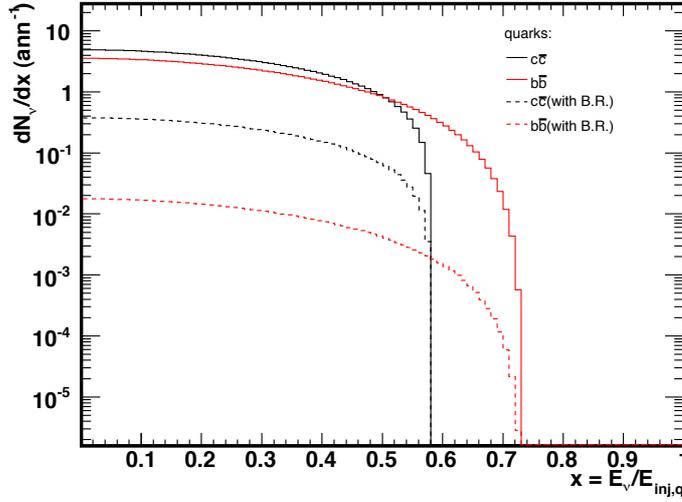


FIG. 5.10: Flux différentiel de neutrinos (anti-neutrinos) produit par la désintégration semi-leptonique des quarks lourds c (noir) et b (rouge). En traits pleins et pointillés apparaissent les contributions des deux canaux sans et avec la prise en compte des rapports de branchement d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)}$ respectivement. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

l'intermédiaire des bosons de gauge W^+ , W^- et des quarks b , \bar{b} . En effet, la quark top se désintègre avec un rapport de branchement $B_{t \rightarrow Wb} \simeq 100\%$ selon le schéma suivant :

$$t \rightarrow W^+ + b. \quad (5.27)$$

La désintégration semi-leptonique du quark b a déjà été étudiée dans le paragraphe précédent. Tandis que pour le boson de gauge W , si le canal de désintégration en muon est seulement envisagé, il peut se désintégrer de la manière suivante :

$$W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (5.28)$$

avec pour rapport de branchement $B_{W \rightarrow \mu\nu} \simeq 10.57 \pm 0.15\%$ [39]. C'est donc au travers de l'apport des deux contributions de désintégration du boson de gauge W et du quark b que le flux différentiel de neutrinos dN_{ν_μ}/dE_ν du muon peut être exprimé selon [28] par :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu} \right)_{\bar{t}\bar{t}} &= \frac{B_{W \rightarrow \mu\nu}}{2\gamma_t\beta_t E_W \beta_W} \ln \frac{\min(E_+, \varepsilon_+)}{\max(E_-, \varepsilon_-)} \Theta(\gamma_t(1-\beta_t)\varepsilon_- < E_\nu < \gamma_t(1+\beta_t)\varepsilon_+) \\ &+ \frac{B_{b \rightarrow X\mu\nu}}{2\gamma_t\beta_t E_d} D_b[E_-/E_d, \min(1, E_+/E_d)] \Theta(E_\nu < \gamma_t(1+\beta_t)E_d). \end{aligned} \quad (5.29)$$

Où β_t et $\gamma_t \equiv (1 - \beta_t^2)^{-1/2}$ sont la vitesse et le facteur de Lorentz du quark top respectivement. Dans le premier terme, le boson W possède une énergie E_W au moment de sa désintégration donnée par :

$$E_W = \frac{m_t^2 + m_W^2}{2m_t}, \quad (5.30)$$

avec $m_W = 80.403 \pm 0.029$ GeV [39] et une vitesse :

$$\beta_W = \frac{m_t^2 - m_W^2}{m_t^2 + m_W^2} = \frac{E_b}{E_W}. \quad (5.31)$$

Ici, le quark b possède une énergie d'injection E_b plus faible que celle du boson W du fait que, cinématiquement :

$$E_b = \frac{m_t^2 - m_W^2}{2m_t}. \quad (5.32)$$

Ensuite, le quark b subit des pertes par hadronisation rapportée en 5.1.2.2 pour aboutir à une énergie au vertex de désintégration $E_d = z_f^b E_b$. Dans le second terme, le spectre différentiel du quark b est paramétrisé par la fonction D_b toujours dans les limites relativistes ($\beta_b \rightarrow 1$). Cette fonction est donnée par :

$$D_b(x, y) = \frac{1}{3} \left[9(x^2 - y^2) + 4(x^3 - y^3) + 6 \ln \frac{y}{x} \right]. \quad (5.33)$$

Sont définies également les énergies, $\varepsilon_{\pm} = E_W(1 \pm \beta_W)$ et $E_{\pm} = E_v \gamma_t^{-1} (1 \mp \beta_t)^{-1}$. Enfin, la fonction d'Heaviside : $\Theta(x) = 1$, si la condition x est vraie et 0 sinon ; elle apporte les limites cinématiques des désintégrations dans les intervalles d'énergie disponibles.

Finalement, le flux différentiel de neutrinos muoniques provenant de la désintégration du quark top est présenté en fig. 5.11. La contribution des deux produits de désintégration du quark top , W et b , y apparaissent. L'hypothèse d'une énergie au centre de masse Q^2 proche de $M_{LKP}^2 \sim 1 \text{ TeV}^2$ est toujours valable et le spectre de neutrinos est représenté en fonction de la fraction d'énergie allouée aux neutrinos : $x \equiv E_v/E_{t,inj}$, où $E_{t,inj}$ est l'énergie d'injection du quark top avant sa désintégration. Ainsi, même si l'apport en neutrinos dans le canal $b \rightarrow X\mu\nu$ ne représente que $\sim 18\%$ de la production totale, celui-ci est non-négligeable à basse énergie comme cela peut être constaté pour des rapports relatifs en énergie $x < 0.07$. Ensuite, en ce qui concerne le canal $W \rightarrow \mu\nu$, le flux différentiel en neutrinos reste constant pour $x < 0.2$ où il est dominé par les paramètres liés à la cinématique de désintégration du boson W comme E_W et β_W . Au-delà de cette valeur, le spectre diminue suivant une loi de puissance $\propto E_v^{-2}$ liée au facteur $\ln(\min(E_+, \varepsilon_+) / \max(E_-, \varepsilon_-))$.

5.1.2.4 Neutrinos secondaires issus de la désintégration du lepton τ

Dernière et non-négligeable source de neutrinos secondaires, est la désintégration des leptons tau. En effet, la désintégration du lepton tau va supplanter les contributions explicitées précédemment pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la production de leptons e , μ , τ par auto-annihilation des paires de LKP ($B^{(1)}B^{(1)}$) dominant tous les autres canaux. Cela apparaît dans le tab. 5.2, où $B_{e,\mu,\tau} = 0.23$ du fait d'hypercharges ($Y_L^e = -1$; $Y_L^{\tau} = +2$) importantes (voir l'éq. 5.13). Ensuite, les leptons tau peuvent se désintégrer et donner lieu à la production de neutrinos muoniques au travers de la plupart de ces canaux. Soit

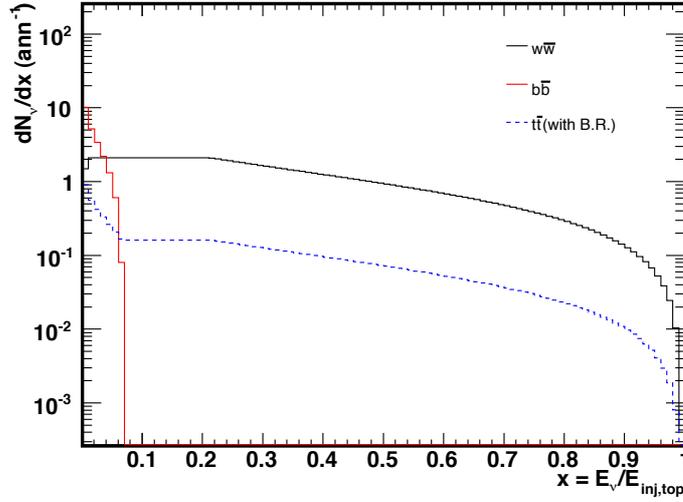


FIG. 5.11: Flux différentiel de neutrinos (anti-neutrinos) produit par la désintégration du quark *top*. Les deux contributions provenant des bosons de gauge *W* (en noir) et des quarks *b* (en rouge) apparaissent. La somme de ces contributions, correspondant à la désintégration du quark *top*, est représentée (en tirés bleus) avec le rapport de branchement d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow t\bar{t}$ pris en compte. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

de manière directe, soit par l'oscillation de neutrinos tau. Tous ces canaux peuvent être schématisés de la manière suivante :

$$\tau \rightarrow l + \nu_l + \bar{\nu}_\tau \text{ ou,} \quad (5.34)$$

$$\tau \rightarrow X + \bar{\nu}_\tau . \quad (5.35)$$

Avec, $l \equiv \mu, e$ leptons et X correspond à des mésons lourds tels que π, a_1, ρ , ou encore K . Dans les canaux de désintégration en $\tau \rightarrow l\nu\nu$, les neutrinos muoniques et du tau sont produits avec des rapports de branchement $B_{\tau \rightarrow \mu\nu\nu} = 17.36 \pm 0.05\%$ et $B_{\tau \rightarrow e\nu\nu} = 17.84 \pm 0.05\%$ [39]. Seuls ces deux canaux leptoniques seront considérés ici pour l'étude analytique. Les autres canaux seront abordés en milieu solaire (voir [15], [16] et [17]) dans la section dédiée à la simulation Monte-Carlo. Conformément aux calculs précédents, c'est en suivant la méthode décrite en [28] et [8] que le flux différentiel de neutrinos muoniques et tauiques peuvent être exprimés suivant :

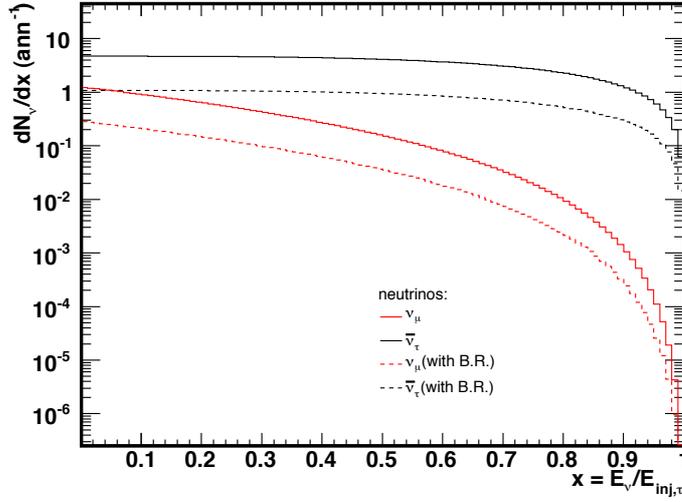


FIG. 5.12: Flux différentiel de neutrinos muoniques (rouge) et anti-neutrinos du tau (noir) produit par la désintégration du lepton τ . Concernant les neutrinos du tau, une somme sur les canaux en $\tau \rightarrow l\nu\nu$ (où $l = \mu, e$) a été réalisée. Les spectres sont représentés avec ou sans rapport de branchement d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow \tau\bar{\tau}$ (ligne pleine/tirés) pris en compte. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

$$\left(\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu}\right)_{\tau\bar{\tau}} = \left(\frac{2B_{\tau \rightarrow \mu\nu\nu}}{E_{\tau, \text{inj}}}\right) [(1 - 3x^2 + 2x^3) + P(-2 + 12x - 18x^2 + 8x^3)], \quad (5.36)$$

$$\left(\frac{dN_{\nu_\tau}}{dE_\nu}\right)_{\tau\bar{\tau}} = \sum_{l=\mu, e} \left(\frac{B_{\tau \rightarrow l\nu\nu}}{E_{\tau, \text{inj}}}\right) \left[\left(\frac{5}{3} - 3x^2 + \frac{4}{3}x^3\right) + P\left(\frac{1}{3} - 3x^2 + \frac{8}{3}x^3\right)\right], \quad (5.37)$$

pour $0 \leq E_\nu \leq E_{\tau, \text{inj}}$ et dans la limite relativiste ($\beta_\tau \rightarrow 1$).

Avec $x = E_\nu/E_{\tau, \text{inj}}$ et $E_{\tau, \text{inj}}$ l'énergie d'injection du lepton tau au moment de sa désintégration. L'effet de la polarisation du lepton τ est prise en compte au travers du second terme avec $P \equiv \pm 1$ pour τ^\mp . En fig. 5.12, avec le rapport de branchement d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow \tau\bar{\tau}$ pris en compte, la contribution des leptons tau se révèle être un ordre de grandeur supérieure à celle provenant de la désintégration semi-leptonique d'un quark b ou équivalente à celle d'un quark c , et sur un intervalle énergétique plus large. Comme il sera vu par la suite, cet écart se creusera davantage par l'oscillation des neutrinos tau, d'autant plus que si l'ensemble des canaux de désintégration du lepton tau sont présents. Ici, seules les neutrinos à saveur muonique ou tauique sont présentés du fait d'un apport électronique quasiment inexistant, après oscillations, dans la gamme d'énergie étudiée [16, 27].

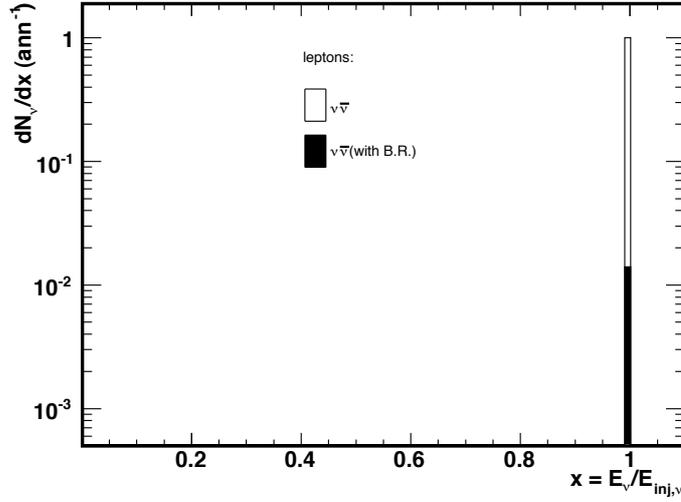


FIG. 5.13: Flux différentiel de neutrinos (anti-neutrinos) produit directement avec ou sans prise en compte du rapport de branchement d'auto-annihilation $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (zone blanche ou noire). Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

5.1.2.5 Neutrinos primaires issus de la production directe $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow \nu\bar{\nu}$

L'un des atouts majeurs de l'auto-annihilation des LKPs, pointé en page 124, est la production massive de paires fermions/anti-fermions comme les neutrinos. Même si le rapport de branchement d'auto-annihilation $B_{\nu\bar{\nu}} = 0.014$ (voir le tab. 5.2), le spectre dur ou mono-énergétique qui en résulte est non-négligeable pour la détection indirecte de matière noire par les télescopes à neutrinos. En effet, la paire de neutrinos produite au vertex d'auto-annihilation est une figuration directe de l'énergie présente au centre de masse. C'est-à-dire que le spectre de neutrinos primaires du muon est piqué à la masse de la LKP s'auto-annihilant suivant l'expression :

$$\left(\frac{dN_{\nu\mu}}{dE_\nu}\right)_{\nu\bar{\nu}} = \frac{1}{m_{B^{(1)}}}. \quad (5.38)$$

Avec $m_{B^{(1)}} = 1$ TeV. En fig. 5.13, avec en abscisse le rapport $x = E_\nu/E_{inj,\nu} \equiv E_\nu/m_{B^{(1)}}$, le spectre permet d'observer cette distribution pour des neutrinos ou anti-neutrinos, et ceci quelque soit la saveur mise en jeu.

Maintenant que la majorité des canaux de production prépondérants ont été définis et étudiés analytiquement, il s'agit maintenant de déterminer l'allure du spectre final, observable sur Terre.

5.2 Propagation des neutrinos du coeur du Soleil à la Terre

L'estimation du flux de neutrinos issus de l'auto-annihilation des LKPs en plein coeur du Soleil n'est pas une chose aisée. En effet, l'état de complexité du milieu solaire et des multiples interactions qui peuvent avoir lieu en son sein font qu'un calcul analytique des spectres énergétiques en neutrinos devient difficile. C'est pourquoi, il est généralement nécessaire d'avoir recours à une simulation tenant compte d'un modèle effectif de différentes couches solaires comme en [7]. Cependant, en faisant certains choix sur la nature des interactions engagées et sur certains canaux prépondérants, il est possible de quantifier analytiquement une valeur de flux attendue. C'est ce qui fait l'objet de cette section.

5.2.1 Passage en milieu solaire

Tout d'abord, en ce qui concerne le passage dans le milieu dense solaire, l'évaluation des flux sortants en surface du Soleil peut se faire de deux manières différentes et ceci relativement aux saveurs considérées. D'un côté, lorsque les neutrinos ν_μ et ν_e subissent des diffusions par courant chargé, les muons et électrons qui en résultent sont rapidement thermalisés. Ils perdent donc rapidement leur énergie avant de pouvoir se désintégrer de nouveau. Le flux de neutrinos émergents devient ainsi nul. Ceci n'est pas le cas pour les neutrinos ν_τ pour lesquels les interactions par courant chargé permettent de régénérer le flux de neutrinos par productions successives de leptons τ (Voir annexe A.2). Le temps de vie d'un lepton τ étant significativement plus faible que son temps moyen d'interaction, un neutrino ν_τ émergera de nouveau, suivi d'un neutrino ν_μ secondaire. Et ainsi de suite jusqu'à ce que le lepton τ soit absorbé ou que le neutrino issu de la régénération s'expulse du milieu d'interaction. Par conséquent, il est fait le choix de ne considérer ni les neutrinos secondaires muoniques issus des canaux $\tau\bar{\tau}$ et direct en $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$, ni les oscillations en milieu solaire. Ces conditions privilégient les neutrinos muoniques dont les diffusions ont été les plus rares et dont l'énergie en sortie sera maximale.

Ainsi, les flux différentiels émergents du Soleil en surface peuvent être donnés de la manière suivante [2] :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN_{\nu_{\mu,e}}}{dE_\nu}\right)_{canal}^\odot &= \left(\frac{dN_{\nu_{\mu,e}}}{dE_\nu}\right)_{canal}^{n-d} \text{ et,} \\ \left(\frac{dN_{\nu_\tau}}{dE_\nu}\right)_{canal}^\odot &= \left(\frac{dN_{\nu_\tau}}{dE_\nu}\right)_{canal}^{n-d} + \left(\frac{dN_{\nu_\tau}}{dE_\nu}\right)_{canal}^d. \end{aligned} \quad (5.39)$$

Où,

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN_{\nu_l}}{dE_\nu}\right)_{canal}^{n-d} &= \exp^{-E_{\nu_l}/E_k} \left(\frac{dN_{\nu_l}}{dE_\nu}\right)_{canal} \text{ et,} \\ \left(\frac{dN_{\nu_\tau}}{dE_\nu}\right)_{canal}^d &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln 10 \sigma E} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} \log^2 \left(\frac{E_{\nu_\tau}}{E_t} \right) \right] \left(\frac{dN_{\nu_\tau}}{dE_\nu}\right)_{canal}. \end{aligned} \quad (5.40)$$

Avec pour exposants : \odot , l'indicateur d'un flux différentiel en surface du Soleil et, $(n-d)$ pour les parts de flux (non-)diffusées. Ces égalités sont valables quelque soit le

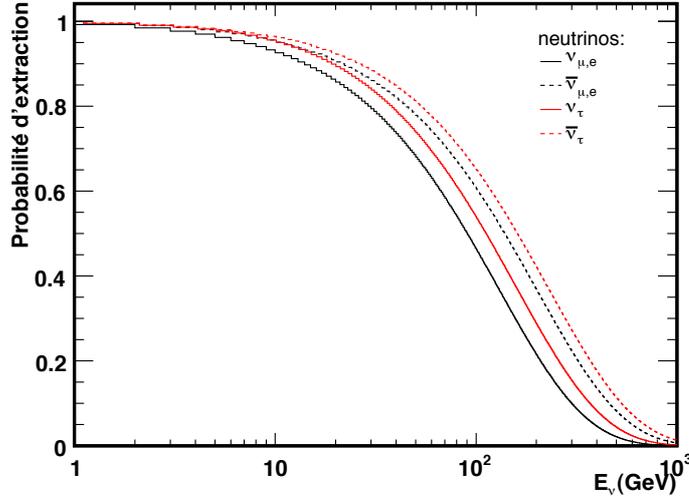


FIG. 5.14: Probabilité de sortie d'un neutrino du milieu solaire en fonction de l'énergie E_ν et de la saveur envisagée. Quelque soit l'énergie du neutrino, l'amplitude de probabilité s'avère supérieure dans le cas des neutrinos $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ (en rouge) à celle des neutrinos $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ (en noir). Et ceci en raison de la régénération des neutrinos ν_τ tout au long de leur passage au travers du milieu solaire, phénomène inexistant dans les canaux électronique ou muonique.

canal de production de neutrinos envisagé. Le facteur \exp^{-E_ν/E_k} représente la probabilité P_ν qu'un neutrino puisse s'extraire du Soleil avec une énergie E_ν sans interagir, donc avec une énergie intacte. Cette paramétrisation est fonction de la saveur du neutrino avec : $E_k \simeq 130, 200$ GeV pour les neutrinos $\nu_{\mu,e}, \bar{\nu}_{\mu,e}$ et $E_k \simeq 160, 230$ GeV pour les neutrinos $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ [16]. E_k définit l'énergie pour laquelle le nombre moyen d'interactions subies par un neutrino est égale à l'unité. Ensuite, en ce qui concerne la fonction normale, facteur de dN_{ν_τ}/dE_ν en éq. 5.40, elle correspond à la paramétrisation du nombre différentiel de neutrinos ν_τ émergents en prenant en compte la régénération au travers des multiples diffusions par CC. Les paramètres de cette fonction sont : $\sigma = 0.53, 0.49$ et $E_l = 60, 113$ GeV pour les neutrinos ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$ respectivement [16]. Ces deux distributions, relatives aux saveurs des neutrinos, sont montrées en fig. 5.14. Ainsi, du fait de la contribution du spectre de ré-injection, les neutrinos ν_τ ont un potentiel de sortie du milieu solaire plus élevé que les neutrinos $\nu_{\mu,e}$.

5.2.2 De la surface du Soleil à la Terre

Lors de la propagation dans le vide entre la surface du Soleil et la Terre, comme cela a été décrit en annexe A.4.2, les neutrinos de saveurs leptoniques l peuvent osciller avec une probabilité P^{vide} exprimée comme :

$$P^{vide}(\nu_a \rightarrow \nu_b) = \sin^2(2\theta_{ab}) \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{ab}^2(\text{eV}^2) R(\text{km})}{E_\nu(\text{GeV})}\right), \quad (5.41)$$

recalculée à partir de l'éq. A.19 dans le système d'unité standard (SU), et où $a, b \equiv e, \mu, \tau (a \neq b)$, θ_{ab} est l'angle de mélange dans le vide entre deux saveurs, et Δm_{ab}^2 est la différence quadratique entre deux états propres de masse de neutrinos. Les paramètres d'oscillations ont été contraints par les différentes expériences consacrées aux oscillations de neutrinos (voir l'annexe A.4.1) et étudiés en [31]. En ce qui concerne la distance R séparant le Soleil de la Terre, l'utilisation de sa valeur moyenne donnée à $\sim 1.496 \times 10^8$ km s'avère suffisante. En effet, du fait de la très faible excentricité de l'orbite terrestre estimée à $e \simeq 0.0167$, la trajectoire de la Terre est très sensiblement circulaire. En fig. 5.15, la probabilité de survie dans le vide $P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ a été calculée sur un intervalle $E_\nu \in [0; 1000]$ GeV, moyennée sur chaque canal en énergie de 10 GeV et pour trois distances différentes $R_1 \simeq 1.521 \times 10^8$ km, $R_2 \simeq 1.471 \times 10^8$ km et $R_3 \simeq 1.496 \times 10^8$ km correspondant respectivement à la périhélie, l'aphélie et enfin à la distance moyenne Soleil-Terre sur une année. Les paramètres d'oscillations ont été choisis comme $\theta_{23} = 45^\circ$ et $\Delta m_{32}^2 = 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Il apparaît, à gauche, que la dispersion de l'amplitude des oscillations est bien trop faible pour être identifiable d'un point de vue énergétique. La résolution en énergie actuelle des télescopes à neutrinos comme ANTARES étant relativement élevée ($\simeq 50\%$), l'évolution temporelle du flux de neutrinos muoniques en fonction de la ligne de base de l'expérience reste inobservable. Par contre, un flux mono-énergétique de très haute intensité pourrait permettre d'observer une variation du nombre d'événements détectés dans une gamme d'énergie où la probabilité de survie est importante et son évolution lente comme entre 400 et 500 GeV (voir la fig. 5.15, à droite). Ce type de flux mono-énergétique existe dans le modèle mis en avant dans cette

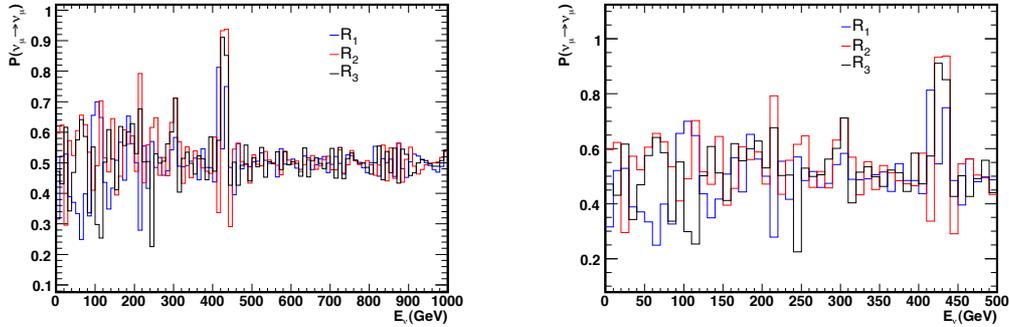


FIG. 5.15: À gauche : variation de la probabilité de survie dans le vide $P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ pour trois distances différentes séparant le Soleil de la Terre, c'est-à-dire à la périhélie $R_1 \simeq 1.521 \times 10^8$ km (en bleu), à l'aphélie $R_2 \simeq 1.471 \times 10^8$ km (en rouge) et à une distance moyenne $R_3 \simeq 1.496 \times 10^8$ km (en noir). Les paramètres d'oscillations ont été choisis comme $\theta_{23} = 45^\circ$ et $\Delta m_{32}^2 = 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. À droite : agrandissement de l'intervalle en énergie $[0; 500]$ GeV où la probabilité de survie du neutrino muonique est importante autour de 430 GeV et son évolution en terme énergétique plus lente. Ceci est intéressant pour l'observation éventuelle d'une variation dans le nombre d'événements observés.

étude, au travers de la production directe de neutrinos de toutes saveurs représentatifs de l'énergie au centre de masse vu en 5.1.2.5. Cependant, ces neutrinos sont produits avec le même rapport de branchement, et si seuls les plus énergétiques sont considérés (minimum d'interactions avec le milieu solaire), le processus d'oscillation entre le Soleil et la Terre n'induirait aucune différence de proportion entre les neutrinos muoniques et ceux du tau. C'est pourquoi, après toutes ces considérations, il est fait le choix de continuer cette étude analytique avec pour distance $R = R_3$, donnant ainsi accès à une situation effective beaucoup plus représentative de ce dont un télescope à neutrinos est aujourd'hui capable d'observer.

Ainsi, le flux de neutrinos muoniques atteignant la Terre est exprimé comme :

$$\left(\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu}\right)_{canal}^\oplus = \left(\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu}\right)_{canal}^\ominus P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) + \left(\frac{dN_{\nu_\tau}}{dE_\nu}\right)_{canal}^\ominus (1 - P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)), \quad (5.42)$$

avec pour exposant \oplus correspondant à l'identification d'un flux arrivant sur Terre. Une expression équivalente existe pour les anti-neutrinos sachant que $P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = P^{vide}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$ (pas de violation de CP) dans ce contexte d'oscillations à deux neutrinos.

C'est donc en tenant compte de :

- l'ensemble des contributions, considérées en 5.1.2, localisées au centre du Soleil et résumées avec la fig. 5.16, où tous les canaux spécifiés sont affectés de leur rapport de branchement d'auto-annihilation $B_{B(1)B(1) \rightarrow f\bar{f}}$ respectif, et une sommation sur les neutrinos et anti-neutrinos est réalisée.

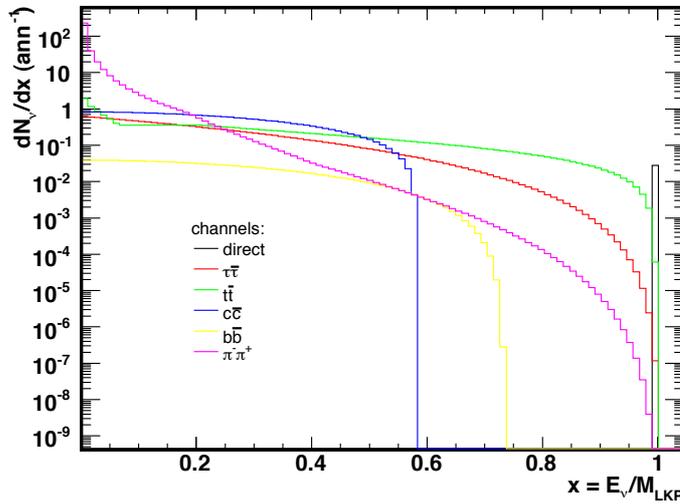


FIG. 5.16: Résumé de toutes les contributions prises en compte dans l'étude analytique : canal direct (noir) et les canaux en $\tau\bar{\tau}$ (rouge), $t\bar{t}$ (vert), $c\bar{c}$ (bleu), $b\bar{b}$ (jaune) et $\pi^-\pi^+$ (rose). Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

- la propagation des neutrinos muoniques et tauiques au travers du milieu solaire à l'aide des expressions données dans les éq. 5.39 et 5.40, où seules les neutrinos muoniques n'interagissant pas ou que très peu avec la matière solaire ont été envisagés, et en ayant pris en compte le processus de régénération des leptons τ sur leurs parcours entre le centre et la surface du Soleil.
- la propagation dans le vide des neutrinos muoniques et tauiques entre la surface du Soleil et la Terre pendant laquelle un mécanisme d'oscillations à deux saveurs a été calculé suivant l'expression donnée en éq. 5.41.

que le flux de neutrinos muoniques arrivant sur Terre est évalué en fig. 5.17 avec une représentation de l'évolution de celui-ci en fonction de son parcours. Il est remarquable de constater que le spectre de neutrinos muoniques est réhaussé dans sa propagation Soleil-Terre par l'oscillation en sa faveur des neutrinos tauiques. En effet, en raison de la prise en compte des neutrinos ν_τ et de leurs régénérations en milieu solaire, ce spectre a pour conséquence d'augmenter le flux de nature muonique jusqu'à atteindre en définitive des valeurs proches de ce dernier au centre du Soleil. Notamment, aux très hautes énergies pour lesquelles l'amplitude du spectre de neutrinos ν_τ peut être de deux ordres de grandeur supérieure à celui des neutrinos ν_μ dans le canal d'auto-annihilation en double leptons τ . Participe également à cette action le canal direct, mais dans une moindre mesure, du fait d'une production équivalente des trois saveurs comme cela apparaît pour $x = 1$. Plus en détails, le processus majoritaire dans le réhaussement du flux de neutrinos muoniques se situe finalement dans les oscillations et non dans la régénération comme cela apparaît clairement en fig. 5.18. En effet, si seule l'oscillation est envisagée, le spectre n'évolue que très peu. Les deux spectres avec ou sans prise en compte de la régénération des leptons τ sont finalement superposés. La contribution de la régénération est toutefois majoritaire vers les basses énergies en raison des pertes subies lors des interactions par CC et NC successives, mais sa conséquence sur le spectre final reste minime.

Dans ce qui précède, il a donc été question d'introduire la phénoménologie d'auto-annihilation de la matière noire dans le cadre du modèle UED et de passer en revue les principaux canaux d'auto-annihilation nécessaire à la mise en oeuvre d'une évaluation analytique du flux de neutrinos muoniques observable par les télescopes à neutrinos actuels. À partir de là, par le calcul des différentes contraintes associées aux interactions en milieu solaire et aux oscillations dans le vide, le spectre énergétique en neutrinos muoniques arrivant sur Terre a été représenté. Maintenant, il s'agit d'utiliser ces différentes considérations physiques et expérimentales au travers d'une simulation Monte-Carlo, afin d'évaluer avec précision les conséquences d'un modèle effectif solaire sur les flux sortants. C'est ce qui est réalisé dans la section suivante.

5.3 Monte-Carlo associé

Pour une étude précise des productions et conséquences spectrales au sein du milieu solaire (milieu très dense et complexe), il est intéressant d'utiliser une simulation Monte-Carlo, comme cela a déjà pu être réalisé en [8, 15, 16], pour évaluer en détails l'amplitude de tous les flux de neutrinos émergents. Par conséquent, il a été choisi d'utiliser la dernière réalisation Monte-Carlo issue du travail de Blennow, Edsjö et Ohlsson [18] complètement

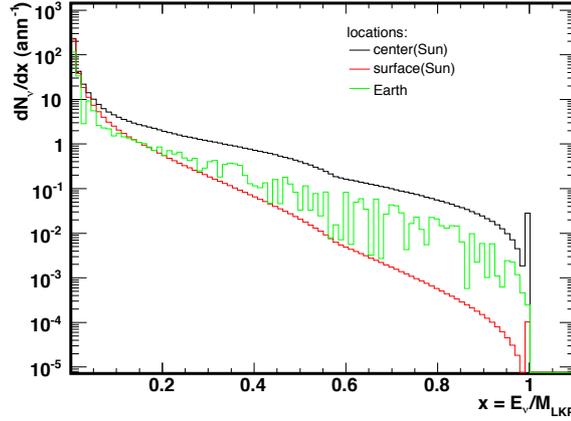


FIG. 5.17: Évaluation du flux de neutrinos muoniques représenté successivement au centre (noir) et en surface (rouge) du Soleil, et enfin à son arrivée sur Terre (vert). Au départ, les interactions des neutrinos avec le milieu solaire et la paramétrisation associée induisent une décroissance exponentielle du flux à haute énergie, d'où une diminution du spectre en surface. Ensuite, l'impact du spectre de réinjection en neutrinos ν_τ produit un réhaussement du spectre, principalement à haute énergie, en raison du processus d'oscillation à deux saveurs sur la distance Soleil-Terre. Ainsi, le spectre observé sur Terre devient en partie équivalent à lui-même en son point de production. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

modèle-indépendant et fondé sur une logique similaire à la simulation *DarkSUSY* [22] dédiée aux modèles supersymétriques.

5.3.1 Présentation

Cette simulation Monte-Carlo, dénommée *WimpSim* et dont la dernière version peut être récupérée en libre accès à partir de [19], est entièrement dédiée à l'auto-annihilation des particules de matière noire au sein de corps massifs comme le Soleil et la Terre dans l'optique d'être entièrement indépendante du modèle envisagé. C'est-à-dire que l'ensemble des canaux d'auto-annihilation en particules du Modèle Standard tels que : W^-W^+ , Z^0Z^0 , gg , $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau\bar{\tau}$, $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$, sont produits sans aucune considération de rapport de branchement que ce soit. Ensuite, l'ensemble des processus d'hadronisation, de désintégration, de perte en énergie ou d'absorption des produits peuvent être simulés par l'utilisation de PYTHIA (version 6.400) [111] dont l'importance est de pouvoir étendre l'évaluation analytique précédente à tous les canaux de désintégration susceptibles de produire des neutrinos muoniques ou tauiques. Cela est, par exemple, le cas dans la désintégration des leptons τ , où seuls deux canaux de désintégration ont été envisagés en 5.1.2.4, sachant que ce type de processus produit à 100 % des neutrinos ν_τ sur une large échelle d'énergie.

Ensuite, l'auto-annihilation des particules de matière noire et la propagation des produits se réalisent, dans le cadre de cette étude, au coeur du Soleil. Ceci conduit à devoir

estimer la probabilité qu'une particule a de se désintégrer avant d'être absorbée, ou encore les éventuelles suppressions qui peuvent avoir lieu dans le spectre de neutrinos. Pour cela, cette simulation utilise un modèle standard solaire, maintenant grandement diffusé au travers des publications, celui de Bahcall *et al.* [7]. Celui-ci apporte une estimation de la densité des éléments dominants en fonction de la distance radiale au centre du Soleil, basée sur les dernières mesures de flux du Sudbury Neutrino Observatory (SNO). Ainsi, la densité de protons et de neutrons permet de contraindre l'intensité des interactions par courant chargé ou neutre (voir les annexes A.2 et A.3) du type neutrino-nucléon. Et, afin de calculer avec précision le terme d'énergie potentielle $\sqrt{2}G_F N_e$ (voir en annexe A.4.3) présent dans l'Hamiltonien des oscillations à trois saveurs dans la matière, la densité électronique doit être connue.

Les principales étapes de la simulation Monte-Carlo sont donc les suivantes [18] :

- Un emplacement pour le vertex d'auto-annihilation des particules de matière noire est choisi de manière aléatoire en faisant l'hypothèse que seule l'agitation thermique des WIMPs est leur vecteur de déplacement. Ainsi, le nombre de WIMPs présents dans un volume de rayon r suit une distribution gaussienne donnée par :

$$n(r) = n(0) e^{-\frac{r^2}{2r_{WIMP}^2}} \tag{5.43}$$

avec,

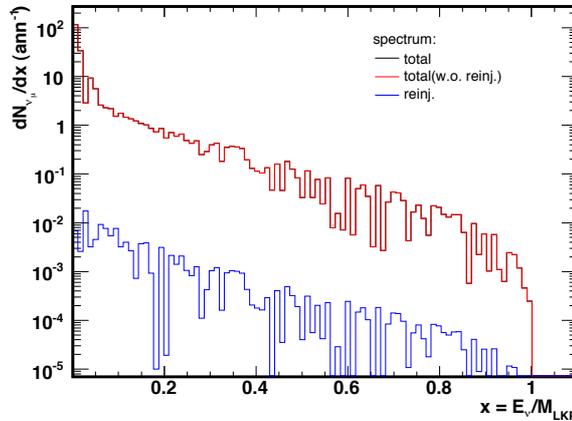


FIG. 5.18: Mise en avant de l'impact du spectre de réinjection de neutrinos ν_τ au travers de son oscillation en neutrinos ν_μ . Les spectres de neutrinos muoniques avec et sans prise en compte de la régénération des leptons τ (noir et rouge respectivement) sont présentés, mais quasiment superposés. Le spectre de réinjection (en bleu) a finalement une conséquence minimale sur le spectre totale. L'oscillation $\nu_\tau \leftrightarrow \nu_\mu$ a été considéré comme le processus majoritaire. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

$$r_{WIMP} = \left(\frac{3kT}{4\pi G\rho M_{WIMP}} \right)^{1/2}, \quad (5.44)$$

où r_{WIMP} représente l'équilibre entre le potentiel gravitationnel et l'agitation thermique, $k \simeq 8.62 \times 10^{-5} \text{eV K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, $T \sim 15.7 \times 10^6 \text{ K}$ est la température au coeur du Soleil, $G \simeq 6.67 \times 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$ est la constante gravitationnelle, $\rho \sim 1.5 \times 10^5 \text{kg m}^{-3}$ est la densité du coeur solaire et M_{WIMP} est la masse d'une WIMP. Etant donné que la plupart des productions de particules du Modèle Standard se font dans un volume de rayon $r_{WIMP} (\sim 10^3 \text{km}, \text{ pour } M_{WIMP} \sim 1 \text{TeV}) \leq 0.001 r_{\odot}$, l'évolution d'une particule migrante peut être considérée comme radiale.

- Le milieu solaire est divisé en de multiples couches sphériques de densité constante et d'épaisseur avoisinant 0.3% du rayon solaire. Ce choix a été fait afin d'obtenir un équilibre entre vitesse de calcul et précision dans la définition de la composition radiale du Soleil. D'après [18], cela induit une erreur sur l'état des neutrinos émergents inférieure à 1%.
- Sur chaque couche de densité successive, les interactions par courant chargé et neutre sont estimées, et cela en même temps que la probabilité d'oscillation des neutrinos d'un état de saveur à un autre. Ainsi, l'interaction par courant neutre étant indépendante du type de saveur engagée (voir l'annexe A.3), les pertes énergétiques sont rapidement calculées. Cependant, si une interaction par courant chargé rentre en jeu, la saveur du neutrino doit être identifiée afin de définir le type du lepton émergent. À savoir si celui-ci présente une aptitude à pouvoir rester stable (électron) ou s'il présente une probabilité de pouvoir se désintégrer avant d'être absorbé (muon ou tau). Dans le cas particulier du lepton τ , sa désintégration est aussi simulée à l'aide du programme PYTHIA afin de récupérer les caractéristiques cinématiques des neutrinos produits, les neutrinos ν_{τ} étant particulièrement importants dans le cadre du spectre de réinjection. Ces opérations sont ainsi répétées jusqu'à atteindre la surface du Soleil.
- En surface, les flux sont propagés jusqu'à atteindre la Terre sur une distance moyenne utilisée dans le calcul analytique en 5.2.2. Le processus d'oscillations à trois saveurs dans le vide (voir annexe A.4.3) est utilisé.

Maintenant que le principe général de fonctionnement de la simulation Monte-Carlo a été posé, la section suivante sera consacrée à apporter des résultats clairs sur les différents flux attendus.

5.3.2 Étapes de la simulation

L'évaluation des flux de neutrinos est divisée en trois grandes étapes correspondant aux points critiques de changement éventuel dans l'amplitude ou la forme des spectres observés. La totalité de la simulation a été réalisée pour dix-sept masses différentes de WIMP sur l'intervalle [10 GeV; 10 TeV]. Cependant, seulement trois valeurs de masses à 10, 250 et 1000 GeV seront utilisées afin de mettre en avant plus clairement les différences potentielles se présentant. Enfin, afin d'obtenir une statistique convenable, il a été fait le

choix de travailler à partir de plusieurs échantillons composés chacun de 2.5 millions d'auto-annihilations générées. Comme il est spécifié en [18], ceci est un bon compromis entre statistique et temps de calcul. Pour ce qui suit, seul le modèle de matière noire UED est considéré et la particule de matière noire mise en jeu est donc une LKP.

5.3.2.1 Au centre du Soleil

Tout d'abord, il est fait le choix de n'étudier que les canaux dont les amplitudes en flux de neutrinos muoniques sont prépondérantes pour des raisons spécifiées en page 124. Ainsi, les canaux d'auto-annihilation d'une paire de $B^{(1)}B^{(1)}$ en $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau\bar{\tau}$, $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ sont visibles en fig. 5.19. Chacune des contributions est représentée par son spectre dN_{ν_μ}/dx en fonction du rapport d'énergie allouée au neutrino sortant, $x = E_\nu/M_{LKP}$, et cela pour trois valeurs de masse d'une LKP.

Pour les canaux en $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$, si les valeurs de spectre sont comparées à celles qui ont été déterminées de manière analytique en fig. 5.10, il est intéressant de remarquer que l'étendue de l'intervalle en énergie capable de fournir des flux de neutrinos muoniques non nuls sont relativement équivalents. C'est-à-dire que les coupures énergétiques estimées pour lesquelles les quarks lourds c et b sont absorbés dans le milieu solaire sont théoriquement exactes. Pour $x_{c,b} \geq 0.7$, le nombre de neutrinos muoniques produits devient nul. Cependant, la dégradation du spectre avec l'augmentation de x s'avère plus rapide que dans le cas analytique. Ceci peut s'expliquer par l'utilisation, dans la simulation Monte-Carlo, des fonctions de distribution de parton (PDFs) définies comme la CTEQ6-DIS [70]. Cette dernière permet de calculer, à l'aide des dernières avancées théoriques en matière de QCD, les sections efficaces des quarks lourds en milieu très dense comme cela est le cas dans le coeur du Soleil. Ainsi, l'analyse successive des sections efficaces en fonction de la densité du milieu environnant permet d'aboutir à une évaluation plus précise des pertes par hadronisation et interactions. Ce qui conduit à une décroissance en $e^{-\alpha}$ du nombre de neutrinos muoniques en fonction de l'énergie allouée par rapport au centre de masse. À noter d'ailleurs, dans ce spectre, la présence de l'hadronisation en pions chargés dont le spectre calculé en 5.1.2.1 est plus représentatif de la loi de dégradation énergétique précitée. Ainsi, il peut être conclu que le processus d'hadronisation en pions chargés domine le spectre des quarks c et b jusqu'à la valeur critique $x_{c,b}$ où les quarks sont arrêtés et absorbés. Ensuite, pour ce qui est de la dépendance énergétique au centre de masse, l'hadronisation étant plus favorable à basse énergie comme cela a été constaté en fig.5.8, les quarks lourds s'hadronisent d'autant plus vite que l'énergie au centre de masse est faible. Ce qui limite les pertes par diffusions, les absorptions et la production de neutrinos aux hautes énergies s'en trouve favoriser. L'évolution des spectres entre $M_{LKP} = 10$ GeV et $M_{LKP} = 1$ TeV marque bien ce dernier fait.

Pour le canal en $t\bar{t}$, la contribution issue d'une énergie au centre de masse $M_{LKP}^2 = 100 \text{ GeV}^2$ est inexistante. Etant donné que la masse du quark top est estimée à $m_t \simeq 172.5$ GeV [39], l'énergie nécessaire à sa production en paire n'est pas atteinte. Cependant, au-delà de m_t^2 , le spectre déterminé de manière analytique en 5.1.2.3 est vérifié. Ce spectre de neutrinos étant dominé par la désintégration des bosons W sur une large gamme d'énergie (voir la fig. 5.11), lorsque l'énergie allouée augmente, la section efficace du W diminue [71]. Ce qui a pour effet de restreindre les pertes d'énergie par diffusions successives dans le milieu solaire et d'augmenter le potentiel de production de neutrinos aux hautes

énergies. D'où, une différence significative entre les deux spectres représentés dans la gamme $x \in [0.9; 1.0]$.

Ensuite, pour le canal en $\tau\bar{\tau}$, il n'y a aucune dépendance en matière d'énergie apportée au centre de masse. Le lepton τ ne s'hadronise pas comme les quarks lourds c ou b et son temps de vie est si faible ($t = (290.6 \pm 1.0) \times 10^{-15}$ s [39]) que cela limite les ralentissements et les absorptions dans le milieu solaire à un nombre quasiment nul. C'est pourquoi les courbes représentant ce canal en fig. 5.19, pour trois masses de la LKP, sont entièrement superposées. Maintenant, ce résultat provenant de la simulation Monte-Carlo s'avère être entièrement similaire à ce qui avait été trouvé en 5.1.2.4 de manière analytique. Premièrement, le seul canal donnant directement naissance à des neutrinos muoniques avait été envisagé en $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$. Donc, même si le code PYTHIA permet de parcourir l'ensemble des voies de désintégration d'un lepton, seul ce dernier est important à ce stade, dans le centre solaire. Deuxièmement, la chaîne de désintégration du lepton τ n'est pas du tout dépendante du milieu dans lequel elle s'opère. Ainsi, même si la composition du coeur était inconnue analytiquement, le résultat final en est inchangé.

Pour finir, seul le canal direct en $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ est présenté. Le processus d'auto-annihilation est entièrement aveugle face aux saveurs de neutrinos qui apparaissent, donc, intrinsèquement, les trois spectres directs sont équivalents. Comme cela a été défini dans l'expression 5.38, les neutrinos issus d'un canal direct sont représentatifs de la masse des LKPs qui leur ont donné naissance. Ceci se traduit par un flux mono-énergétique centré sur $x = 1$.

Dans ce qui suit, la propagation vers la surface du Soleil va être discutée avec la présence des processus d'oscillation en milieu dense et de régénération. Ainsi, il est intéressant de s'informer sur les contributions apportées aux deux autres saveurs de neutrino dans chacun des canaux d'auto-annihilation. En fig. 5.20, quelque soit le canal, les spectres de neutrinos muoniques et électroniques sont similaires en raison de rapports de branchement de production équivalents dans les désintégrations du type leptonique ou semi-leptonique [39]. Pour le neutrino ν_τ , ceci est différent. Ses spectres, dans les canaux liés aux désintégrations *promptes* et hadronisations des quarks c ou b , sont plus faibles que les précédents avec parfois deux ordres de grandeur de différence dans le cas du premier canal. Cependant, notamment à basse énergie pour le quark b , l'amplitude peut être équivalente aux neutrinos muoniques et ainsi devenir intéressante pendant le passage dans le milieu solaire. Pourtant, avec un rapport de branchement d'auto-annihilation $B_{B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow b\bar{b}} = 0.005$ (voir tab. 5.2), l'intérêt de cette contribution s'amenuise rapidement. Une telle différence apparaît également pour le canal en $\tau\bar{\tau}$, pour lequel la tendance est inversée cette fois-ci. En effet, un lepton τ produit sans exception un neutrino ν_τ dans chacun de ces canaux de désintégration [39]. Ceci a pour effet de donner naissance à un spectre en neutrinos ν_τ bien supérieur à ceux des deux autres saveurs et notamment à très haute énergie. Enfin, pour le canal en $t\bar{t}$, les spectres sont sensiblement équivalents avec pourtant une légère prépondérance en neutrinos ν_τ pour $x \in [0.05; 0.5]$. Premièrement, le quark *top* se désintègre majoritairement en $t \rightarrow Wb$ et son spectre est dominé sur une large gamme en énergie par la désintégration du boson W (voir 5.1.2.3). Les rapports de branchement de désintégration du W en neutrinos sont : $B_{W \rightarrow e\nu} = (10.75 \pm 0.13) \times 10^{-2}$, $B_{W \rightarrow \mu\nu} = (10.57 \pm 0.15) \times 10^{-2}$ et $B_{W \rightarrow \tau\nu} = (11.25 \pm 0.20) \times 10^{-2}$ [39]. Il y a donc un léger avantage pour la production de neutrinos ν_τ . Deuxièmement, vers les basses énergies ($x \leq 0.5$), l'amplitude du spectre

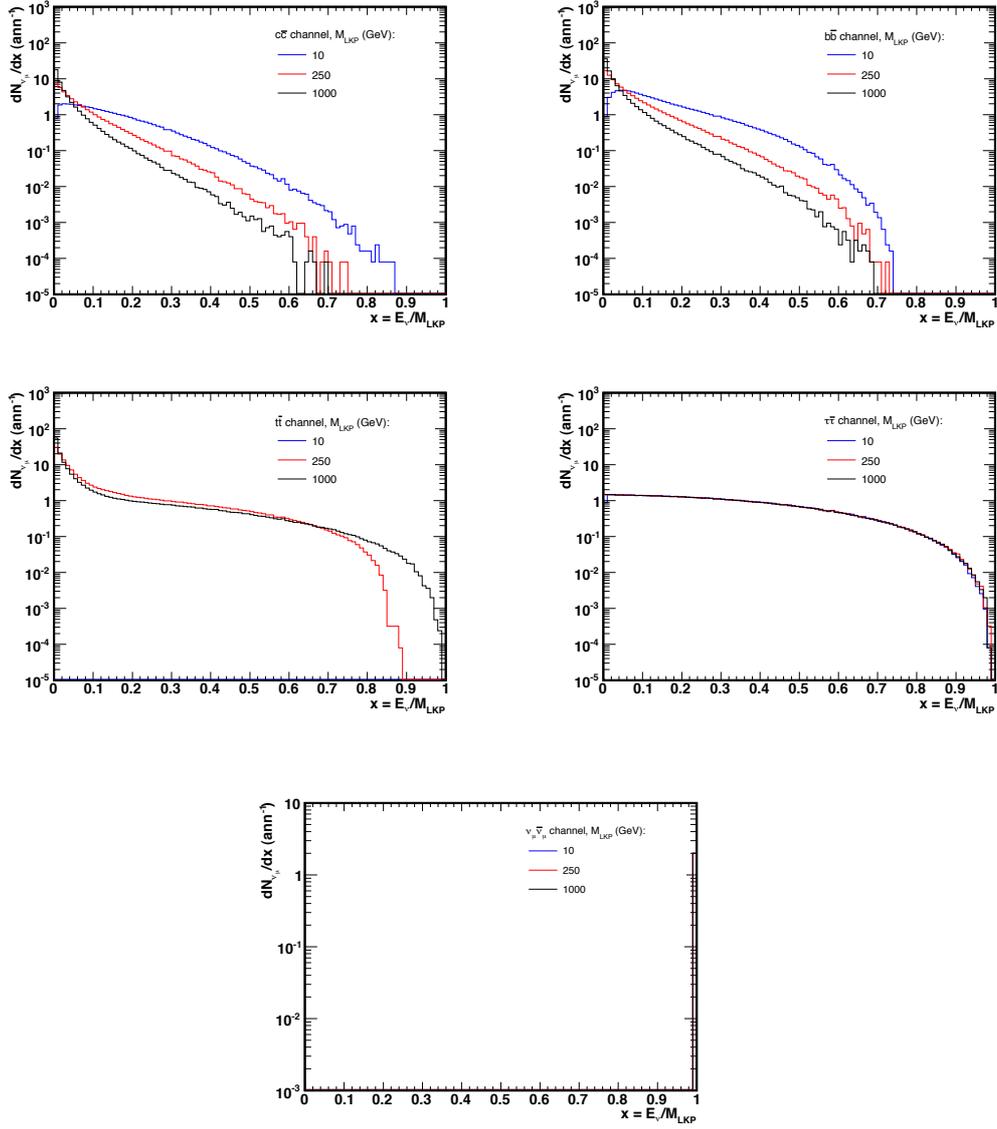


FIG. 5.19: Au centre du Soleil : spectres de neutrinos muoniques pour trois masses différentes de la LKP : 10, 250 et 1000 GeV (bleu, rouge, noir respectivement) dans les canaux d'auto-annihilations en $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau\bar{\tau}$ et $\nu_e\bar{\nu}_e$. Les deux canaux directs restants $\nu_e\bar{\nu}_e$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ étant similaires au premier. Pour le canal en $t\bar{t}$, la contribution à $M_{LKP} = 10$ GeV est inexistante, du fait d'une énergie au centre de masse trop faible pour produire une paire de quark top. Une sommation sur les neutrinos et les anti-neutrinos a été faite. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

de neutrinos provenant de la désintégration du quark b augmente avec l'énergie qui diminue. Comme cela a été remarqué précédemment, la contribution en neutrinos du τ pour ce canal converge vers une amplitude similaire aux autres saveurs. Ainsi, ces deux effets

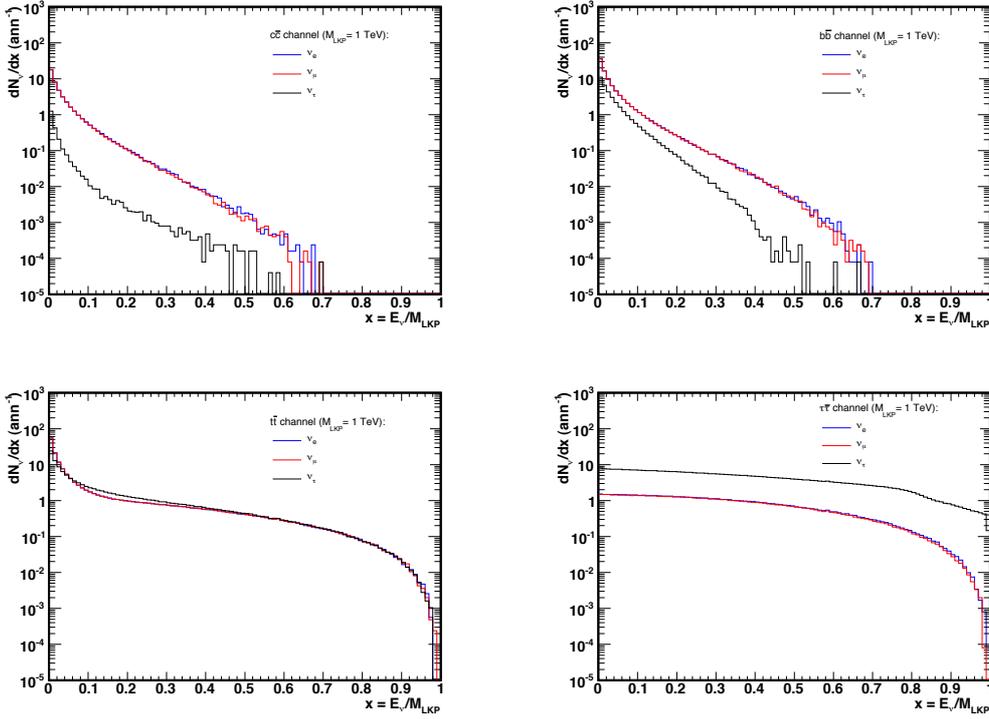


FIG. 5.20: Spectres de neutrinos $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ pour une masse $M_{LKP} = 1 \text{ TeV}$ (bleu, rouge, noir respectivement) dans les canaux d'auto-annihilations en $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$ et $\tau\bar{\tau}$, les canaux directs étant déjà présents dans la figure qui précède. Une sommation sur les neutrinos et les anti-neutrinos a été faite. Les spectres électroniques et muoniques sont équivalents et ceci quelque soit le canal considéré. Ce qui n'est pas le cas pour les neutrinos ν_τ dont la présence est prépondérante dans le canal en $\tau\bar{\tau}$. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

conduisent à la disparité entre le spectre en ν_τ et ceux en ν_e , ν_μ .

Donc, comparé à ce qui a été calculé dans l'étude analytique, les spectres de neutrinos ν_τ sont conformes aux prédictions en ce qui concerne la désintégration des leptons τ et le canal direct. Seul l'apport provenant du canal en $t\bar{t}$ n'avait pas été estimé. Cela permet ainsi d'entrevoir une substantielle augmentation du flux de neutrinos muoniques au travers du passage en milieu solaire, non négligeable pour l'observation.

5.3.2.2 En surface du Soleil

Comme cela a été spécifié dans la présentation du Monte-Carlo, l'évaluation des flux de neutrinos sortant en surface du Soleil se fait étape par étape. En entrée, les spectres de neutrinos dans les trois saveurs sont pris comme références et propagés au sein du milieu solaire. Cette propagation dans le milieu très dense du Soleil est émaillée d'interactions par courant chargé et neutre, et d'oscillations à trois saveurs pour lesquelles le potentiel électronique présent dans l'hamiltonien est évalué en fonction des différentes couches de densité constante traversées.

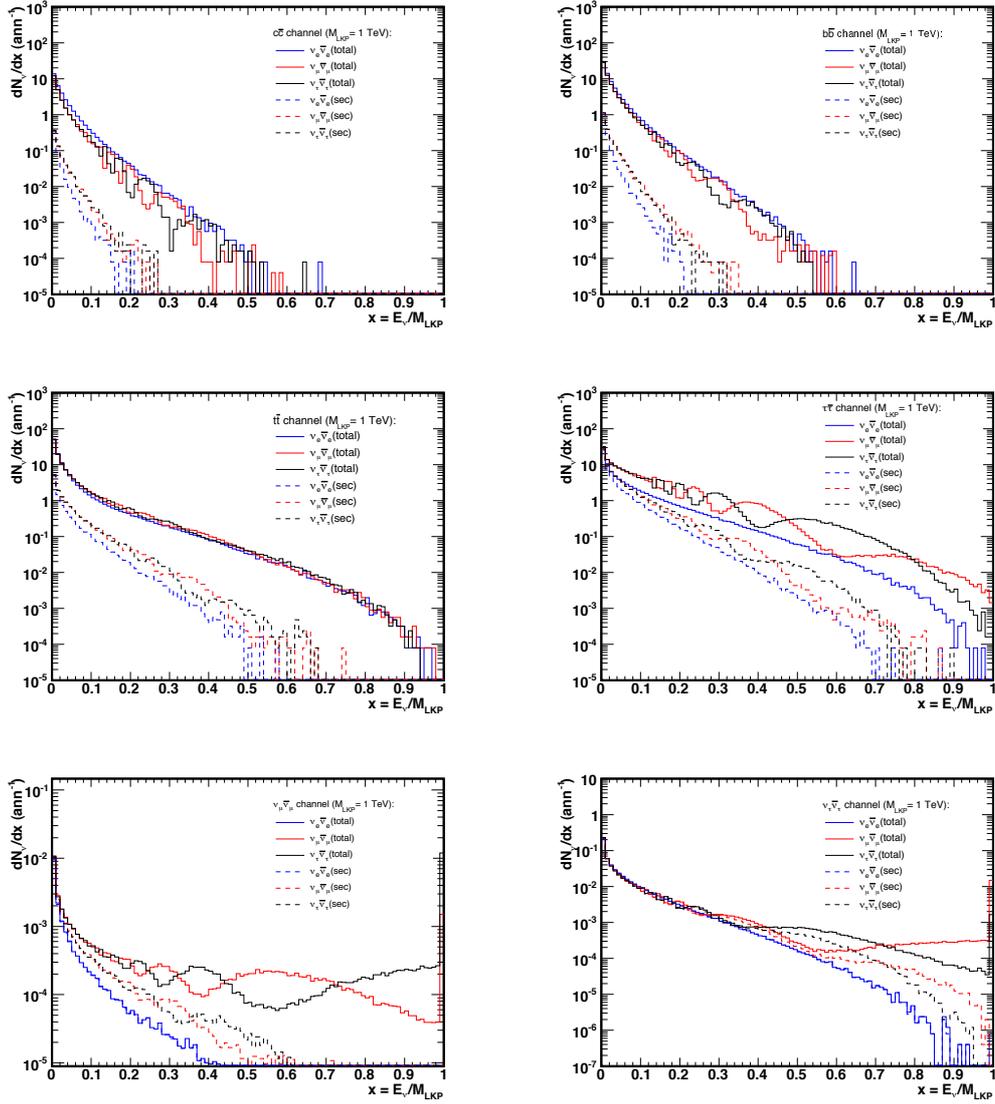


FIG. 5.21: En surface du Soleil : spectres de neutrinos $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ pour une masse $M_{LKP} = 1$ TeV (bleu, rouge, noir respectivement) dans les canaux d'auto-annihilations en $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau\bar{\tau}$ et les canaux directs en ν_μ et ν_τ . Une sommation sur les neutrinos et les anti-neutrinos a été faite. En pointillé sont représentées les contributions provenant du processus de régénération du lepton τ , et en trait plein les flux totaux en sortie. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

En conséquence, les fig. 5.21 et 5.22 (à gauche) sont obtenues en affectant aux variables d'oscillation leur valeur nominale de A.14 avec $\theta_{13} = 0$ dans le contexte d'une hiérarchie normale. Dans ces deux figures, les oscillations sont prépondérantes pour seulement deux saveurs de neutrinos, les ν_μ et ν_τ . En effet, quelque soit le canal de production observé, le spectre électronique reste stable sur quasiment la totalité de la gamme en énergie. Seules quelques fluctuations apparaissent en fig. 5.22 pour laquelle des oscillations

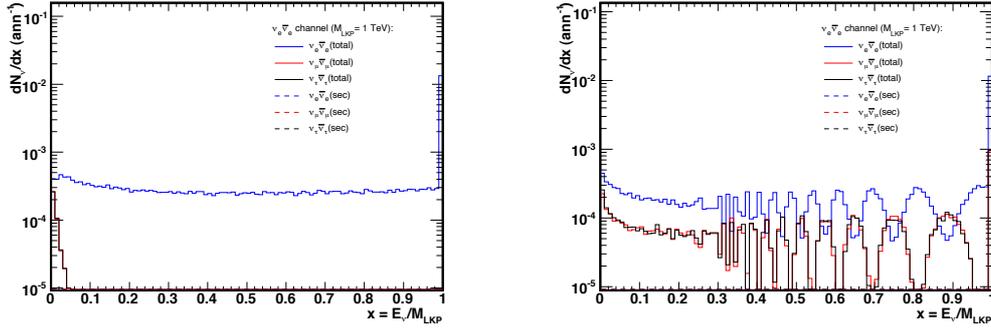


FIG. 5.22: Spectres de neutrinos $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ pour une masse $M_{LKP} = 1$ TeV (bleu, rouge, noir respectivement) dans le canal direct d'auto-annihilation en ν_e . À gauche, pour des spectres en surface du Soleil et à droite, à leur arrivée sur Terre. Une sommation sur les neutrinos et les anti-neutrinos a été faite. En pointillé sont représentées les contributions provenant du processus de régénération du lepton τ , et en trait plein les flux totaux. À noter que les spectres de réinjection sont inexistantes en raison de leur amplitude trop faible. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

minimes dans l'espace des phases à trois saveurs permettent la naissance de spectres muoniques et tauiques. Ces derniers sont malgré tout dans des proportions très faibles, dN_ν/dx de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-5} \text{ ann}^{-1}$ (par annihilation d'une paire de LKP), pour une énergie $E_\nu \leq 10$ GeV inférieure au seuil de détection d'un télescope à neutrinos ANTARES. L'une des raisons pour laquelle les spectres en neutrinos de l'électron n'oscillent pas est que l'état de saveur de ceux-ci est un état propre du système lors d'une propagation dans la matière. La seconde étant que l'importance de l'angle de mélange θ_{12} est simplement supprimée par le rapport $\Delta m_{21}^2/\Delta m_{31}^2$. Ce qui se traduit par une dépendance unique des oscillations à l'angle de mélange θ_{23} . Par conséquent, l'hypothèse faite en 5.1.2 sur l'importance d'utiliser un système d'oscillation effectif à deux saveurs est vérifiée.

Par rapport aux flux initiaux en neutrinos présents au centre du Soleil, la majorité d'entre eux ont perdu de leur amplitude dans la gamme des hautes énergies du fait de l'intervention des interactions par courant neutre. Ceci a pour effet de déplacer l'ensemble des spectres vers les basses énergies. Cependant, pour le spectre en $\tau\bar{\tau}$, l'importance du canal en $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ a pour conséquence d'amplifier le canal en $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ grâce aux oscillations et cela avec environ un ordre de grandeur aux basses énergies. En ce qui concerne l'apport de neutrinos provenant de la régénération des leptons τ , il est d'autant plus important que l'énergie des neutrinos est basse et cela pour la même raison que citée précédemment. Les interactions par courant chargé mènent à la production successive de neutrinos muoniques et tauiques sur le trajet qui sépare le centre et la surface du Soleil. Cependant, les interactions favorisent les pertes d'énergies et les absorptions, ce qui a pour effet de déplacer le spectre de réinjection vers les énergies les plus basses, comme cela a déjà été vérifié en fig.5.18. Le gain en neutrinos muoniques n'est pourtant pas minimal à partir du moment où les canaux en $\tau\bar{\tau}$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ sont mis en avant. En effet, pour ce dernier, le flux de neutrinos muoniques en sortie vient principalement du spectre de réinjection. Ainsi, le

spectre direct en ν_μ ne se limite plus qu'à une décroissance exponentielle de l'amplitude en fonction de l'énergie comme cela avait été énoncé en éq. 5.40. Cependant, si l'étude était limitée aux neutrinos les plus énergétiques, la simulation aboutirait aux résultats déjà obtenus avec les calculs analytiques.

5.3.2.3 À l'arrivée sur Terre

En fig. 5.23 et 5.22 (à droite), une différence notable avec les spectres qui précèdent apparaît. Cette fois-ci, les oscillations à trois saveurs n'ont plus lieu en milieu dense mais dans le vide. Le système de neutrinos associés a été simulé suivant la méthode décrite en A.4. Ainsi, l'état de saveur du neutrino de l'électron ne se distingue plus des autres par son caractère d'état propre. Maintenant, les neutrinos ν_e oscillent partiellement avec les deux autres. Le processus est gouverné uniquement par la différence quadratique des masses Δm_{21}^2 , l'angle de mélange θ_{13} ayant été posé comme nul (voir en A.14). Ensuite, le mélange entre les saveurs muoniques et tauiques est presque total avec des spectres très similaires dans tous les canaux de production envisagés. La longueur d'oscillation $L_{0,ij}^{osc} = 4\pi E/\Delta m_{ij}^2$ étant plus faible que la distance séparant le Soleil de la Terre, les oscillations dans le vide ont pour seul effet de tendre à rendre équitable les trois spectres de neutrinos.

D'un point de vue général, en se référant aux premiers spectres obtenus aux vertex d'autoannihilation, le processus d'oscillation est donc totalement bénéfique dans le cas d'un canal où le flux de neutrinos tauiques est supérieur au flux de neutrinos muoniques, comme celui en $\tau\bar{\tau}$. Dans le cas inverse, l'oscillation présente un effet contraire comme pour les canaux en $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$. Un modèle de WIMPs favorisant ainsi la production de leptons τ sera tout indiqué pour être testé par les télescopes à neutrinos. C'est d'ailleurs le cas du modèle envisagé ici, le modèle UED où, comme il a été précisé dans le tab. 5.2, les leptons τ sont produits à près de $\sim 23\%$.

5.3.3 Comparaison des flux analytiques et simulés

Jusqu'alors les canaux d'auto-annihilation possédant le maximum de potentiel pour la production de neutrinos muoniques étaient présentés séparément. Afin de réaliser une comparaison globale au spectre énergétique final obtenu par calculs analytiques de la section 5.1.2, une sommation sur l'ensemble des canaux est réalisée avec une prise en compte de leur rapport de branchement spécifié dans le tab. 5.2. L'environnement d'étude n'est donc plus indépendant du type de modèle étudié comme cela pouvait être le cas précédemment. Le modèle UED est de nouveau pris comme base théorique et phénoménologique de la matière noire.

Ainsi, les deux figures en 5.24 sont obtenues. À gauche, les spectres de neutrinos muoniques sont reportés à leur arrivée sur Terre dans le cas de la simulation et du calcul analytique avec la prise en compte des oscillations et des spectres de réinjection. Les deux spectres présentent des différences nécessairement pour les basses énergies ($x \leq 0.5$). Le spectre analytique est jusqu'à plus d'un ordre de grandeur supérieur au spectre simulé pour les très basses énergies. Donc, même si la simulation, au travers de PYTHIA, permet d'avoir accès à quasiment tous les canaux de désintégration des particules du Modèle Standard, le spectre simulé au totale ne supprime pas le calcul analytique basé sur les seules chaînes de désintégration prépondérantes. Maintenant, les spectres de réinjection

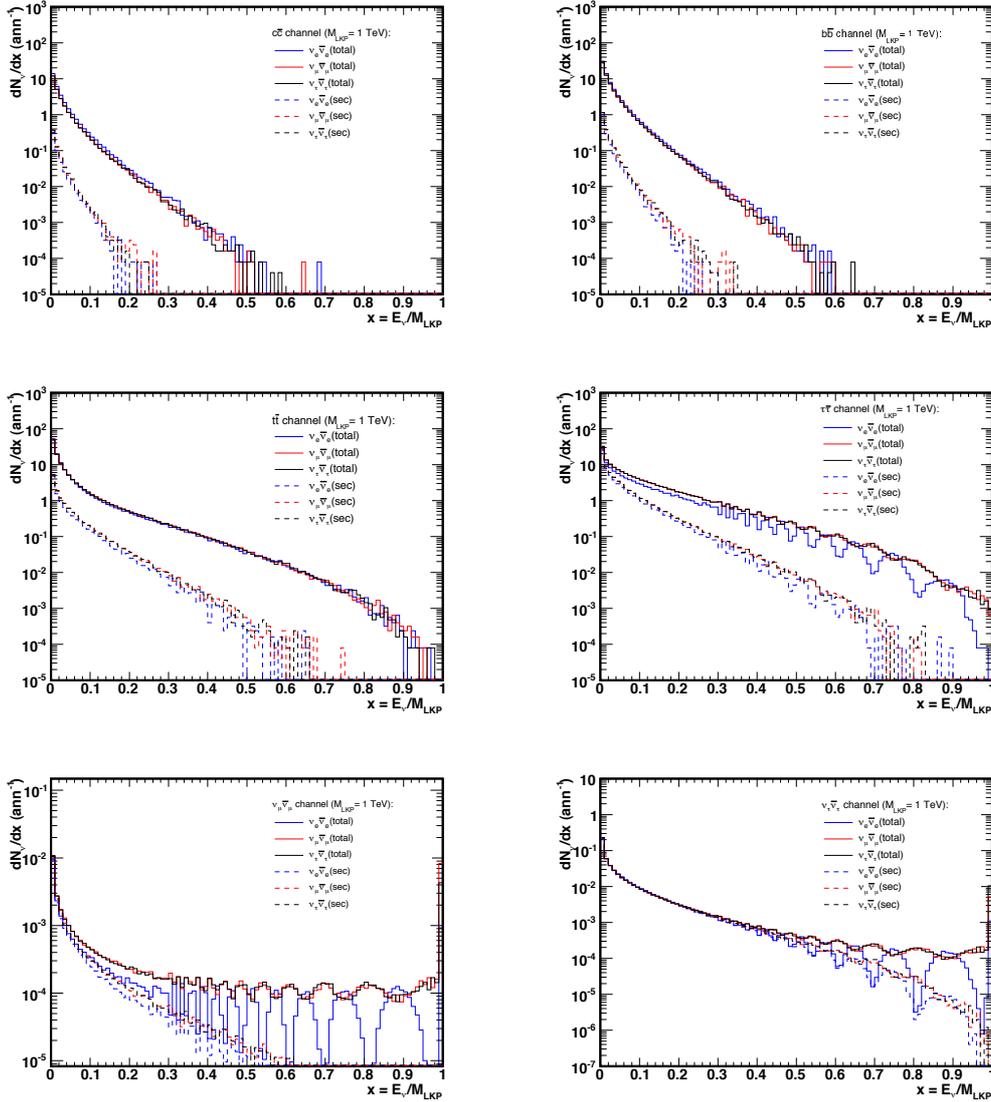


FIG. 5.23: À l'arrivée sur Terre : spectres de neutrinos $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ pour une masse $M_{LKP} = 1 \text{ TeV}$ (bleu, rouge, noir respectivement) dans les canaux d'auto-annihilations en $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $\tau\bar{\tau}$ et les canaux directs en ν_μ et ν_τ . Une sommation sur les neutrinos et les anti-neutrinos a été faite. En pointillés sont représentés les contributions provenant du processus de régénération du lepton τ , et en traits pleins les flux totaux d'arrivée. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

et les oscillations se sont avérés être d'un intérêt certain seulement dans le cas du canal en $\tau\bar{\tau}$ où l'amplitude du spectre en neutrinos muoniques se trouve augmentée. Cependant, affectés de leur rapport de branchement propre, ces deux processus ne peuvent expliquer les différences observées. Le seul point de désaccord restant entre les deux approches est l'hypothèse faite sur le profil du milieu solaire. En effet, de [2] d'où est issue l'éq. 5.40 pour les neutrinos non diffusés, le modèle solaire utilisé fait état d'un profil de densité

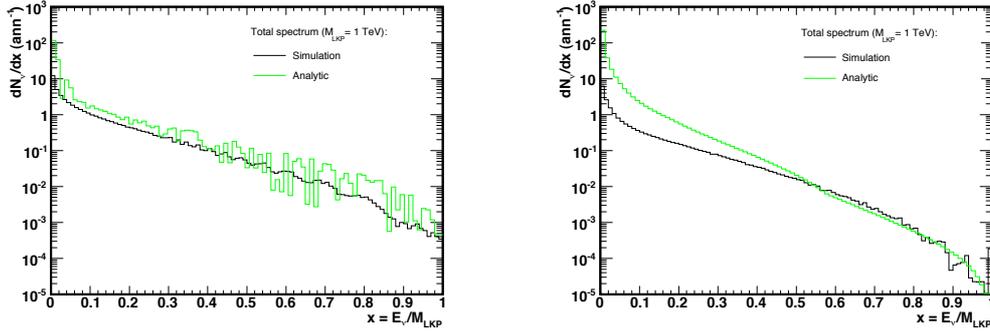


FIG. 5.24: Comparaison du spectre total de $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ simulé avec son homologue calculé analytiquement (en noir et vert respectivement). À gauche sont reportés les résultats de sommation de toutes les contributions avec la prise en compte des oscillations et des spectres de réinjection. À droite, ces deux derniers processus sont inexistantes. Seules les effets des interactions par courant chargé et neutre sont présents. Les spectres en neutrinos sont donnés par annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP.

variant comme :

$$n(r) = 1.4 \times 10^{26} \exp(-r/0.1r_\odot) \text{ cm}^{-3}. \quad (5.45)$$

Ce qui est en contraste avec le modèle issu de [7] fondé sur une description par couche du milieu solaire. Ainsi, en éliminant tous les processus d'oscillation et les apports en neutrinos secondaires, il est possible de confronter ces deux visions du Soleil. En fig. 5.24, à droite, ces dernières conditions sont respectées pour les spectres simulés et calculés analytiquement. Il s'avère que le désaccord entre les deux spectres à leur arrivée sur Terre commence à se présenter dans la gamme des basses énergies, pour $x \leq 0.5$. Comme cela est spécifié en [2], la paramétrisation en éq. 5.40 est valable pour les seuls neutrinos ν_μ ou ν_e ne subissant aucune diffusion par CC. Cependant, dans ce type de définition des interactions neutrino-nucléon, l'interaction NC est manquante. Cette dernière constatation induit une probante diminution des flux en présence sur toute la gamme en énergie, et par là-même l'apparition d'absorption si l'énergie devient inférieure à l'énergie de transparence représentée par E_k .

Maintenant, si la gamme énergétique est restreinte à l'intervalle observable par un télescope à neutrinos comme ANTARES ($E_\nu \geq 10 \text{ GeV}$), la détermination analytique reste un bon moyen d'évaluation du flux de neutrinos espéré avec au maximum un facteur de gain de 2-3 pour les plus basses énergies. Cependant, dans un souci d'utiliser un modèle solaire en bon accord avec les dernières données de SNO et par un besoin de précision concernant l'évaluation des sections efficaces en milieu solaire, il est fait le choix d'utiliser ces derniers spectres issus du Monte-Carlo. Ainsi, tous les effets en présence seront considérés dans la suite du développement.

5.4 Estimation du nombre d'évènements associés

À partir de l'ensemble de l'étude Monte-Carlo réalisée précédemment, le flux de neutrinos ν_μ estimée à l'arrivée sur Terre est maintenant connu (voir en fig. 5.24, à gauche). Ce flux dN_ν/dx a été déterminé en fonction de la fraction x d'énergie allouée à chacun des neutrinos sortant du Soleil et ceci pour l'annihilation (ann^{-1}) d'une paire de LKP, $B^{(1)}B^{(1)}$. Maintenant, connaissant le taux d'auto-annihilation présent au sein du Soleil exprimé en éq. 5.11, il est possible d'extraire un flux de neutrinos ν_μ arrivant sur Terre tel que $d\phi_\nu/dE_\nu d\Omega_\nu$ ($\text{GeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) qui, convolué à la surface effective en neutrinos déterminée en 4.4.3.2, permet d'aboutir aux nombres d'évènements muons induits par l'interaction des neutrinos dans le milieu terrestre au détecteur ANTARES. Ceci sera décrit en détails en 5.4.1. Ensuite, en 4.4.2.4, le spectre du nombre d'évènements en neutrinos atmosphériques complété par les muons atmosphériques reconstruits comme montants, assimilé au bruit de fond de cette étude, a été déterminé. Celui-ci est visible en fig. 4.11 et sera comparé au signal de matière noire en 5.5. Cependant, ce spectre en neutrinos fera d'abord l'objet d'une renormalisation afin de correspondre au seul bruit de fond venant dans la direction du Soleil. Ceci sera décrit en 5.4.2.

5.4.1 Signal d'auto-annihilation de matière noire

Issue des résultats de simulation Monte-Carlo, la fig. 5.24 (à gauche et en noir) présente le flux de neutrinos ν_μ espéré dN_ν/dx , pour une masse de LKP $M_{LKP} = 1 \text{ TeV}$. Ceci pour une seule annihilation de deux particules LKP au coeur du Soleil et en fonction de la fraction x d'énergie allouée aux neutrinos sortants de la surface du Soleil. Les interactions par courant chargé et neutre, les oscillations dans le vide et la matière, et les spectres de réinjection éventuels ont tous été pris convenablement en compte, comme cela est entièrement détaillé dans le développement qui précède. Ainsi, afin de mener ce flux de neutrinos à une vision globale de production dans le coeur du Soleil, il est nécessaire de prendre en compte le taux d'auto-annihilation Γ exprimé en éq. 5.11.

5.4.1.1 Taux d'auto-annihilation Γ des LKPs au sein du Soleil

Ce taux d'auto-annihilation Γ est proportionnel au taux de capture C_\odot (voir éq. 5.7) qui lui-même dépend à la fois de la masse de la LKP, dénotée par $m_{B^{(1)}}$, et de la différence massique relative Δ au travers de $\sigma_{H,SD}$ (voir en éq. 5.3). Ainsi, afin de déterminer les valeurs de Γ relatives à chacune des masses de LKP données, il est fait le choix de fixer les paramètres locaux (ρ_{locale} , \bar{v}_{locale}) de distribution des particules de matière noire au sein du système solaire, comme cela a déjà été discuté en 5.1. Pour un profil isotherme galactique de matière noire, $\rho_{locale} = 0.3 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$ et $\bar{v}_{locale} = 270 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Ensuite, dans la logique d'un modèle UED à cinq dimensions comprenant un rayon de compactification $R \gtrsim 280 \text{ GeV}^{-1}$ et une échelle de coupure du couplage fort $\Lambda \simeq 20/R$ (voir en *partie théorique*), la différence massique relative Δ entre la LKP $B^{(1)}$ et le premier mode KK d'un quark d'hélicité droite $q_R^{(1)}$ s'approche de $\Delta = (m_{q_R^{(1)}} - m_{B^{(1)}})/m_{B^{(1)}} \sim 0.14$. Les rapports de branchement dans le tab. 5.2 ont d'ailleurs été calculés implicitement en ce sens. Enfin, les cas de particulier de coannihilation de la LKP avec les NLKP, ou non, sont pour le moment exclus. Les limites sur les masses potentielles de la LKP se voient seulement imposer par les contraintes cosmologiques sur la courbure de l'Univers et le seuil de

détection du télescope ANTARES, soit $10\text{GeV} \leq m_{B^{(1)}} \lesssim 2\text{TeV}$. Cela permettra ainsi d'évaluer une sensibilité générale du télescope à la détection indirecte de matière noire sans contraintes théoriques en premier lieu.

Les conditions initiales théoriques étant maintenant posées, la dépendance du taux d'auto-annihilation Γ (s^{-1}) des particules LKPs au sein du Soleil en fonction de leurs masses $m_{B^{(1)}}$ peut, selon l'éq.5.11, être représentée en fig. 5.25. Tout d'abord, la section efficace de diffusion élastique $B^{(1)}/\text{nucléon}$ (voir en éq. 5.3) étant inversement proportionnelle à $m_{B^{(1)}}^4$, plus la masse de la LKP sera faible et plus la particule aura tendance à être ralentie plus rapidement par le milieu dense solaire. Ensuite, hormis $\sigma_{H,SD}$, le taux de capture C_\odot dépend également de $m_{B^{(1)}}^{-2}$. Ainsi, de manière globale, le taux d'auto-annihilation Γ est intrinsèquement contraint de diminuer avec l'augmentation de la masse de la LKP, comme cela apparaît explicitement.

5.4.1.2 Flux de neutrinos ν_μ en provenance du Soleil

Maintenant, le flux de neutrinos muoniques, présenté en fig. 5.24, peut être redéfini pour correspondre à un flux $d\phi_\nu/dE_\nu d\Omega_\nu$ ($\text{GeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) en utilisant le résultat précédent tel que :

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu} = \frac{\Gamma}{4\pi d^2} \sum_i B_i \frac{dN_{\nu,i}}{dE_\nu}, \quad (5.46)$$

où Γ est le taux d'auto-annihilation dans le coeur solaire déterminé précédemment, $d \simeq 1.496 \times 10^8$ km est la distance moyenne Soleil/Terre, B_i sont les rapports de branchement des canaux d'auto-annihilation i dont les valeurs figurent dans le tab. 5.2, et

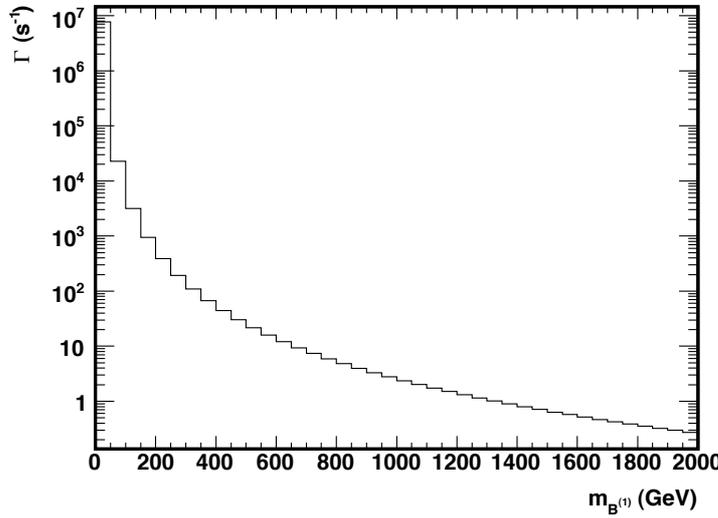


FIG. 5.25: Représentation du taux d'auto-annihilation Γ (s^{-1}) en fonction de la masse de la LKP, $m_{B^{(1)}} \in [10; 2000]$ GeV. Les paramètres suivants ont été fixés : $\rho_{\text{locale}} = 0.3\text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$, $\bar{v}_{\text{locale}} = 270\text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\Delta = 0.14$.

$dN_{v,i}/dE_v$ est le nombre de neutrinos attendus pour le canal i sur un intervalle $[E_v; E_v + dE_v]$. La somme $\sum_i B_i dN_{v,i}/dE_v$ est d'ailleurs déjà implicitement incluse dans l'estimation qui figure en fig. 5.24 (à gauche et en noir). Le flux de neutrinos ν_μ est donc présenté en fig. 5.26 pour $m_{B(1)} = 1$ TeV.

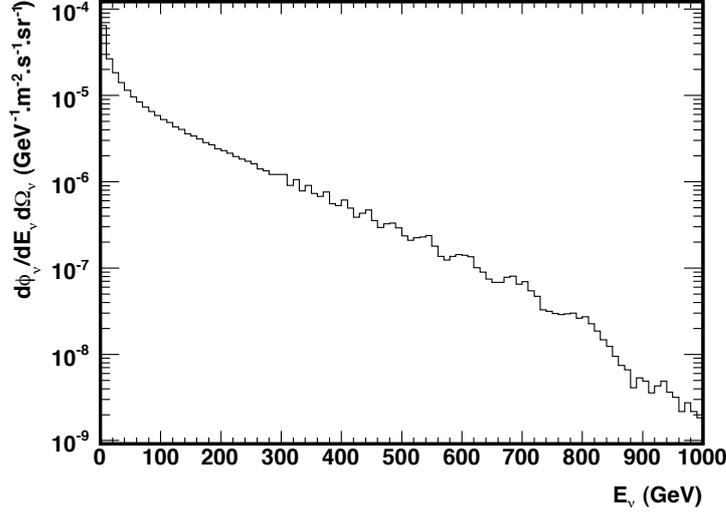


FIG. 5.26: Flux $d\phi_v/dE_v d\Omega_v$ ($\text{GeV}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$) de neutrinos ν_μ arrivant sur Terre pour une masse $m_{B(1)} = 1$ TeV. Les paramètres suivants ont été fixés : $\rho_{\text{locale}} = 0.3 \text{ GeV}.\text{cm}^{-3}$, $\bar{v}_{\text{locale}} = 270 \text{ km}.\text{s}^{-1}$ et $\Delta = 0.14$.

Ce type de détermination du flux de neutrinos ν_μ arrivant sur Terre est ainsi réalisé pour quatorze masses différentes $m_{B(1)} \in [10; 2000]$ GeV. Tous ces flux relatifs à une masse $m_{B(1)}$ donnée sont ensuite confrontés à l'efficacité du détecteur ANTARES représentée par la surface effective A_{eff}^v en neutrinos (voir en 4.4.3.2). Cette surface effective est dépendante à la fois de l'énergie E_v du neutrino et de la direction d'arrivée de celui-ci (θ_v, ϕ_v), comme cela apparaît explicitement en éq. 4.14. Celle-ci a été déterminée pour un flux isotropique et donc sans dépendance angulaire particulière. Pourtant, le choix étant d'utiliser cette surface effective pour le cas particulier d'un flux provenant du Soleil, il est donc nécessaire de revoir la distribution de A_{eff}^v , fonction de l'énergie et à l'issue de l'ensemble des coupures décrites en 4.4.2, pour extraire son homologue exclusivement dédié à la trajectoire du Soleil.

5.4.1.3 Positions solaires et surface effective A_{eff}^v associée

Le Soleil présente, comme tout objet astrophysique, une part de visibilité pour la position du télescope ANTARES qui peut être quantifiée à l'aide des routines incluses dans le package SLALIB (Positional Astronomy Library) vers.2.5-3. Ce dernier, décrit en détail en [134], permet de déterminer la position du Soleil dans un repère topocentrique (élévation, azimut), ou géocentrique (déclinaison, ascension droite) avec pour point de repère la localisation du télescope ANTARES sur la planète, de latitude $42^\circ 48'$ N et de

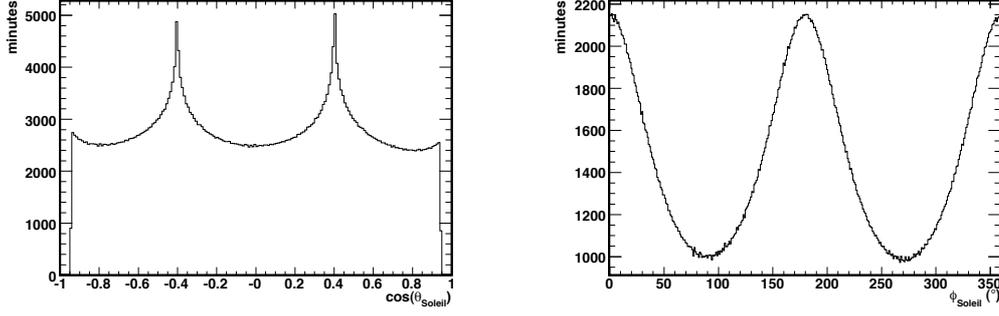


FIG. 5.27: Répartitions (en minutes) des positions solaires suivant le cosinus de l'angle zénithal $\cos(\theta_{\text{Soleil}})$ (à gauche) et l'angle azimutal ϕ_{Soleil} (à droite). Le package SLALIB est à l'origine de ces distributions.

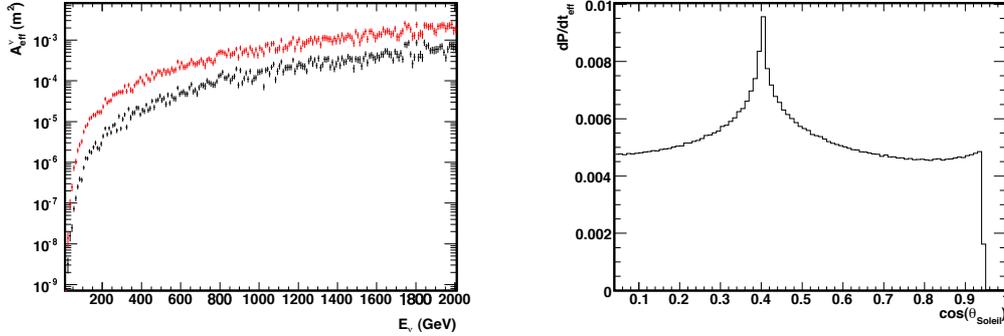


FIG. 5.28: À gauche : Représentation de la surface effective A_{eff}^{ν} pour les neutrinos avant la restriction aux seules positions ($\cos(\theta_{\text{Soleil}})$) solaires (en rouge) et après (en noir). Seules les erreurs statistiques sont prises en compte. À droite : Distribution du temps effectif de présence du Soleil, dans un canal angulaire donné, moyenné sur une année dP/dt_{eff} sur un intervalle $\cos(\theta_{\text{Soleil}}) \in [0; 1]$.

longitude $6^{\circ}10'$ E, et l'intervalle temporel de localisation désiré. Pour utiliser ces routines, deux éléments principaux sont à prendre en compte. Tout d'abord, le système de coordonnées utilisé par convention sur ANTARES doit être modifié pour être juxtaposé à celui-ci des routines SLALIB. En effet, le système de coordonnées lié au package de positionnement est du type $(x, y, z) \equiv (N, E, \text{haut})$, alors que pour ANTARES ce système devient $(x, y, z) \equiv (N, W, \text{haut})$. Ensuite, les dates au temps UTC (Universal Time, Coordinated), auxquelles les positions du Soleil sont évaluées, doivent être quantifiées en temps que jours Julien (JD) : $0.1 \text{ JD} \equiv 2.4 \text{ heures}$, avec pour référence le 2400000.5 JD correspondant au 16 Novembre 1858, à 12h00. De plus, le package SLALIB fait appel à un jour Julien modifié (MJD) tel que : $MJD = JD - 2400000.5$.

Ces modifications au système de coordonnées standard à ANTARES prises en compte, il est possible d'extraire les distributions en angle zénithal et azimutal de la position du Soleil (avec une précision meilleure que 5 arcsec sur la direction [134]) pour l'ensemble de l'année 2007. Celles-ci apparaissent en fig. 5.27, à gauche et à droite respectivement. Le

temps (en minutes) que passe le Soleil dans chacun des canaux angulaires est ainsi connu. La distribution azimutale n'est montrée qu'à titre indicatif, étant donné qu'il a été fait le choix de considérer un flux intégré sur $\phi = 2\pi$ en 4.4.2.4. Les modulations en position solaire sur cet angle sont donc ignorées. Par contre, concernant la distribution en angle zénithal, et principalement pour le cadran correspondant à l'intervalle $\cos(\theta_{\text{Soleil}}) \in [0; 1]$ pour lequel le Soleil se situe sous l'horizon, celui-ci est considéré pour la normalisation de la surface effective $A_{\text{eff}}^{\nu}(E_{\nu}, \cos(\theta_{\nu}))$. Chaque valeur de surface effective sont alors pondérées par le temps effectif (moyenné sur une année) dP/dt_{eff} ($\int_t dP/dt_{\text{eff}} = 1$) de présence du Soleil pour un angle zénithal θ_{ν} donné, donnant accès à une surface effective exclusivement dépendante de l'énergie $A_{\text{eff}}^{\nu}(E_{\nu})$ telle que :

$$A_{\text{eff}}^{\nu}(E_{\nu}) = A_{\text{eff}}^{\nu}(E_{\nu}, \cos(\theta_{\nu})) \times \frac{dP}{dt_{\text{eff}}}(\cos(\theta_{\nu})). \quad (5.47)$$

Le résultat de cette pondération est montré en fig. 5.28, à gauche, comprenant une comparaison entre la surface effective obtenue à l'issue de l'ensemble des coupures en 4.4.3.2 (en rouge) et celle figurant l'issue de la pondération solaire (en noir), sur un intervalle $E_{\nu} = [10; 2000]$ GeV et pour une ouverture de l'angle solide d'observation autour de la position solaire $\theta_{\text{cône}} = 0.5^{\circ}$. Il vient que la surface effective A_{eff}^{ν} diminue au plus d'un facteur quatre avec la restriction aux seules directions solaires. Ce résultat est entièrement explicité en 5.4.1.4. À droite de la fig. 5.28, la distribution du temps effectif solaire dP/dt_{eff} ayant servi à la pondération est également présente. Pour cette dernière, il en ressort que le Soleil n'est visible, de manière globale, que $\sim 50\%$ du temps sous l'horizon pour le télescope ANTARES, avec une portion de présence solaire prépondérante autour de $\cos(\theta_{\text{Soleil}}) \simeq 0.4$. Cette direction pourra d'ailleurs être étudiée particulièrement pour maximiser le potentiel de détection d'un signal solaire.

Une dernière information concernant les variations apparentes du Soleil apparaît en

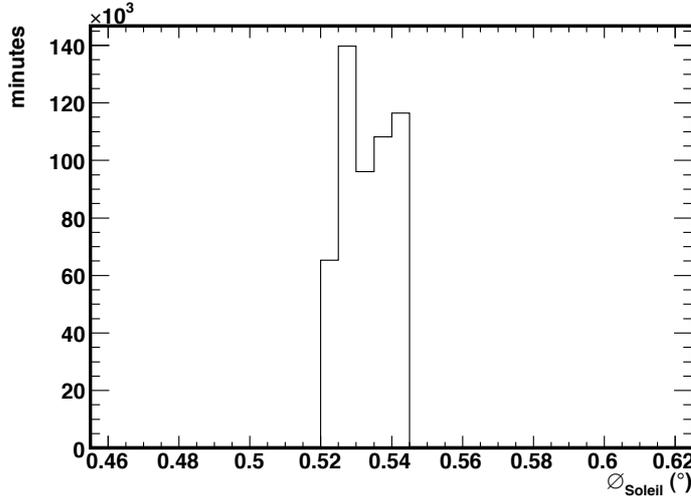


FIG. 5.29: Distribution du diamètre équatorial solaire $\phi_{\text{Soleil}} (^{\circ})$ sur une année.

fig. 5.29, où la distribution du diamètre équatorial solaire \odot_{Soleil} ($^{\circ}$) (avec une précision meilleure que 0.01 % [134]) est représentée pour une année d'observation. Comparée à la résolution angulaire déterminée en 4.4.3.1, celle-ci permet de constater l'évolution du diamètre apparent, de valeur résolument autour de $\odot_{\text{Soleil}} \sim 0.53^{\circ}$, et toujours inférieure ou sensiblement égale à la résolution angulaire fixée dans l'intervalle $[3^{\circ}; 0.5^{\circ}]$ pour la gamme en énergie $[100\text{GeV}; 2\text{TeV}]$ respectivement. Tout d'abord, comme cela a été vérifié préalablement en fig. 5.26, les neutrinos se concentrent principalement aux basses énergies. Ensuite, les vertex d'auto-annihilation des LKPs étant localisés largement au coeur du Soleil ($r_{\text{WIMP}} \sim 10^3\text{km}$, pour $M_{\text{WIMP}} \sim 1\text{TeV}$) $\leq 0.001r_{\odot}$, voir en 5.3.1), le Soleil peut être considéré comme une source ponctuelle de neutrinos. Ainsi, si une limite est placée sur la demi-ouverture du cône d'observation telle que : $\theta_{\text{cône}} > 0.5^{\circ}$, en consistence avec la résolution angulaire maximale attendue sur l'intervalle énergétique $E_{\nu} \in [10; 2000]$ GeV, l'évolution du diamètre apparent solaire est entièrement sans conséquence sur les résultats qui vont suivre.

Jusqu'alors, la surface effective A_{eff}^{ν} n'a fait l'objet d'aucune hypothèse concernant l'ouverture de cône d'observation utilisé pour suivre le mouvement du Soleil et estimer l'éventuelle intensité de bruit de fond ou de signal. En fig. 5.28, à gauche, la surface effective a été estimée pour une demi-ouverture de cône $\theta_{\text{cône}} = 0.5^{\circ}$, ce qui limite le spectre énergétique d'observation aux hautes énergies à plus de 90 %. Ainsi, il est utile d'évaluer la surface effective pour chaque $\theta_{\text{cône}}$ afin d'estimer par la suite les rapports signal/bruit de fond comme une fonction de la masse $m_{B(1)}$, comme cela sera détaillé en 5.5.

5.4.1.4 Ouverture de cône d'observation et conséquence sur la surface effective A_{eff}^{ν}

Dans un premier temps, la figuration de la pondération sur la surface effective A_{eff}^{ν} par le temps effectif dP/dt_{eff} , qui apparaît en éq. 5.47, doit être rectifiée pour prendre en compte cette évolution de l'ouverture du cône d'observation avec :

$$A_{\text{eff}}^{\nu}(E_{\nu}, \theta_{\text{cône}}) = A_{\text{eff}}^{\nu}(E_{\nu}, \cos(\theta_{\nu}), \theta_{\text{cône}}) \times \frac{dP}{dt_{\text{eff}}}(\cos(\theta_{\nu}), \theta_{\text{cône}}), \quad (5.48)$$

où $\theta_{\text{cône}}$ correspondant à l'ouverture de demi-angle du cône d'observation. Celui-ci peut se définir comme un degré de liberté incluant dans la reconstruction du télescope pour observer un neutrino pénétrant la Terre avec un angle zénithal réel $\theta_{\nu}^{\text{vrai}}$ et reconstruit avec un angle $\theta_{\mu}^{\text{ét.4}}$. C'est donc en faisant évoluer cette tolérance de reconstruction comme la différence en valeur absolue de $\theta_{\nu}^{\text{vrai}} - \theta_{\mu}^{\text{ét.4}} \leq \theta_{\text{cône}}$ que la surface effective en fonction de $\theta_{\text{cône}}$ se livre d'elle-même.

La fig. 5.30 présente les conséquences qu'apporte l'ouverture plus ou moins importante de $\theta_{\text{cône}}$ sur A_{eff}^{ν} avec pour valeur de $\theta_{\text{cône}}$: 0.5° , 1° , 5° , 10° , et 20° . L'angle solide d'observation, $d\Omega = \sin(\theta)d\phi$, étant directement proportionnel au sinus du demi-angle $\theta_{\text{cône}}$, la surface effective est d'autant plus importante que le champ de vue permis est d'autant plus étendu. C'est ce qui est démontré clairement en passant de $\theta_{\text{cône}} = 0.5^{\circ}$ (en noir) à $\theta_{\text{cône}} = 20^{\circ}$ (en rouge). Cette surface effective dédiée au Soleil évoluant rapidement vers l'intensité de la surface effective montrée en fig. 5.28, à gauche et sans prise en compte des positions solaires, avec un facteur de 0.5. Ce dernier correspond au temps moyen passé par le Soleil sous l'horizon à la latitude du télescope ANTARES pour une

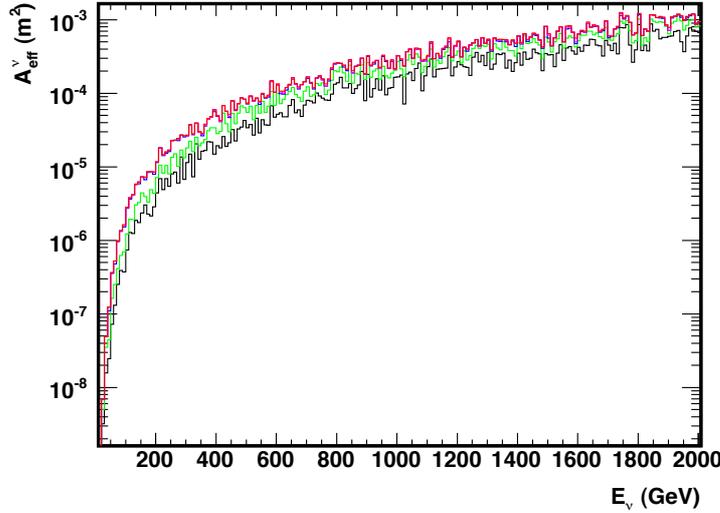


FIG. 5.30: Conséquences sur la surface effective A_{eff}^{ν} (m^2) en neutrinos de l'ouverture du cône d'observation représentée par le demi-angle $\theta_{c\hat{o}ne}$ de valeurs successives : 0.5° (noir), 1° (vert), 5° (bleu foncé), 10° (rose), et 20° (rouge). Les erreurs statistiques ont été omises pour plus de clarté dans la représentation.

année entière d'observation. Cette évolution rapide est la conséquence directe des coupures initiées en 4.4.3.2 qui contraignent fortement les traces sélectionnées à être proches des traces réelles en neutrinos. Les figures présentes en fig. 5.31, à gauche et à droite, démontrent respectivement quel est le nombre de traces reconstruites n_{trace} (%) autour de la trace réelle pour différentes ouvertures angulaires $\theta_{c\hat{o}ne}$ et la variation $dn_{trace}/d\theta_{c\hat{o}ne}$ de celui-ci. Il apparaît clairement que le nombre de traces présentes au-delà de $\theta_{c\hat{o}ne} \simeq 3.5^\circ$ tend à devenir constant, la variation de n_{trace} dérivant vers la même conclusion lorsque $dn_{trace}/d\theta_{c\hat{o}ne} \rightarrow 0$, quand $\theta_{c\hat{o}ne} \simeq 3.5^\circ$ est dépassé. Pour cet angle précis, le nombre de traces reconstruites représentant près de 75 % du nombre total. Ainsi, dans l'hypothèse où $\theta_{c\hat{o}ne} = 0.5^\circ$, le temps effectif global du Soleil ($t_{eff}^{lan} \sim 0.5$) et le pourcentage de traces reconstruites dans ce cône ($\sum_{\theta_{c\hat{o}ne}=0^\circ}^{0.5^\circ} dn_{trace}/d\theta_{c\hat{o}ne} \sim 50\%$), conduisent à obtenir la surface effective calculées en fig. 5.28, à gauche et en noir.

Maintenant que l'efficacité du détecteur a été extraite au travers de la surface effective A_{eff}^{ν} en fonction de la position du Soleil et selon des angles solides d'observation différents, il est possible de comptabiliser le taux d'évènements neutrinos Γ_{ν}^{mn} pour ces mêmes configurations et, de plus, pour chacune des masses $m_{B(1)}$ considérées.

5.4.1.5 Taux d'évènements neutrinos espérés

Le taux d'évènements neutrinos Γ_{ν}^{mn} par an, issus de l'auto-annihilation de matière noire dans le Soleil pour chaque masse $m_{B(1)}$ de LKP envisagée, est donné à partir de l'expression générale suivante (voir en 4.3) :

$$\Gamma_v^{mn}(m_{B^{(1)}}, \theta_{c\hat{o}ne}) = \int_{E_{v,seuil}}^{m_{B^{(1)}}} \frac{d\phi_v}{dE_v d\Omega_v} A_{eff}^v(E_v, \theta_{c\hat{o}ne}) dE_v, \quad (5.49)$$

où $E_{v,seuil} = 10$ GeV est l'énergie seuil de détection des neutrinos pour le télescope ANTARES, $d\phi_v/dE_v d\Omega_v$ ($\text{GeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) est le flux de neutrinos attendus pour une masse $m_{B^{(1)}}$ donnée et exprimé selon l'éq. 5.46, et A_{eff}^v (m^2) est la surface effective issue des résultats précédents et visible en fig. 5.30. Pour obtenir un taux d'évènements relatif à une année complète d'observation, le facteur $F = 3.15576 \times 10^7$ secondes par an (déjà rencontré en 4.2) doit être multiplié à l'expression qui précède.

Ainsi, pour une masse $m_{B^{(1)}}$ de 100, 500 et 1000 GeV et des ouvertures de cône $\theta_{c\hat{o}ne} \in [0^\circ; 15^\circ]$, les taux d'évènements neutrinos présents en fig. 5.32 sont obtenues. L'ouverture $\theta_{c\hat{o}ne}$ étant limitée à 5σ de la résolution angulaire maximale, avec $\sigma \equiv \theta_{res}(E_v = 100\text{GeV}) \simeq 3^\circ$. Comme cela était attendu, puisque le taux d'auto-annihilation et le nombre de neutrinos produits par annihilation sont nettement plus élevés pour des masses de LKP faibles (voir en fig. 5.25 et en 5.3.2.1 respectivement), le nombre d'évènements détectables sur Terre par ANTARES est plus de trois ordres de grandeur plus élevé pour $m_{B^{(1)}} = 100$ GeV (en noir) comparé à $m_{B^{(1)}} = 1$ TeV (en vert), et ceci quelque soit l'ouverture du cône d'observation utilisée. Ensuite, ce nombre d'évènements Γ_v^{mn} devient constant à partir de $\theta_{c\hat{o}ne} \simeq 3.5^\circ$, conjointement aux variations de surface effective déterminées en 5.4.1.4. Ainsi, pour une ouverture angulaire de 5° autour du Soleil et une masse $m_{B^{(1)}} = 100$ GeV, le taux Γ_v^{mn} peut atteindre une valeur de $\sim 100 \nu \cdot \text{an}^{-1}$ détectés par le télescope ANTARES dans une configuration à cinq lignes.

Maintenant que le nombre d'évènements neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire au sein du Soleil peut être déterminé en détails, il est nécessaire d'évaluer quel sera le bruit de fond atmosphérique venant nécessairement de la même direction, et ceci pour chaque $\theta_{c\hat{o}ne}$ d'observation. C'est ce qui est décrit ci-après.

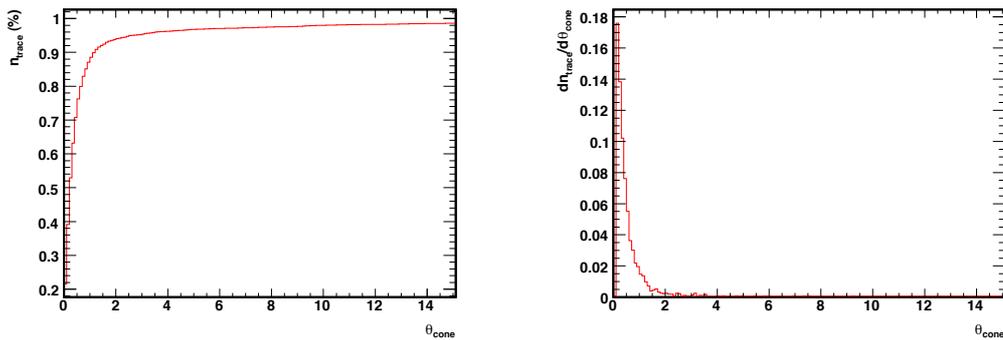


FIG. 5.31: À gauche : Pourcentage de traces n_{trace} (%) présentes à l'intérieur d'un cône $\theta_{c\hat{o}ne}$. À droite, Variation de ce pourcentage de traces $dn_{trace}/d\theta_{c\hat{o}ne}$ en fonction de l'ouverture angulaire.

5.4.2 Bruit de fond dans la direction du Soleil

L'évaluation du bruit de fond, dans la seule direction du Soleil, va se faire à partir de deux ensembles d'origine différente. Le premier a déjà été étudié en 4.4 et provient de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre. La section 5.4.2.1 décrit en détails les évaluations qui y sont relatives. Le second, lui, est également la conséquence du même type d'interaction, mais avec l'atmosphère solaire. Pour celui-ci, les estimations se basent sur les résultats théoriques de [25] et [26] et sont décrites en 5.4.2.2.

5.4.2.1 D'origine atmosphérique

En 4.4.2.4, le nombre d'évènements neutrinos issus du bruit du fond atmosphérique a été déterminé avec l'application de l'ensemble des coupures décrites dans le tab. 4.3. La distribution de ces évènements dans le spectre zénithal apparaît en fig. 4.11, à gauche, pour un angle solide d'observation de $\Omega = 2\pi$ (l'hémisphère sud). Ainsi, pour extraire les évènements neutrinos de bruit de fond dans la seule direction du Soleil, il est nécessaire de pondérer l'ensemble de la distribution par le temps effectif dP/dt_{eff} passé par le Soleil dans chacun des canaux angulaires, comme cela a été fait pour la surface effective en 5.4.1.4. Ensuite, l'ouverture du cône d'observation étant relatif à la précision engagée sur la largeur des canaux angulaires utilisée dans la distribution en angle zénithal, cette largeur doit être successivement modifiée pour correspondre aux différentes valeurs d'ouverture visibles en 5.32. Pour cela, le taux de bruit de fond Γ_{ν}^{bg} (an^{-1}) est déterminé à partir du taux initial extrait en 4.4.2.4, pour tout $\theta_{c\acute{o}ne}$ tel que :

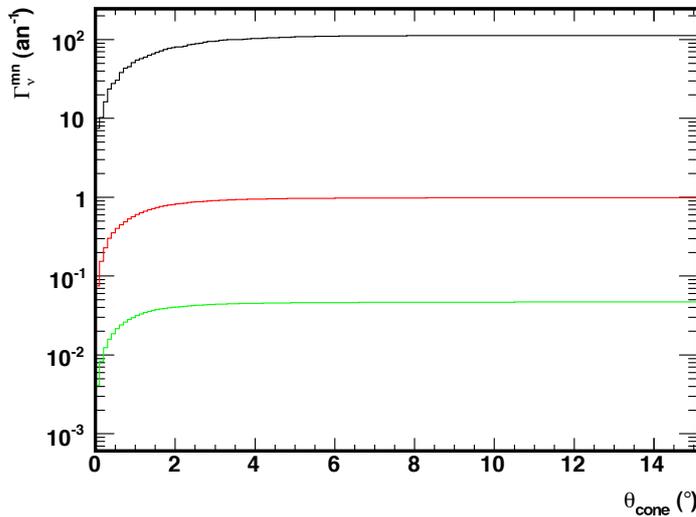


FIG. 5.32: Taux d'évènements neutrinos Γ_{ν}^{mn} espéré par an dans la direction du Soleil pour trois masses $m_{B(1)} = 100$ (noir), 500 (rouge), et 1000 GeV (vert), et différentes ouvertures de cône $\theta_{c\acute{o}ne} \in [0^{\circ}; 15^{\circ}]$.

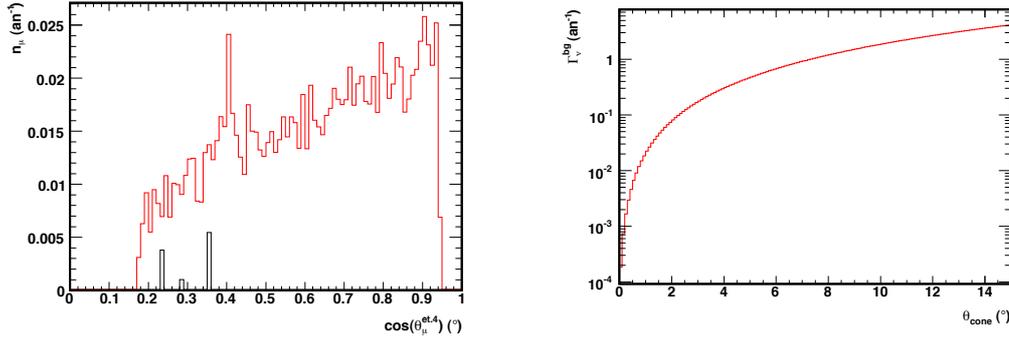


FIG. 5.33 : À gauche : Distribution du nombre d'évènements neutrinos issus du bruit de fond atmosphérique en fonction du cosinus de l'angle zénithal reconstruit $\cos(\theta_{\mu}^{et,4})$, et pondérée par le temps effectif dP/dt_{eff} solaire. À droite : Taux d'évènements neutrinos Γ_v^{bg} espéré par an dans la direction du Soleil pour différentes ouvertures de cône $\theta_{c\hat{o}ne} \in [0^\circ; 15^\circ]$.

$$\Gamma_v^{bg}(\theta_{c\hat{o}ne}) = \left(\frac{1}{0.01 \times 2\pi} \int_{\cos(\theta_{c\hat{o}ne})}^1 d\cos(\theta)d\phi \right) \times \left(\sum_i \Gamma_{v,i}^{bg} \frac{dP}{dt_{eff,i}} \right), \quad (5.50)$$

où 0.01 correspond à la précision initiale sur la largeur du canal angulaire évaluée pour $\delta_{\cos(\theta_{\mu}^{et,4})}$, l'indice i nomme chacun des canaux successifs, $\Gamma_{v,i}^{bg}$ et $dP/dt_{eff,i}$ sont les taux d'évènements neutrinos initiaux et les temps effectifs solaires respectivement, pour un canal i donné. La fig. 5.33 présente, à gauche, la distribution zénithale des évènements neutrinos reconstruits pondérée du temps effectif solaire. Sur cette distribution apparaissent les contributions des neutrinos atmosphériques (en rouge) et des muons atmosphériques (en noir). C'est donc en comptabilisant ces deux contributions que le taux de bruit de fond global $\Gamma_v^{bg} = 0.5 \pm 0.03(stat.) \pm 0.04(syst.)$ évènements neutrinos par an, dans la direction du Soleil, et ceci pour $\theta_{c\hat{o}ne} = 5^\circ$. Ce résultat est également visible à droite, en fig. 5.33, où le taux Γ_v^{bg} est défini en fonction de l'ouverture du cône d'observation $\theta_{c\hat{o}ne}$. Si cette courbe est comparée à la précédente, relative aux évènements de signal de matière noire et présente en fig. 5.32, il apparaît clairement qu'un intervalle de masse $m_{B(1)}$, allant de 10 GeV (le seuil en énergie du télescope) à quelques centaines de GeV, pourra être contraint. Ceci sera décrit en détails en 5.5.

5.4.2.2 D'origine solaire

De la même manière que l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre donne lieu à la production de particules secondaires hautement énergétiques, l'atmosphère solaire est également sujette à ce type d'interaction. C'est donc au travers d'interactions proton/proton que la désintégration des sous-produits sont la conséquence de l'émergence importante de flux d'électrons et de neutrinos ν_{μ} . L'étude de ce cas de figure a été réalisée en [25] et [26], où il est fait état de l'intensité des flux pour les trois saveurs de neutrino ($\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$) arrivant sur Terre pour une gamme en énergie $E_{\nu} \in [10; 10^8]$ GeV, comme cela apparaît en fig 5.34 à gauche. Ces flux ont été déterminés en prenant

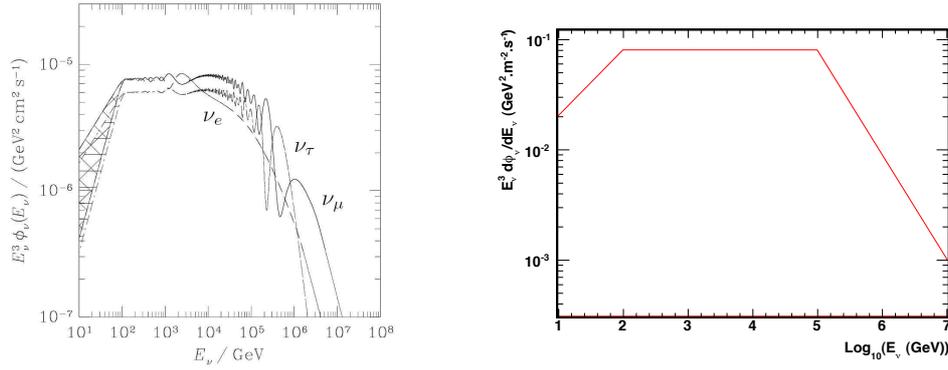


FIG. 5.34: À gauche : Flux $E_\nu^3 \phi_\nu(E_\nu)$ ($\text{GeV}^2 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) de neutrinos ν_e , ν_μ , et ν_τ provenant de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère solaire, intégré sur l'angle solide du Soleil. À droite : Paramétrisation du flux $E_\nu^3 d\phi_\nu/dE_\nu$ ($\text{GeV}^2 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) de neutrinos ν_μ utilisée pour l'estimation du nombre d'évènements.

en compte les multiples interactions et oscillations que peuvent subir un neutrino en milieu solaire, similairement à ce qui a été fait en 5.3, et également l'influence des champs magnétiques interplanétaires et solaires sur le rayonnement cosmique. C'est donc en se basant sur cette étude que, le seul flux de neutrinos ν_μ peut être paramétrisé selon la courbe apparaissant en fig. 5.34, à droite, telle que les extremums de flux, faisant suite aux oscillations entre les trois saveurs de neutrinos déterminées en [25], soient utilisés pour une estimation conservative du bruit de fond. Ce flux de neutrinos ν_μ a été intégré sur l'angle solide du Soleil sachant que son diamètre équatorial est de l'ordre de $\odot_{\text{Soleil}} \sim 0.53^\circ$ (voir en fig. 5.29), soit $\Omega_{\text{Soleil}} = 2\pi \sin(0.265^\circ)$. Cette considération est prise en compte pour l'évaluation du bruit de fond en fonction de l'ouverture du cône d'observation.

Ainsi, ayant accès à l'intensité du flux de neutrinos ν_μ en fonction de l'énergie $d\phi_\nu/dE_\nu$, il est possible d'extraire le taux d'évènements $\Gamma_\nu^{S,bg}$ attendu pour une ouverture du cône d'observation $\theta_{\text{cône}}$ fixée en utilisant l'expression figurant dans l'éq. 5.49, tel que :

$$\Gamma_\nu^{S,bg}(\theta_{\text{cône}}) = \int_{E_{\nu,\text{seuil}}} \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega_\nu} A_{\text{eff}}^\nu(E_\nu, \theta_{\text{cône}}) dE_\nu, \quad (5.51)$$

où $E_{\nu,\text{seuil}} = 10 \text{ GeV}$. La distribution du flux $d\phi_\nu/dE_\nu$ ($\text{GeV}^2 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) utilisée pour le calcul du taux d'évènement apparaît en fig. 5.35, à gauche. Celle-ci atteste clairement que ce type d'évènements sera peuplé majoritairement par les neutrinos de basse énergie dans la gamme $E_\nu \in [10; 100] \text{ GeV}$. Au-delà de cet intervalle, la probabilité de détection s'amenuise nettement. Ensuite, comme cela a déjà été réalisé pour les neutrinos issus de l'auto-annihilation de matière noire et ceux provenant du bruit de fond atmosphérique, le taux d'évènements $\Gamma_\nu^{S,bg}$ doit être évalué selon $\theta_{\text{cône}}$. Pour cela, comme en 5.4.1.5, la distribution de $\Gamma_\nu^{S,bg}$ en fonction de $\theta_{\text{cône}}$ est obtenue en fig. 5.35, à droite. Il vient que la contribution de ce bruit de fond s'avère minimale dans le cas où $\Gamma_\nu^{S,bg} = 0.002$ évènements neutrinos par an, avec $\theta_{\text{cône}} = 5^\circ$, soit l'équivalent de $\sim 0.4 \%$ du bruit de fond atmosphérique. Cependant, dans la perspective d'un futur télescope à neutrino tel que KM3NeT, il est certain que ce type de bruit de fond pourrait faire l'objet d'une étude approfondie, $\Gamma_\nu^{S,bg}$ pouvant atteindre quelques évènements par an, en ce qui concerne un éventuel étalonnage

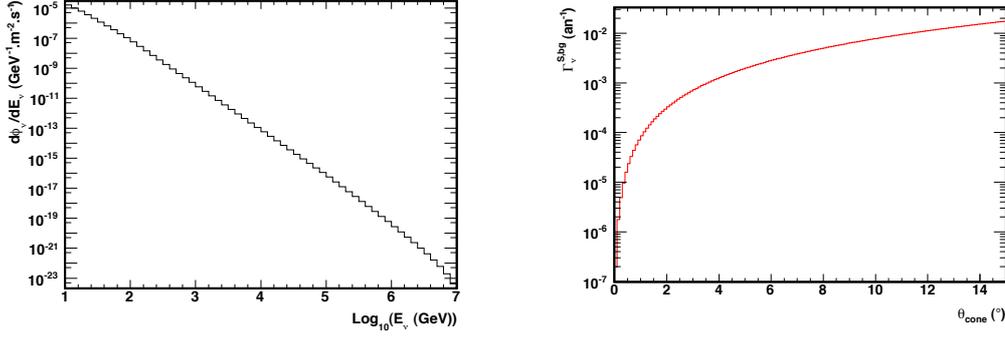


FIG. 5.35: À gauche : Flux $d\phi_\nu/dE_\nu$ ($\text{GeV}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) de neutrinos ν_μ utilisée pour l'estimation du nombre d'évènements. À droite : Taux d'évènements neutrinos $\Gamma_\nu^{S,bg}$ espéré par an dans la direction du Soleil pour différentes ouvertures de cône $\theta_{\text{cône}} \in [0^\circ; 15^\circ]$.

du détecteur dans la direction du Soleil. Malgré tout, étant donné que ce taux de bruit de fond est inférieur à l'intensité du taux d'évènements Γ_ν^{mn} du signal de matière noire, illustré en 5.4.1.5 et plus précisément en fig. 5.32, même pour une masse $m_{B(1)} = 1$ TeV, il est fait le choix de le négliger dans la suite du développement.

5.5 Comparaisons bruit de fond/signal et probabilité de détection

Pour extraire le demi-angle du cône d'observation qui permet de maximiser le rapport $(\Gamma_\nu^{bg})/\Gamma_\nu^{mn}$ et par là-même la sensibilité du télescope ANTARES à la détection indirecte de matière noire, l'approche fréquentiste a été choisie. Celle-ci est basée sur la méthode de Feldman-Cousins [21] permettant la détermination d'intervalle de confiance. Ces intervalles sont calculés pour contenir un nombre $N = b + s$ d'évènements observés, où s est le signal et b le bruit, avec un niveau de confiance C_l (68.27 %, 90 %, 95 %, 99 %, ou encore 1 à 4 σ , par analogie avec les intervalles Gaussiens). Cette méthode est basée sur un rapport de vraisemblance R tel que :

$$R(N, b + s) = \frac{P(N|b + s)}{P(N = b + s)}, \quad (5.52)$$

avec

$$P(N|b + s) = \frac{(b + s)^N}{N!} \exp^{-(b+s)}, \quad (5.53)$$

où $P(N|b + s)$ représente la probabilité d'observer N évènements tel qu'il existe $b + s$ évènements vrais, et $P(N = b + s)$ est la probabilité maximale causée pas le fait que $N = b + s$. Les différents rapports R pour $N \in [0; b + s]$ sont ainsi calculés et ensuite ordonnés dans un ordre décroissant. C'est alors en sommant ces rapports dans ce même ordre que le nombre d'évènements N observables est extrait tel que :

$$\sum_{N=0}^{N^{max}} R(N) \leq C_l, \quad (5.54)$$

le niveau de confiance C_l ayant été choisit préalablement. Dans notre cas, l'intervalle de confiance se limite alors à $N \in [N^{min}(s); N^{max}(s)]$, avec $N^{min}(s) = 0$ pour aucun bruit de fond, ni de signal, et $N^{max}(s) = b$ à 90 % de confiance. Cet intervalle est conforme à la définition de la détermination de la sensibilité d'un détecteur à un signal rare (voir en [21] pour de plus amples détails).

C'est donc au travers de cette méthode que le taux d'évènements neutrinos observables avec 90 % de confiance, vu comme une limite haute dans la direction du Soleil, est déterminé dans un premier temps. Pour cela, il est fait l'hypothèse que seuls les évènements neutrinos issus des bruits de fond atmosphériques (voir en 5.4.2.1) sont observés, soit $N = \Gamma_v^{bg}$, et $\Gamma_v^{mn} = 0$. Ainsi, ce taux de neutrinos observables, dénommé par $\Gamma_v^{90\%}$ ($\equiv N^{max}(s)$), est représenté en fig. 5.36 (à gauche) pour les ouvertures de cône $\theta_{c\hat{o}ne} \in [0^\circ; 15^\circ]$. Pour chaque ouverture de cône, ce graphe donne accès au nombre moyen d'évènements neutrinos nécessaire pour rejeter l'hypothèse du bruit de fond à plus de 90 % de confiance. Cependant, ce type de considération de limite haute sur le taux d'évènements est dépendant du nombre d'évènements observés. À ce stade de l'étude, étant donné que l'ensemble du développement est basé sur la seule connaissance des données Monte-Carlo, ce nombre d'évènements est encore inconnu pour les données réelles. En effet, la quantité de neutrinos $N^{max}(s)$ peut fluctuer sur l'intervalle $[0; b]$, jusqu'à ce que la détection réelle soit réalisée et qu'une valeur moyenne $\bar{N}^{max}(s)$ soit extraite après une répétition hypothétique des mesures par différentes expériences. C'est pourquoi, il convient de faire appel à un cas intermédiaire de limite, dénommé par la limite haute moyenne.

La limite haute moyenne, qui se traduit par $\bar{\Gamma}_v^{90\%}$ dans ce cas précis, se définit comme [135] :

$$\bar{\Gamma}_v^{90\%} = \sum_{N=0}^{+\infty} \Gamma_v^{90\%}(N, b) \frac{(b)^N}{N!} \exp^{-b}, \quad (5.55)$$

avec toujours, $N \in [0; +\infty]$ qui représente le nombre d'évènements observés dans les données réelles, et $b \equiv \Gamma_v^{bg}$ le bruit de fond global. La fonction Poissonienne, rajoutée en facteur dans l'expression 5.55, correspond quant à elle à la pondération de chacune des limites hautes $\Gamma_v^{90\%}$ par leur probabilité d'apparition. Les limites hautes moyennes $\bar{\Gamma}_v^{90\%}$ qui en résulte sont alors obtenues, comme cela apparaît en fig. 5.36 à droite, pour les ouvertures de cône $\theta_{c\hat{o}ne} \in [0^\circ; 15^\circ]$. Le taux de bruit de fond Γ_v^{bg} (en bleu), les limites hautes moyennes $\bar{\Gamma}_v^{90\%}$ (en noir), et le taux d'évènements de matière noire attendus (en rouge), sont représentés. Les estimations ont toutes été faites pour un temps d'observation intégré de un an (lignes continues) et cinq ans (pointillés). Le cas d'une masse, $m_{B(1)} = 500$ GeV, est pris en tant qu'exemple sur cette figure.

Suite à cela, la dernière contrainte qui s'applique aux données Monte-Carlo, ajoutée aux coupures appliquées en 4.4, est la restriction de l'ouverture de cône $\theta_{c\hat{o}ne}$. En effet, en fonction de l'ouverture du cône choisie, le rapport entre le signal et le bruit de fond seront nécessairement différents. Pour matérialiser ce rapport, appelé le facteur de réjection pour

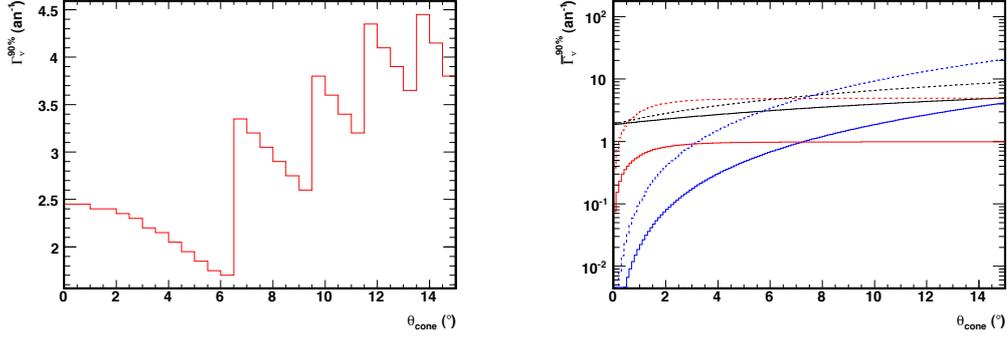


FIG. 5.36: À gauche : Taux d'évènements neutrinos $\Gamma_v^{90\%}$ par an dans la direction du Soleil. Soit le nombre d'évènements neutrinos minimaux nécessaires pour rejeter l'hypothèse du bruit de fond à plus de 90 % de confiance, ceci pour différentes ouvertures de cône $\theta_{c\hat{o}ne} \in [0^\circ; 15^\circ]$, dans le cas des données réelles. À droite : Limite haute moyenne $\bar{\Gamma}_v^{90\%}$ pour chacune des ouvertures de cône $\theta_{c\hat{o}ne} \in [0^\circ; 15^\circ]$, nécessaire pour l'extraction de la sensibilité du détecteur. Le taux de bruit de fond Γ_v^{bg} (en bleu), les limites hautes moyennes $\bar{\Gamma}_v^{90\%}$ (en noir), et le taux d'évènements de matière noire attendus (en rouge), sont représentés. L'étude a été réalisée pour un an (lignes continues) et cinq ans d'observation.

un modèle particulier (MRF, en anglais), les taux d'évènements $\bar{\Gamma}_v^{90\%}$ et Γ_v^{mn} sont utilisés tels que :

$$MRF = \frac{\bar{\Gamma}_v^{90\%}}{\Gamma_v^{mn}}. \quad (5.56)$$

C'est donc au travers de la recherche d'une minimisation du MRF, par une évolution de l'angle d'ouverture $\theta_{c\hat{o}ne}$ du cône d'observation (voir en 5.5.1), qu'il est possible de contraindre au mieux une limite haute moyenne sur la densité de flux d'évènements neutrinos obtenu après un ensemble de détections hypothétiques, telle que cette densité de flux $\bar{\phi}_v^{90\%}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$) est définie comme :

$$\bar{\phi}_v^{90\%} = \phi_v^{mn} \frac{\bar{\Gamma}_v^{90\%}}{\Gamma_v^{mn}}, \quad (5.57)$$

avec

$$\phi_v^{mn}(m_{B^{(1)}}, \theta_{c\hat{o}ne}) = \frac{\Gamma_v^{mn}(m_{B^{(1)}}, \theta_{c\hat{o}ne})}{\bar{A}_{eff}^v(m_{B^{(1)}}, \theta_{c\hat{o}ne})}. \quad (5.58)$$

La quantité ϕ_v^{mn} ($\text{km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$) dénote la densité de flux d'évènements neutrinos issus de l'auto-annihilation de matière noire. Celle-ci est définie en éq. 5.58 à partir du taux d'évènements neutrinos Γ_v^{mn} , calculé en éq. 5.49, et est pondéré par la surface effective \bar{A}_{eff}^v , qui figure en 5.4.1.4, moyennée sur l'intervalle $E_v \in [10; m_{B^{(1)}}]$ GeV. Ce flux est relatif à une masse de LKP donnée et à une ouverture de cône choisie. La pondération de celui-ci par le MRF conduit à obtenir un limite haute moyenne sur la densité de flux en neutrinos $\bar{\phi}_v^{90\%}$, pour un modèle de matière noire particulier. Ici, le modèle de matière

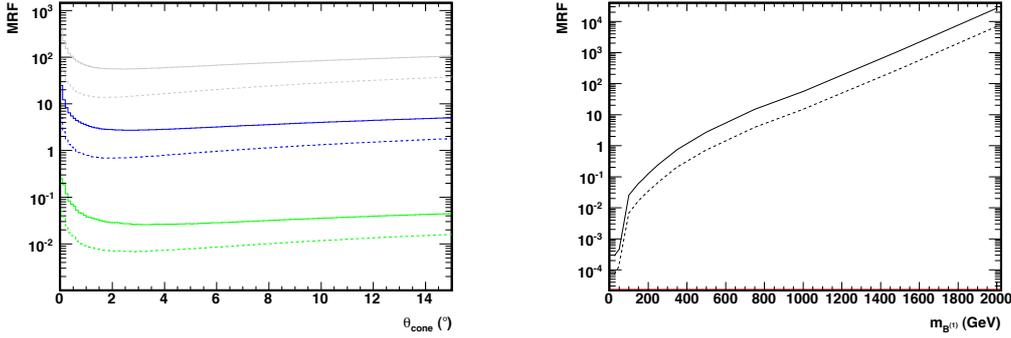


FIG. 5.37: À gauche : Distributions du MRF en fonction l'ouverture angulaire $\theta_{\text{c\^one}}$ ($^\circ$) et pour trois masses différentes $m_{B^{(1)}} = 100$ (vert), 500 (bleu), 1000 (gris) GeV. Les lignes continues sont relatives à un an de prise de données, et les pointillés à cinq. À droite, Distributions du MRF minimal en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}} \in [10; 2000]$ GeV.

noire est pour le moment fixé à l'UED avec la particule $B^{(1)}$ représentative de la LKP, pour lequel les contraintes sont exposés en 5.4.1.1. L'estimation de $\overline{\phi}_\nu^{90\%}$ pour chaque masse de LKP, avec le respect de chaque MRF minimal, permet d'obtenir la sensibilité du télescope ANTARES dans une configuration à cinq lignes pour ce modèle de matière noire particulier, comme cela apparaît en 5.5.2.

5.5.1 Cône d'observation optimale relatif au spectre de masse $m_{B^{(1)}}$

Conformément à la définition du MRF en éq. 5.56, ce rapport fait l'objet d'une minimisation par l'évolution de l'ouverture du cône d'observation $\theta_{\text{c\^one}}$ autour de la position du Soleil, et ceci pour chaque masse de LKP envisagée. Pour cela, les distributions de $\Gamma_\nu^{90\%}$ et $\overline{\Gamma}_\nu^{90\%}$, présentées respectivement en fig. 5.32 et 5.36, sont confrontées. En fig. 5.37, à gauche, apparaît trois distributions de MRF pour des masses de LKP de 100, 500, et 1000 GeV, en fonction du demi-angle $\theta_{\text{c\^one}}$. Tout d'abord, le facteur de réjection MRF évolue à l'inverse de l'augmentation de la masse $m_{B^{(1)}}$. Les taux d'évènements neutrinos étant plus important pour des masses de LKP faibles (voir en 5.4.1.5), plus la masse va diminuer et plus le taux de neutrinos issu du signal aura tendance à surpassé le taux $\overline{\Gamma}_\nu^{90\%}$. Laisant une probabilité certaine de détecter un nombre d'évènements de signal non nul à 90 % de niveau de confiance. Ce fait est également visible avec la fig. 5.37, à droite, où le MRF est représenté pour chaque masse de LKP envisagé dans l'intervalle $m_{B^{(1)}} \in [10; 2000]$ GeV. Chacun des MRFs correspondant au MRF minimal pour une masse donnée. Les mêmes types de distribution ont été réalisés pour un an (lignes continues) et cinq années d'observation (pointillés). De telles distributions permettent déjà de conclure que les gammes de masse $m_{B^{(1)}} \in [10; \sim 380]$ GeV, et $m_{B^{(1)}} \in [10; \sim 550]$ GeV peuvent être contraintes par les observations du télescope ANTARES, du fait d'un $\text{MRF} \leq 1$ respectivement pour un an et cinq ans de prises de données.

Suite à ces distributions, il est également possible d'extraire l'ouverture de cône optimale qui minimise à la fois le MRF et $\overline{\phi}_\nu^{90\%}$ par conséquent. La distribution du cône

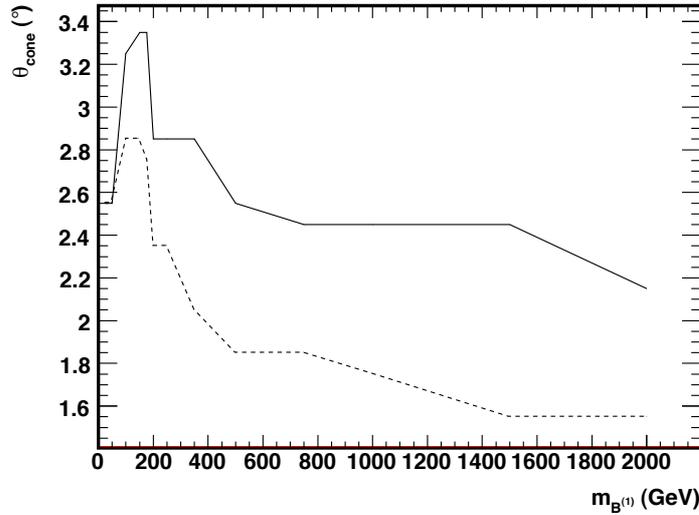


FIG. 5.38: Distribution du demi-angle $\theta_{\text{c\^one}}$ optimale pour chacune des masses $m_{B^{(1)}} \in [10; 2000]$ GeV. Les lignes continues sont relatives à un an de prise de données, et les pointillés à cinq années.

$\theta_{\text{c\^one}}$ optimale, en fonction des masses de LKP, est présentée en fig. 5.38. De manière générale, que cela soit pour une année (ligne continue) ou cinq années (pointillés) d'observation, les deux distributions se comportent de la même manière avec une descente progressive de $\theta_{\text{c\^one}}$ dans l'intervalle $m_{B^{(1)}} \in [100; 2000]$ GeV. Ces diminutions sont dues au fait que, l'intensité du signal diminuant avec la masse de la LKP (voir en 5.4.1.5), l'ouverture du champ de vue doit diminuer pour minimiser l'injection de bruit de fond atmosphérique dans le cône d'observation (voir la fig. 5.33, à droite), et ainsi améliorer le rapport signal/bruit. Maintenant, se focalisant sur l'intervalle $m_{B^{(1)}} \in [10; 100]$ GeV, le rapport signal/bruit devenant relativement important, comme cela peut apparaître en fig. 5.37 à droite, le cône d'observation est ajusté à des valeurs plus faibles. En effet, le taux d'événements neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire pour des masses de LKP inférieures à 100 GeV augmente de manière exponentielle comme cela peut être conclut de l'évolution du taux d'annihilation au sein du Soleil avec la fig. 5.25, et du flux de neutrinos qui en découle avec l'expression 5.46. Ainsi, pour des masses de LKP *ultra-légères*, l'extraction d'un signal et, *a fortiori*, d'une contrainte deviennent choses aisées. Maintenant, si les résultats issus d'une année d'accumulation de données de bruit de fond, ou de cinq années, sont comparés, il vient que le demi-angle $\theta_{\text{c\^one}}$ gagne $\sim 0.6^\circ$ en moyenne sur toute la gamme de masse $m_{B^{(1)}}$. L'accumulation de davantage de données permettant de diminuer le MRF par une restriction de l'ouverture du cône d'observation autour de la source.

Quelles sont les répercussions de cette optimisation de l'amplitude de l'angle $\theta_{\text{c\^one}}$ sur le flux $\bar{\phi}_\nu^{90\%}$ (la sensibilité) ? C'est ce qui va être détaillé dans la sous-section suivante.

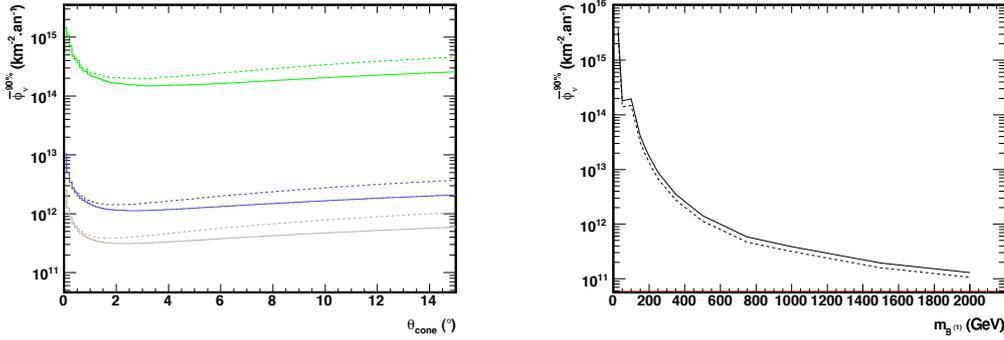


FIG. 5.39: À gauche : Distributions du flux $\bar{\phi}_\nu^{-90\%}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$) en fonction l'ouverture angulaire $\theta_{\text{cône}}$ ($^\circ$), pour trois masses différentes $m_{B^{(1)}} = 100$ (vert), 500 (bleu), 1000 (gris) GeV. Les lignes continues sont relatives à un an de prise de données, et les pointillés à cinq. À droite, Distributions du flux $\bar{\phi}_\nu^{-90\%}$ minimisé en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}} \in [10; 2000]$ GeV.

5.5.2 Sensibilité du télescope ANTARES

Comme cela été défini précédemment en éq. 5.57, la sensibilité $\bar{\phi}_\nu^{-90\%}$ (ou limite haute moyennée) sur le flux de neutrinos provenant du Soleil est directement dépendante du facteur de réjection MRF, et de la densité de flux théorique de neutrinos ϕ_ν^{mn} ($\text{km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$) issus de l'auto-annihilation de matière noire (voir en éq. 5.58). Ainsi, l'optimisation du demi-angle de cône $\theta_{\text{cône}}$ sur le MRF se répercute directement sur la distribution de $\bar{\phi}_\nu^{-90\%}$. C'est ce qui apparaît en fig. 5.39, à gauche, avec l'évolution du flux $\bar{\phi}_\nu^{-90\%}$ avec l'ouverture du $\theta_{\text{cône}}$ pour trois masses différentes de $m_{B^{(1)}} = 100$ (vert), 500 (bleu), et 1000 (gris) GeV. Comme auparavant, les lignes continues sont relatives à un an de prise de données, et les pointillés à cinq années. Les ouvertures de cône $\theta_{\text{cône}}$ qui minimisent les sensibilités sur le modèle de matière noire suivent celles qui ont été déterminées précédemment, et l'amplitude de la sensibilité évolue inversement à l'augmentation de la masse de la LKP pour les mêmes raisons que celles utilisées en 5.5.1, étant donné qu'un flux de neutrinos provenant du Soleil sera d'autant plus majoritaire que la masse de la LKP sera faible. Maintenant, en extrayant les valeurs de $\bar{\phi}_\nu^{-90\%}$ pour chacun des $\theta_{\text{cône}}$ qui le minimise, la distribution de la sensibilité, en fonction de la masse $m_{B^{(1)}}$, est obtenue en fig. 5.39 à droite. Entre une année de prise de données (ligne continue) et cinq années, un gain de $\sim 30\%$ en sensibilité est à noter. Une discontinuité est également à remarquer pour $m_{B^{(1)}} \leq 100$ GeV. Celle-ci est la conséquence directe d'une restriction plus fine sur le demi-angle d'ouverture, comme cela apparaît en fig. 5.38, pour les LKPs très légères.

Maintenant, afin de comparer cette sensibilité du télescope ANTARES pour le modèle de matière noire UED (voir en 5.4.1.1) aux autres expériences de détection indirecte, il est nécessaire d'évaluer la sensibilité non pas pour le flux de neutrinos, mais pour le flux de muons $\bar{\phi}_\mu^{-90\%}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$). Celui-ci peut se définir de la même manière que $\bar{\phi}_\nu^{-90\%}$, tel que :

$$\bar{\phi}_\mu^{-90\%} = \phi_\mu^{mn} \frac{\Gamma_\nu^{-90\%}}{\Gamma^{mn}}, \quad (5.59)$$

avec

$$\phi_{\mu}^{mn}(m_{B^{(1)}}, \theta_{c\hat{one}}) = \frac{\Gamma_{\nu}^{mn}(m_{B^{(1)}}, \theta_{c\hat{one}})}{\bar{A}_{eff}^{\mu}(m_{B^{(1)}}, \theta_{c\hat{one}})}. \quad (5.60)$$

Comparé aux éq. 5.57 et 5.58, la seule différence est l'introduction de la surface effective moyenne \bar{A}_{eff}^{μ} pour les muons. Une définition préalable de cette surface effective non moyennée en éq. 4.17, et de A_{eff}^{ν} en éq. 4.14, montre que le rapport $A_{eff}^{\nu}/A_{eff}^{\mu}$ est tel que :

$$\frac{A_{eff}^{\nu}}{A_{eff}^{\mu}} = \rho N_A \times \sigma(E_{\nu}) \times P_{Terre}(E_{\nu}, \theta_{\nu}) \times \overline{R_{eff}}(E_{\mu}; E_{\mu}^{min}), \quad (5.61)$$

où ρN_A est la densité de nucléons cibles dans l'interaction neutrino/nucléon, $\sigma(E_{\nu})$ est la section efficace d'interaction neutrino-nucléon par courant chargé, $P_{Terre}(E_{\nu}, \theta_{\nu})$ est la probabilité d'absorption d'un neutrino par la Terre, et $\overline{R_{eff}}(E_{\mu}; E_{\mu}^{min})$ est le libre parcours moyen effectif d'un muon, dans les intervalles $[E_{\nu}; E_{\nu} + dE_{\nu}]$, avec $E_{\nu} \geq E_{\nu,seuil} \equiv 10$ GeV (défini en éq. 4.15). Ainsi, en prenant en compte ce rapport de surface effective, la sensibilité du télescope ANTARES pour un flux de muons devient :

$$\phi_{\mu}^{-90\%} = \frac{\bar{A}_{eff}^{\nu}}{\bar{A}_{eff}^{\mu}} \times \phi_{\nu}^{-90\%}. \quad (5.62)$$

Le résultat de cette pondération surfacique, et donc de la sensibilité à un flux de muons provenant de l'auto-annihilation de particules $B^{(1)}$ dans le Soleil, est présenté en fig. 5.40. Afin d'utiliser les résultats de simulation pour représenter au mieux la période correspondant à la prise de donnée du télescope ANTARES, dans sa configuration à cinq lignes et durant l'année 2007 (mentionnée en 4.4.2), les étapes précédentes ont été réalisées pour un temps $t \sim 167.7$ jours de prise de données, et avec la prise en compte d'un temps mort, relatif au système de déclenchement, créant une perte de l'ordre de 20 % en terme d'acquisition.

Conjointement à la sensibilité d'ANTARES pour un un temps $t \sim 167.7$ jours (ligne noire continue), est présente également la sensibilité pour une configuration du télescope ANTARES à douze lignes (en gris). Cette évaluation se base sur l'estimation de la surface effective pour les neutrinos en [136], qui apparaît en fig. 5.41, à gauche. Cette surface effective pour un détecteur à douze lignes est ~ 45 % plus importante dans une gamme d'énergie $E_{\nu} \in [10; 10^4]$ GeV (voir la fig. 4.13, à gauche, pour une configuration à cinq lignes). De même, il est possible de réaliser une estimation de cette même sensibilité pour le futur télescope à neutrinos KM3NeT (en pointillés gris), dans le cadre du dernier CDR (Conceptual Design Report) [144] de 2008 apportant une évaluation de la surface effective en neutrinos montrée en fig. 5.41, à droite. Les évaluations de A_{eff}^{ν} issues de la simulation apparaissent aux travers des pointeurs circulaires, et la fonction qui paramétrise cette surface effective, sur l'ensemble de l'intervalle en énergie E_{ν} , apparaît en rouge. C'est cette dernière qui est utilisée pour l'estimation de la sensibilité présente. Enfin, les expériences AMANDA-II [140] (analyse de 144 jours de données prises en 2003, en rouge), ICECUBE [141] (pour cinq ans d'observation, en rose), SuperKamiokande [139] (analyse de ~ 5.3 années de données à la fin 2004, en bleu), MACRO [186] (avec les données de 1989 à 1998, en vert clair), et BAKSAN [137] (avec les données de 1978 à 1995, en

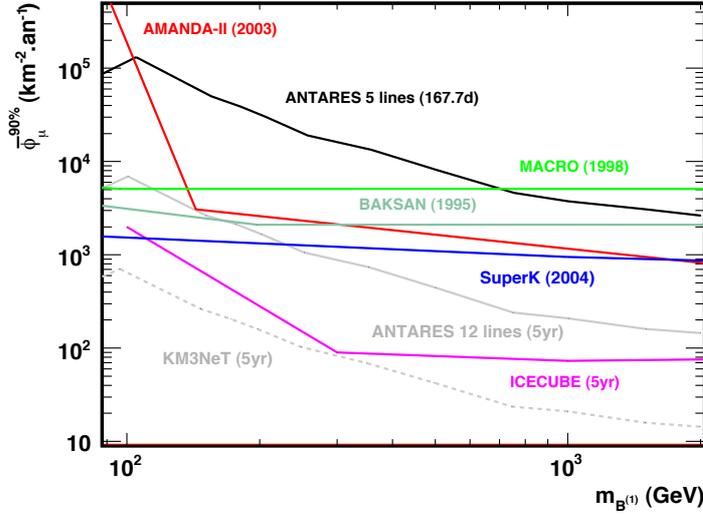


FIG. 5.40: Distributions du flux $\bar{\phi}_{\mu}^{-90\%}$ ($\text{km}^{-2}.\text{an}^{-1}$) minimisé en fonction de la masse de la LKP $m_{B(1)} \in [100; 2000]$ GeV. Les expériences, présentant ces sensibilités, sont les suivantes : ANTARES à cinq lignes pour un temps $t \sim 167.7$ jours de prise de données (ligne noire continue), ANTARES à douze lignes (pour cinq ans d'observation, en gris), KM3NeT (pour cinq ans d'observation, en pointillés gris), AMANDA-II (analyse des données prises en 2003, en rouge), ICECUBE (pour cinq ans d'observation, en rose), SuperKamiokande (avec les données de 2004, en bleu), MACRO (avec les données de 1989 à 1998, en vert clair), et BAKSAN (avec les données de 1978 à 1995, en vert foncé).

vert foncé) sont également représentées. Les sensibilités n'existant pas pour ces dernières expériences, dans le cadre d'un modèle de Kaluza-Klein, les estimations pour un modèle supersymétrique du type MSSM ont été comparées à celles relatives au télescope ANTARES en [104], pour en déduire des facteurs de normalisation pour chaque expérience. Ces facteurs de normalisation se traduisant juste par le rapport $A_{eff,i}^v/A_{eff,j}^v$, avec les indices i et j dénotant deux expériences différentes.

Ainsi, en conclusion de ce graphe apporté en fig. 5.40, le télescope ANTARES, dans sa configuration à cinq lignes, ne permet pas d'apporter une substantielle amélioration en terme de limite sur le flux de neutrinos provenant de l'auto-annihilation au sein du Soleil, ceux-ci par comparaison aux autres expériences hors km^3 . Cependant, se référant à la fig. 5.37, concernant le facteur de réjection MRF en fonction de la masse de LKP envisagée, il est déjà possible de contraindre un intervalle de masse tel que $m_{B(1)} \in [10; \sim 200]$ GeV, tandis que le MRF reste inférieur à l'unité. Ceci ne rejoint pas encore la limite apposée par LEP 2 sur la masse d'une LKP ($m_{B(1)} \geq 350$ GeV), mais cela laisse présager un éventuel durcissement de la coupure avec un télescope de configuration plus étendue.

Si les rapports de flux $\bar{\phi}_{\mu}^{-90\%}$ sont utilisés tels qu'ils apparaissent en fig. 5.40, le rapport $\bar{\phi}_{\mu,5\text{lignes}}^{-90\%}/\bar{\phi}_{\mu,12\text{lignes}}^{-90\%}$ sur cinq années d'observation peut tout à fait se transmettre au rapport

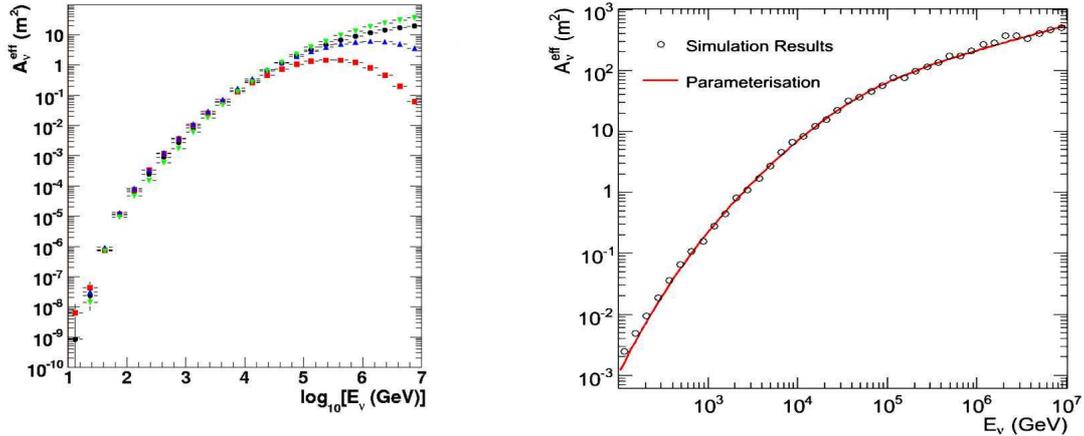


FIG. 5.41 : À gauche : Estimation de la surface effective en neutrinos A_{eff}^V pour un détecteur dans une configuration à douze lignes. Elle est donnée en fonction de l'énergie des neutrinos générés $\text{Log}_{10}(E_\nu(\text{GeV}))$ et est décomposée selon différents intervalles angulaires : $[0^\circ; 30^\circ]$ (en rouge), $[30^\circ; 60^\circ]$ (en bleu), $[60^\circ; 90^\circ]$ (en vert), et $[0^\circ; 90^\circ]$ (en noir). À droite, Estimation de la surface effective en neutrinos A_{eff}^V pour le futur télescope à neutrinos KM3NeT. Les évaluations de A_{eff}^V issues de la simulation apparaissent aux travers des pointeurs circulaires, et la fonction qui paramétrise cette surface effective, sur l'ensemble de l'intervalle en énergie E_ν , apparaît en rouge.

entre leur MRF respectif, les éq. 5.59 et 5.56 illustrant ce fait. Ainsi, les MRFs concernant la configuration d'ANTARES à cinq et douze lignes peuvent tout à fait être illustrées de consort au sein de la fig. 5.42, avec par extension le cas du futur télescope à neutrinos KM3NeT. Il vient que les contraintes sur la masse de la particule $B^{(1)}$ pourront être étendues aux intervalles $m_{B^{(1)}} \in [10; \sim 500]$ GeV pour le détecteur ANTARES à douze lignes, et $m_{B^{(1)}} \in [10; \sim 780]$ GeV pour KM3NeT, sur cinq années d'observation. De ces limites hautes envisagées sur la masse de la LKP, il est intéressant de faire le parallèle avec les dernières limites apportées par les données de LEP 1 et 2 concernant les observables électrofaibles, reportées en [142] et revues en [143], qui portent une limite basse sur la masse de la LKP, telle que $m_{B^{(1)}} \geq 350$ GeV, avec 95 % de niveau de confiance. Ceci démontre les intérêts juxtaposés qu'apportent les mesures en collisionneurs, et les télescopes à neutrinos, sur les modèles au-delà du Modèle Standard.

Maintenant que les sensibilités à un signal de matière noire au sein du Soleil pour le télescope ANTARES ont été déterminées (configuration à cinq et douze lignes), avec en perspective le télescope à neutrinos KM3NeT, il est également possible de faire une comparaison avec des modèles de matière noire divers, et de réaliser un parallèle avec les expériences de détection directe. C'est ce qui est développé dans les sous-sections qui suivent.

5.5.3 Comparaison aux modèles

Dans tout ce qui a précédé, il a été fait le choix de ne considérer aucun modèle extra-dimensionnel de matière noire en particulier. Au travers de cela, une perspective générale

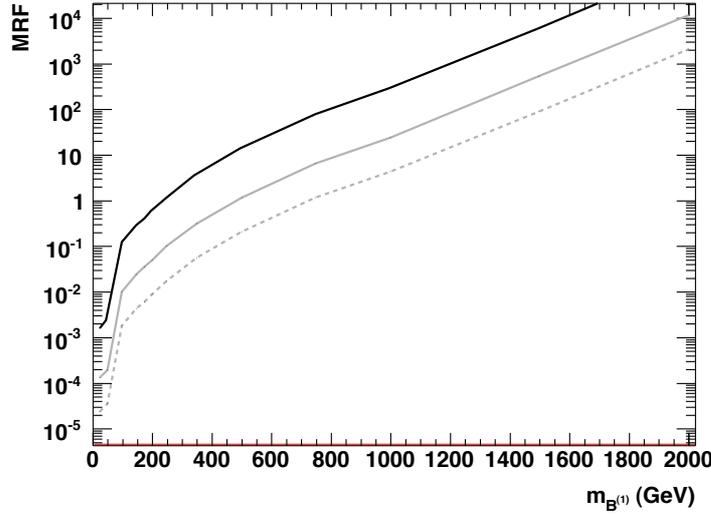


FIG. 5.42: Distributions du MRF minimal en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}} \in [10; 2000]$ GeV, pour ANTARES dans la configuration à cinq lignes (pour un temps d'observation $t \sim 167.7$ jours, en noir), à douze lignes (pour cinq ans d'observation, ligne grise continue), et pour KM3NeT (pour cinq ans d'observation, pointillés gris).

d'une détection potentielle de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de matière noire, du type UED, au sein du Soleil a pu être extraite. Les hypothèses permises étant que toutes les particules du Modèle Standard peuvent se propager au sein d'une seule dimension supplémentaire du type métrique, que la première excitation de Kaluza-Klein du photon $B^{(1)}$ représente, à l'heure actuelle, le seul candidat de matière noire dans l'Univers, et que la forme du spectre de masse, des différents états de première excitation, induit un rapport relatif $\Delta = 0.14$. À partir de là, la section efficace de diffusion $B^{(1)} - \text{nucléon}$ dépendante du spin $\sigma_{H,SD}^{UED}$ (éq. 5.3), le taux de capture C_{\odot} des LKPs par le Soleil (éq. 5.7), le taux d'auto-annihilation Γ d'une paire $B^{(1)}B^{(1)}$ (éq. 5.11), les taux des leptons secondaires, et des neutrinos associés (voir en 5.3.3), ont été déterminés. Maintenant, connaissant toutes ces expressions, il apparaît clairement que les flux de neutrinos s'échappant du Soleil sont intrinsèquement liés à l'étendue du spectre de masse des LKPs envisagée, et à l'amplitude du rayon de compactification R permise au travers de la valeur apportée au paramètre Λ . Pour cela, deux chemins disjoints de la vision phénoménologique, de la physique liée aux LKPs, vont être utilisés.

5.5.3.1 Cas de la LKP $B^{(1)}$ considérée sans coannihilation

Dans un premier temps, et selon [43], les autres premiers modes de Kaluza-Klein sont considérés largement plus lourds que la LKP $B^{(1)}$ ($\Delta \geq 0.1$), et ne jouent alors qu'un rôle mineur dans la stabilisation de la densité relicque finale des $B^{(1)}$. Cela se traduit par une faible variation des rapports de branchement d'auto-annihilation des $B^{(1)}$ en particules du Modèle Standard (voir en tab. 5.2), dans la gamme où $\Delta \in [0.1; 0.5]$, et une évolution de

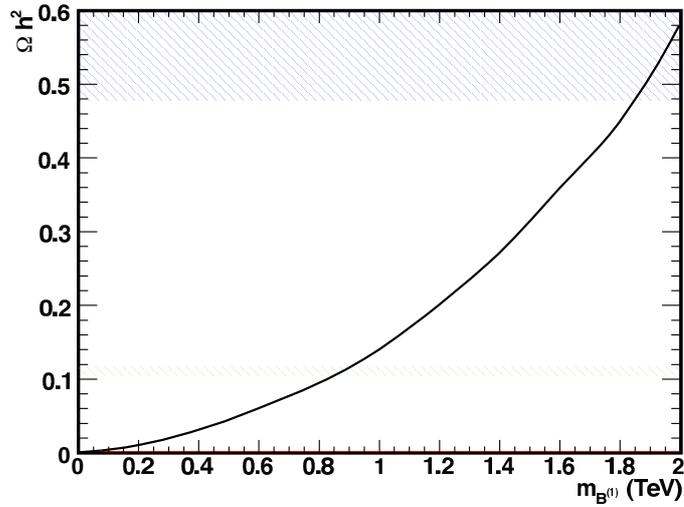


FIG. 5.43: Évolution de la densité relique de matière noire $\Omega_{B^{(1)}} h^2$ en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}} \in [0; 2000]$ GeV, avec les contraintes provenant de WMAP (sur 3 années de prises de données) (en vert), celles provenant de la courbure actuelle de l'Univers (en bleu), et pour $\Delta \in [0.1; 0.5]$.

la densité relique $\Omega_{B^{(1)}} h^2$ en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}}$, telle que cela apparaît en fig. 5.43 [43]. Cette figure présente également les dernières contraintes à 2σ apportés par le satellite WMAP [145] sur trois années d'observation (zone verte hachurée) telle que : $\Omega_{CDM} h^2 = 0.110 \pm 0.006$, et les conditions de platitude de l'Univers (zone bleue hachurée) qui induisent une masse de LKP $m_{B^{(1)}} \leq 1.9$ TeV. Tout d'abord, dans le cadre où les contraintes de WMAP sont considérées comme complètes vis-à-vis de la LKP, c'est-à-dire que seule la LKP est supposée exister à l'époque actuelle de l'Univers, et qu'elle est la seule candidate viable de matière noire. Ensuite, étant donné que sur l'intervalle $\Delta \in [0.1; 0.5]$, l'évolution de la densité relique est quasiment dégénérée, il vient que l'intervalle de masse de la LKP se trouve très restreint à : $m_{B^{(1)}} \in [\sim 850; \sim 930]$ GeV. Comparé à la limite basse apportée par l'analyse des résultats de LEP 2 [143], telle que $m_{B^{(1)}} \geq 350$ GeV, cette dernière estimation de $m_{B^{(1)}}$ laisse le champ libre à des éventuelles coannihilations des LKPs avec les NLKPs qui peuvent modifier de manière notable les intervalles nécessaires à la vérification des limites de WMAP. C'est qui est décrit dans la sous-section qui suit.

5.5.3.2 Cas de la LKP $B^{(1)}$ considérée avec coannihilation

Maintenant, la LKP $B^{(1)}$ est supposée rentrer en coannihilation avec tous les autres premiers modes d'excitation de Kaluza-Klein relativement au spectre de masse prédéfini et montré en 1.3. L'évolution de la densité relique $\Omega_{B^{(1)}} h^2$ est basée sur les estimations de [146], et la distorsion du spectre de masse est toujours quantifiée par la différence massique relative Δ entre la LKP et la première excitation, du type Kaluza-Klein, d'un

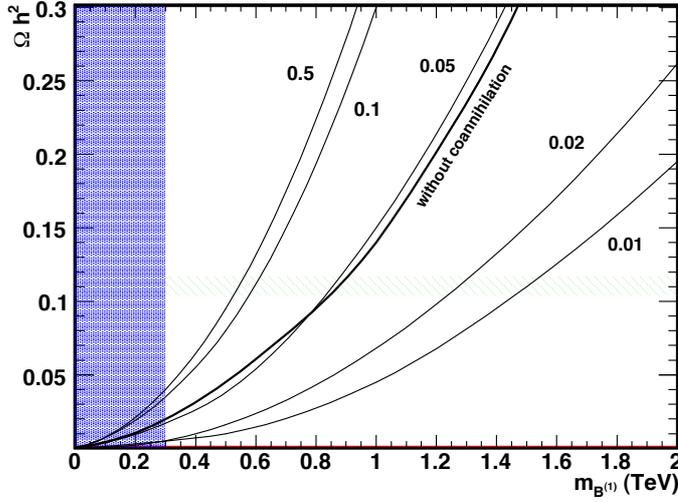


FIG. 5.44: Évolution de la densité relic de matière noire $\Omega_{B^{(1)}} h^2$ en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}} \in [0; 2000]$ GeV, avec les contraintes provenant de WMAP (sur 3 années de prises de données) (en vert), celles provenant des mesures de précision en accélérateurs (en bleu), et pour $\Delta \in [0.01; 0.5]$. Ici, les coannihilations LKP-NLKP sont envisagées.

quark d'hélicité droite $q_R^{(1)}$. La fig. 5.44 présente l'évolution de la densité relic $\Omega_{B^{(1)}} h^2$ en fonction de la masse $m_{B^{(1)}} \in [0; 2000]$ GeV, et du rapport $\Delta \in [0.01; 0.5]$. Comme précédemment, apparaissent les contraintes de masse apportées par WMAP [145] (zone verte hachurée), telle que $\Omega_{CDM} h^2 = 0.110 \pm 0.006$, et celles provenant des mesures de précision en accélérateurs [143] (zone bleue hachurée). Ainsi, pour cinq valeurs de $\Delta = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.5$, les intervalles de masses possibles se déduisent pour la LKP, celle-ci étant toujours envisagée comme la seule relic de matière noire dans l'état thermique actuel de l'Univers. Il vient que plus le rapport Δ est faible, et plus la gamme de masse des $B^{(1)}$ devient élevée, apportant un intervalle massique global $m_{B^{(1)}} \in [\sim 500; \sim 1500]$ GeV. Donc, plus le Δ est faible, et plus le flux de neutrinos, issu de l'auto-annihilation de matière noire au coeur du Soleil, devient faible (voir en fig. 5.32), ce qui limite le potentiel de détection des expériences à neutrinos.

Les deux modèles phénoménologiques étant exposés, les sensibilités, appréciées en fig. 5.40, vont y être confrontées.

5.5.3.3 Modèles phénoménologiques et Sensibilités

Suites aux intervalles massiques extraits des modèles présentés en 5.5.3.1 et 5.5.3.2, les sensibilités, évaluées en 5.5.2, peuvent être utilisées afin de déterminer le potentiel de contraintes supplémentaires que peut apporter le télescope ANTARES sur les paramètres liés à la matière noire extra-dimensionnelle. La fig. 5.45 atteste de cette confrontation, avec le même code couleur et les mêmes expériences qu'en fig. 5.40 (la légende, pré-

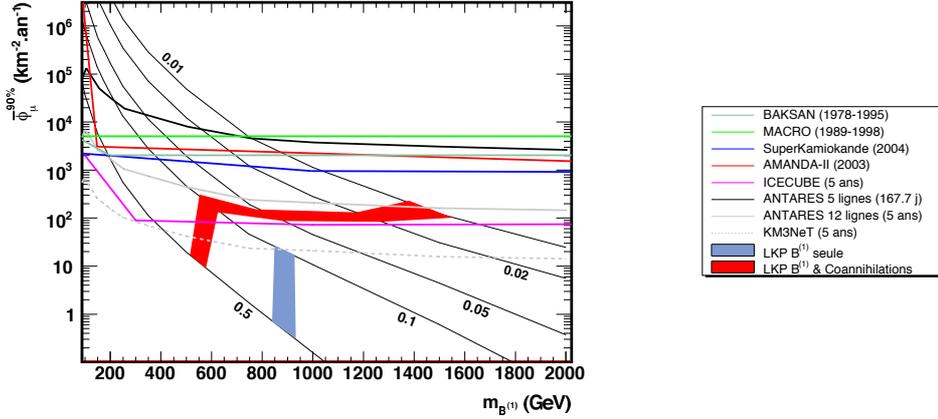


FIG. 5.45: Distributions des sensibilités $\bar{\phi}_\mu^{-90\%}$ ($\text{km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$) en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}} \in [100; 2000]$ GeV, à gauche, pour les différentes expériences présentées dans la légende associée, à droite. Les flux de muons théoriques attendus sont représentés pour cinq valeurs de Δ données : $\Delta = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.5$, et les contraintes apportées par WMAP sur les intervalles massiques apparaissent, en bleu, pour la $B^{(1)}$ seule (sans coannihilation), et en rouge, pour la $B^{(1)}$ avec coannihilation.

sente à droite, fait office de rappel), et la représentation de différents flux de muons théoriques espérés (lignes continues noires) pour cinq valeurs de $\Delta = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1$, et 0.5 . De plus, les contraintes apportées par WMAP sont présentes, pour les cas d'une LKP sans coannihilation (zone bleue), et avec coannihilation (zone rouge), conformément aux fig. 5.43 et 5.44 respectivement. Il vient que l'application de contraintes directes sur l'ensemble de définition de la masse de la LKP sera difficile dans le cadre des limites répondant à WMAP, que cela soit pour un détecteur à cinq ou douze lignes. Cependant, une importante partie de l'espace des phases en $(\Delta, m_{B^{(1)}})$ peut être contrainte par ANTARES telle que : $0.01 \leq \Delta \leq 0.5$ pour $0 \leq m_{B^{(1)}} \leq \sim 500$ GeV, région où le MRF (≤ 1) est en faveur du signal (voir en fig. 5.42). Cela permet d'entrevoir une confortation des limites provenant des mesures de précision [143] par l'astronomie neutrinos. Maintenant, si cette dernière idée est étendue aux prédictions attendues pour les télescopes km^3 , tels que ICECUBE et KM3NeT, il est certain que les modèles phénoménologiques, prônant un scénario de coannihilations des LKPs avec les NLKPs, pourront être largement contraints pour une gamme de masse plus large, telle que $m_{B^{(1)}} \leq 1$ TeV, pour rester consistant avec les prédictions du rapport signal/bruit pour cinq années d'observation. En ce qui concerne, les modèles de LKP n'ayant subis aucune coannihilation, il est certain que l'apposition de limites sera plus compliquée, même si le futur télescope KM3NeT possède une chance non-nulle d'engager la procédure pour des masses de LKP, $m_{B^{(1)}} \sim 900$ GeV.

Au-delà des limites pouvant être déterminées dans l'espace des détections indirectes, les télescopes à neutrinos peuvent également intervenir en détection directe. Ce dernier point est présenté ci-après pour le télescope ANTARES et son futur, KM3NeT.

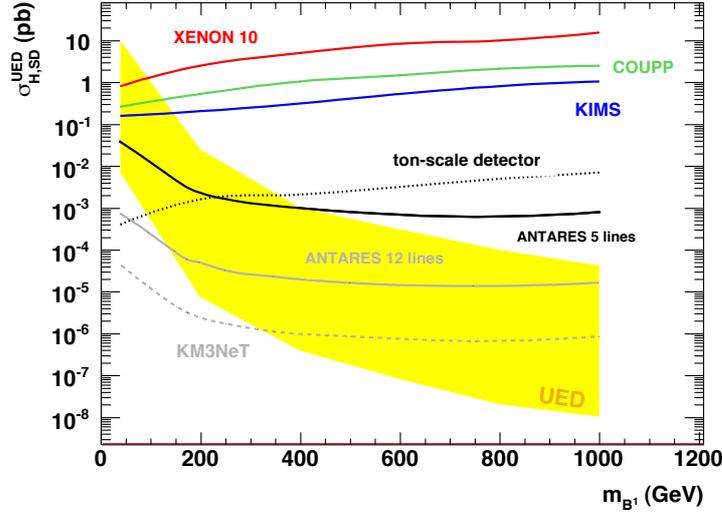


FIG. 5.46: Sensibilité $\bar{\sigma}_{H,SD}^{UED,90\%}$ (pb) des télescopes ANTARES (5 lignes en noir, et 12 lignes en gris) et KM3NeT (pointillés gris) à la section efficace $\sigma_{H,SD}^{UED}$ dépendante du spin pour l'interaction WIMP-proton. Celles-ci sont comparées aux sensibilités développées par les expériences de détection directe telles que XENON 10 (en rouge), COUPP (en vert), KIMS (en bleu), et des futurs détecteurs à l'échelle de la tonne (pointillés noirs).

5.5.4 Comparaison à la détection directe

Comme cela a déjà été discuté auparavant, les particules de matière noire peuvent être détectées de manière directe par l'utilisation de techniques bolométriques, telles que le font les expériences CDMS [147], XENON 10 [148] [149], KIMS [150], et COUPP [151]. Ce sont ces trois dernières qui ont apportés les meilleurs limites sur la section efficace dépendante du spin $\sigma_{H,SD}$ pour le couplage WIMP-proton. Leurs limites respectives peuvent donc être comparées au télescope à neutrinos ANTARES, pour lequel il est possible de remonter à $\sigma_{H,SD}^{UED}$, connaissant les amplitudes de sensibilité $\bar{\phi}_\nu^{90\%}$ montrées en fig. 5.39 (à droite). En effet, d'après les définitions du flux de neutrinos et des paramètres tels que les taux d'auto-annihilation et de capture, apparaissant en éq. 5.46, 5.11, et 5.7 respectivement, il vient que le rapport $\bar{\phi}_\nu^{90\%} / \bar{\phi}_\nu^{mn}$ peut se réduire suivant :

$$\frac{\bar{\phi}_\nu^{90\%}}{\bar{\phi}_\nu^{mn}} = \frac{\bar{\sigma}_{H,SD}^{UED,90\%}}{\bar{\sigma}_{H,SD}^{UED}}, \quad (5.63)$$

où $\bar{\phi}_\nu^{mn}$ est le flux de neutrinos, défini en éq. 5.58, moyenné sur l'intervalle énergétique $E_\nu \in [E_{\nu,seuil}; m_{B^{(1)}}]$ ($E_{\nu,seuil} = 10$ GeV), et $\bar{\sigma}_\nu^{90\%}$ est la section efficace dépendante du spin, définie à partir de la sensibilité $\bar{\phi}_\nu^{90\%}$. Cette section efficace est donc déterminée à partir de l'expression :

$$\overline{\sigma}_{H,SD}^{UED,90\%} = \overline{\sigma}_{H,SD}^{UED} \frac{\overline{\phi}_\nu^{90\%}}{\overline{\phi}_\nu^{mm}}, \quad (5.64)$$

avec les quantités $\overline{\sigma}_{H,SD}^{UED}$, et $\overline{\phi}_\nu^{mm}$, obtenues de manière théorique toujours pour différents Δ et masses $m_{B^{(1)}}$, conformément aux expressions en éq. 5.3, et 5.46.

C'est donc $\overline{\sigma}_{H,SD}^{UED,90\%}$ (pb), assimilée à la sensibilité du télescope ANTARES sur la section efficace $\sigma_{H,SD}^{UED}$ dépendante du spin, qui peut être confrontée aux expériences précitées et au modèle théorique général en fig. 5.46. Les contraintes les plus fortes provenant des expériences XENON 10 (en rouge), COUPP (en vert), KIMS (en bleu), et des futurs détecteurs à l'échelle de la tonne (pointillés noirs) sont représentées, ainsi que les estimations théoriques, dans le cadre général (coannihilation ou pas), pour un rapport massique relatif $\Delta \in [0.01; 0.5]$ et une masse $m_{B^{(1)}} \in [50; 1000]$ GeV (zone jaune). Ensuite, similairement aux courbes de sensibilité précédentes, la sensibilité du télescope ANTARES à cinq lignes (pour un temps $t \sim 167.7$ jours de prise de données, ligne continue noire), douze lignes (sur cinq ans, ligne continue grise), et du futur télescope KM3NeT (sur cinq ans, pointillés gris) apparaissent. Il apparaît que plus de quatre ordres de grandeur peuvent être gagnés avec un télescope du type ANTARES à 12 lignes, voir même cinq avec KM3NeT. Ceci laisse entrevoir un apport majeur des télescopes à neutrinos dans la détermination de la section efficace dépendante du spin, et ceci dès la première année d'exploitation d'ANTARES, avec *a fortiori* une précision sur la nature intrinsèque des LKPs, et des modèles phénoménologiques qui la décrivent, avec notamment le concours des limites indépendantes du spin dont la finesse reste encore inégalée avec le détecteur CDMS [147]. Les sections efficaces (voir en éq. 5.3) et 5.6) étant directement dépendantes de la différence relative Δ , qui lui-même est relié au rayon de compactification R , et à l'échelle de coupure Λ sur le couplage fort dans la théorie extra-dimensionnelle.

5.6 Sommaire et perspectives

Dans ce chapitre, la sensibilité du télescope ANTARES dans une configuration à cinq lignes pour la détection indirecte de matière noire au sein du Soleil a été déterminée. Celle-ci a pris place au travers de l'utilisation de simulations Monte-Carlo, à la fois pour l'estimation du bruit de fond atmosphérique présenté dans le chapitre 3 et l'évaluation de l'efficacité de détection du télescope détaillée dans le chapitre 4, ainsi que pour la détermination du nombre d'évènements issus de l'auto-annihilation de matière noire au coeur du Soleil en 5.3. La confrontation de ces résultats de sortie Monte-Carlo a donc permis de rendre compte des perspectives de détection pour l'observatoire à neutrinos ANTARES, à cinq (pour la période de prise de données réelle, $t \sim 167.7$ jours) et douze lignes, ainsi que pour le futur KM3NeT, ces deux derniers ayant été estimés actifs pour une prise de données intégrée sur *cinq* années. Pour aboutir aux sensibilités respectives, les étapes suivantes ont joué un rôle majeur dans l'analyse présentée :

- Utilisation des flux du type Hörandel et Bartol, pour une estimation conservative des flux de muons et neutrinos atmosphériques respectivement (voir en 3.2 et 3.3).

- Reconstruction des évènements montants et descendants à partir de la stratégie illustrée en annexe B, avec une estimation des coupures successives sur le nombre de lignes utilisées, les angles zénithaux reconstruits, et le paramètre inhérent à la stratégie, afin d’aboutir à une amélioration de la dispersion en terme de résolution angulaire, et donc de qualité de reconstruction dans le chapitre 4. Ces coupures influencent grandement l’efficacité de détection du télescope représentée au travers de la surface effective (voir en 4.4.3.2), et permettent d’extraire majoritairement les évènements montants ($\sim 0.68 \text{ év.}^{ts}/\text{jour}$), pour une pureté supérieure à 99 %.
- Calcul analytique des taux de capture et d’auto-annihilation au sein du Soleil, avec les flux de neutrinos associés (voir en 5.1), en utilisant les paramètres intrinsèques les plus usités dans la littérature pour la répartition locale de la matière noire, et pour les contraintes phénoménologiques liées au rayon de compactification de l’extra-dimension δ , et à l’échelle Λ de coupure sur le couplage fort. La compatibilité très proche, du Monte-Carlo dédié avec ce dernier, a permis d’estimer avec une plus grande statistique, et une plus grande précision en terme d’oscillations des saveurs en milieu dense, les flux de neutrinos arrivant sur Terre.
- Confrontation des bruits de fond avec le signal attendu dans la direction du Soleil, pour un cône d’observation et un temps d’observation donnés (voir en 5.5.1 et 5.5.2).
- Utilisation exclusive des modèles UED avec ou sans processus de coannihilation des LKPs, et comparaisons de ceux-ci aux sensibilités estimées (voir en 5.5.3.3).
- Extension des sensibilités aux expériences de détection directe de matière noire (voir en 5.5.4), par l’observation de la correspondance des rapports en terme de flux de neutrinos, et de sections efficaces dépendantes du spin.

Pour conclure, et suite aux observations réalisées en 5.5.3.3 et en 5.5.4, sur un temps intégré $t \sim 167.7$ jours de prise de données, le télescope à neutrinos ANTARES (5 lignes) permet déjà de rejoindre de très près les précédentes limites apposées par les expériences conjointes, dont SuperKamiokande reste encore inégalé avec ~ 5.3 années d’acquisition de données et une limite sur le flux de muons proche de $10^3 \text{ km}^{-2} \cdot \text{an}^{-1}$. De telles limites croisées permettent déjà d’estimer une masse de LKP $m_{B^{(1)}} \geq 200 \text{ GeV}$ pour un $\Delta = 0.5$, ou $m_{B^{(1)}} \geq 1 \text{ TeV}$ pour un $\Delta = 0.01$. Toutes deux restant consistantes avec la limite provenant des mesures de précision [143], telle que $m_{B^{(1)}} \geq 350 \text{ GeV}$. Par extension, des perspectives intéressantes s’ouvrent à l’astronomie neutrino avec le télescope ANTARES à 12 lignes, et encore d’autant plus avec les km^3 , tels que ICECUBE et KM3NeT. Le premier, déjà en fonctionnement depuis le début de l’année 2008, devrait permettre de repousser encore les contraintes sur la phénoménologie, atteignant même l’espace des phases délimités par le satellite WMAP. Enfin, la véracité des modèles envisagés dans ce rapport devrait largement être évaluée avec les deux derniers. Il en est de même pour les contraintes apportés sur la section efficace dépendante du spin, les limites actuelles ne dépassant pas 10^{-1} pb avec une expérience comme KIMS, mais pouvant être largement étendue à 10^{-6} pb avec un km^3 . Ce dernier nombre correspond typiquement à ce qui est attendu théoriquement (voir en 5.1).

Même si les résultats présentés précédemment sont déjà très encourageants, quelques points pourraient permettre d'étendre encore ces sensibilités pour un détecteur à douze lignes. Tout d'abord, aucun estimateur en énergie n'a été utilisé ici, l'erreur sur les énergies reconstruites pouvant atteindre $\sim 50\%$ dans un intervalle tel que $E_\mu \in [100; 1000]$ GeV [132]. L'étude pour une optimisation de la présente stratégie de reconstruction à basse énergie est d'ailleurs actuellement en cours. Ensuite, un système de déclenchement dédié au Soleil pourrait voir le jour, surtout dans le cadre d'un futur étalonnage pour KM3NeT. Celui-ci devra suivre en temps réel le Soleil pour lancer une acquisition des données dans cette seule direction. Un tel système pour le centre galactique est déjà à l'oeuvre.

Annexe A

Interactions et oscillations des neutrinos

A.1 Introduction

Lorsque qu'un neutrino rentre en interaction avec de la matière, il peut le faire de deux manières différentes. Soit au travers d'une interaction par courant chargé(CC), soit courant neutre(NC). Ces types d'interaction sont complètement indépendants de la saveur du neutrino qui rentre en jeu et peuvent ainsi intervenir pour les trois types de saveurs connues : ν_e , ν_μ et ν_τ . Mis à part les interactions par échanges d'un boson de gauge chargé ou neutre, les neutrinos peuvent également osciller. Conséquence intrinsèque des masses de neutrinos non nulles, ils peuvent passer d'une saveur à l'autre avec une probabilité et une fréquence dépendantes des différences quadratiques massiques Δm^2 et des angles de mélange θ entre chacune des saveurs. Ces oscillations sont également dépendantes de l'environnement dans lequel les neutrinos évoluent. Les sections suivantes abordent ces trois points afin de clarifier l'aspect phénomologique de la physique des neutrinos.

A.2 interactions par courant chargé(CC)

L'interaction par courant chargé des neutrinos avec la matière se réalise par l'échange de boson de jauge chargé tels que W^+ et W^- . Suite à cette interaction, un lepton chargé apparaît, comme cela est représenté ci-après, et peut éventuellement, à son tour, produire des neutrinos secondaires issus de sa désintégration.

$$\nu_e + N \rightarrow e^- + X, \quad (\text{A.1})$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X, \quad (\text{A.2})$$

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X. \quad (\text{A.3})$$

Cependant, dans le cas des canaux muonique et électronique, les leptons émergents du vertex d'interaction sont très rapidement thermalisés en milieu dense, comme le Soleil, et les neutrinos pouvant être produit dans leur désintégration possèdent alors une énergie n'excédant pas ~ 50 MeV. Ainsi la plupart des neutrinos ν_e et ν_μ interagissant par CC sont exclus de cette étude. Alors que dans le cas des neutrinos ν_τ , ceci devient complètement différent. En effet, les leptons τ produits ont un temps de vie très courts ($t = (290.6 \pm 1.0) \times 10^{-15}$ s [39]) et ont le temps de se désintégrer avant de perdre l'intégralité de leur

énergie. Les différents canaux de désintégration d'un lepton tau peuvent se résumer de la manière suivante :

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \quad (\text{A.4})$$

$$\tau \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau, \quad (\text{A.5})$$

$$\tau \rightarrow X + \nu_\tau. \quad (\text{A.6})$$

Où, X correspond à un produit hadronique lourd comme un pion π ou un kaon K . Les neutrinos secondaires $\nu_{e,\mu}$ vont venir grossir les spectres de ces saveurs, en sortie du Soleil par exemple, si leurs interactions CC sont très limitées ou tout simplement nulles. Ensuite, en ce qui concerne les neutrinos secondaires ν_τ , ils vont à leurs tours produire des leptons τ pour donner à une production en chaîne de neutrinos. Ainsi, par la régénération du canal tauique, le spectre de neutrinos ν_τ est conservé avec un déplacement vers les basses énergies. De manière générale, la matrice de densité ρ décrivant l'état d'un (anti-)neutrino durant sa propagation peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\rho}{dr} \right)_{CC} = & - \frac{\{\Gamma_{CC}, \rho\}}{2} + \int \Pi^\tau \rho_{\tau\tau}(E_\nu^{in}) \Gamma_{CC}^\tau(E_\nu^{in}) f_{\tau \rightarrow \tau}(E_\nu/E_\nu^{in}) + \\ & + \Pi^{e,\mu} \bar{\rho}_{\tau\tau}(E_\nu^{in}) \bar{\Gamma}_{CC}^\tau(E_\nu^{in}) f_{\tau \rightarrow e,\mu}(E_\nu/E_\nu^{in}) \frac{dE_\nu^{in}}{E_\nu^{in}}. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Avec, $\Gamma_{CC}^l \equiv N_p(r)\sigma(\nu_l p \rightarrow lX) + N_n(r)\sigma(\nu_l n \rightarrow lX)$ qui représente le taux d'interaction CC pour une saveur l , où N_p et N_n sont les nombres moyens de protons et neutrons présents dans le milieu associés à leur section efficace d'interaction σ . Ensuite, le facteur Π^l décrit l'opérateur de projection des saveurs l et $f_{\alpha \rightarrow \beta}$ est la distribution énergétique d'un neutrino d'énergie initiale E_ν^{in} sortant avec une énergie E_ν . Cette dernière fonction est décrite en détail et paramétrisée en appendice D de [8]. Ainsi, le canal d'interaction des neutrinos ν_τ apparaît comme une source importante de ré-injection de neutrinos secondaires. Ceci induit alors une dissymétrie des saveurs dans les spectres où l'interaction par courant chargé est prise en compte, ce qui ne serait pas le cas si le phénomène de régénération était absent.

A.3 interactions par courant neutre(NC)

En contraste avec l'interaction par courant chargé, les interactions par courant neutre ne donnent pas lieu à des diffusions profondément inélastiques. Par conséquent, aucuns leptons ne sont produits lors de ce processus. Les neutrinos sont toujours diffusés par échange d'un boson de gauge mais cette fois-ci neutre Z^0 . Ici, aucun processus de régénération n'est donc présent et le symétrie des saveurs vis-à-vis de l'interaction NC est respectée. Ainsi, quelque soit la saveur du neutrino envisagée, la description de l'évolution d'un neutrino soumis à l'interaction NC peut se traduire par :

$$\left(\frac{d\rho}{dr} \right)_{NC} = \int_{E_\nu}^{+\infty} \frac{d\Gamma_{NC}(E'_\nu, E_\nu)}{dE_\nu} \rho(E'_\nu) dE'_\nu - \rho(E_\nu) \Gamma_{NC}^l(E_\nu), \quad (\text{A.8})$$

où, $\Gamma_{NC}^l \equiv N_p(r)\sigma(\nu_{lp} \rightarrow \nu'_l X) + N_n(r)\sigma(\nu_{ln} \rightarrow \nu'_l X)$ représente le taux d'interaction NC pour une saveur l d'un neutrino d'énergie initiale E'_ν , ré-injecté dans le spectre avec une énergie plus faible E_ν . Le premier terme met en forme cette ré-injection à plus basse énergie dans le spectre et le second, l'absorption à une énergie E_ν .

A.4 Oscillations des neutrinos

À l'heure actuelle, de nombreuses expériences étudiant les neutrinos solaires(SNO [51, 52], GALLEX [53]), les neutrinos atmosphériques(Super-Kamiokande [48–50], ou encore les analyses en réacteurs(KamLAND [54,187]) et en accélérateurs(K2K [55,56],MINOS [57]), font maintenant état de l'existence d'une masse pour chaque saveur de neutrino. En effet, c'est par l'observation d'oscillations entre les trois saveurs de neutrinos que l'existence d'états propres de masse non nuls ont été extraits.

A.4.1 cadre général

D'un point de vue phénoménologique, dans la physique du modèle standard, les neutrinos massifs possèdent des états propres de saveurs qui ne coïncident pas avec leurs états de masses, mais qui en sont plutôt une combinaison linéaire. C'est ainsi par diagonalisation de la matrice de masses leptoniques qu'une matrice de mélanges leptoniques apparaît lorsqu'il s'agit d'exprimer les interactions de ces neutrinos massifs par courant chargé. Cette matrice de mélanges U apparaît dans l'expression suivante [1] :

$$|\nu_a^s\rangle = \sum_i U_{ai}^* |\nu_i^m\rangle, \quad (\text{A.9})$$

combinaison linéaire des états de saveurs $a = e, \mu, \tau$ et des états de masses $i = 1, 2, 3$. Avec une matrice de mélanges leptoniques U qui s'exprime généralement sous la forme suivante [12] :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.10})$$

avec, $c_{\alpha\beta} \equiv \cos(\theta_{\alpha\beta})$, $s_{\alpha\beta} \equiv \sin(\theta_{\alpha\beta})$ et δ est la phase de violation de CP. Cette matrice de mélange est quelque fois appelée la matrice MNS(Maki-Nakagawa-Sakata). À partir de là, il est possible d'évaluer l'évolution des états de saveurs des neutrinos $\nu(t) = (\nu_e(t), \nu_\mu(t), \nu_\tau(t))^T$ au travers d'un environnement à densité constante par :

$$\nu(t) = \exp(-iHt) \nu(t=0). \quad (\text{A.11})$$

Cette expression, fondée sur l'équation de Schrödinger, contient l'Hamiltonien H décrivant à la fois l'oscillation des neutrinos dans le vide ainsi que l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein(MSW) associé aux conversions de saveur adiabatiques ou partiellement adiabatiques dans un système à densité variable. Ce dernier a été étudié en [58] dans le cadre d'un milieu solaire. L'Hamiltonien peut se réduire, dans la limite ultra-relativiste, sous la forme [59] :

$$H = \frac{1}{2E} U \text{diag} (m_1^2, m_2^2, m_3^2) U^\dagger + \text{diag} (\sqrt{2}G_F N_e, 0, 0) . \quad (\text{A.12})$$

Où, E est l'énergie du neutrino, m_i^2 sont les masses des neutrinos, G_F est la constante de couplage de Fermi [39] et N_e définit la densité moyenne en électrons du milieu. Seules les électrons interviennent ici du fait que, l'interaction par courant neutre (échanges de Z^0) est identique quelque soit la saveur du neutrino, elle n'affecte donc pas les oscillations. Ce qui n'est pas le cas de l'interaction par courant chargé (échanges de W^\pm) dont seules les électrons seront principalement affectés du fait d'une densité électronique amplement supérieure aux densités muonique ou tauique dans la matière ordinaire. Pour les anti-neutrinos, il convient de réaliser les transformations $U \rightarrow U^*$ et $+\sqrt{2}G_F N_e \rightarrow -\sqrt{2}G_F N_e$ en A.12 pour obtenir l'Hamiltonien s'y rattachant.

Ainsi, la probabilité d'oscillation d'un neutrino dans un milieu dense ou dans le vide, si le terme MSW est annulé ($N_e \rightarrow 0$), peut être donnée à un instant t par :

$$P_{ab}(t) = | \langle \nu_b | \nu_a \rangle |^2 = | \exp(-iH_{ba}t) |^2 \equiv P(\nu_a \rightarrow \nu_b)(t) , \quad (\text{A.13})$$

pour $a, b = e, \mu, \tau$. Son amplitude dépend alors intrinsèquement, au travers de l'Hamiltonien H , des différences quadratiques en masses $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ et des angles de mélange entre les trois saveurs de neutrinos. Ces paramètres qui gouvernent les oscillations des saveurs des neutrinos ont été contraints dans des intervalles à 3σ en associant différentes mesures expérimentales provenant de multiples expériences à neutrinos. Ces contraintes expérimentales, référencées en [31] sous la forme de meilleurs paramètres d'ajustement, sont présentés comme suit :

$$\begin{aligned} \theta_{12} &= 33.2^\circ \pm 4.9^\circ , \\ \theta_{13} &< 12.5^\circ , \\ \theta_{23} &= 45.0^\circ \pm 10.6^\circ , \\ \delta &\in [0, 2\pi] \\ \Delta m_{21}^2 &= (8.1_{-0.9}^{+1.0}) \times 10^{-5} eV^2 , \\ |\Delta m_{31}^2| &= (2.2_{-0.8}^{+1.1}) \times 10^{-3} eV^2 \\ |\Delta m_{32}^2| &= [1.9, 3.0] \times 10^{-3} eV^2 . \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Les valeurs de Δm_{31}^2 et Δm_{32}^2 sont présentées sous la forme de valeurs absolues afin de tenir compte d'une hiérarchie de type normal ou inversé (Δm_{3i}^2 ($i = 1, 2$) positif ou négatif).

A.4.2 Cas simple d'une oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dans le vide

Ce cas, déjà fortement usité dans la littérature (par exemple en [12]), est très utile pour l'étude des neutrinos sortant du milieu solaire. Tout d'abord dans le sens où, ce processus d'oscillation dans le vide apparaît pendant la propagation des neutrinos entre la surface du Soleil et la surface de la Terre. Ensuite, car les échanges du type $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ sont prépondérants face aux apports provenant du secteur électronique. En effet, pour ce

dernier, les oscillations ne deviennent importantes que dans un intervalle énergétique ≤ 1 GeV, bien en deçà du spectre énergétique présent dans cette étude. Ainsi, de A.12 et en utilisant l'équation de Schrödinger dans la limite standard où l'état propre d'un neutrino $|\nu\rangle$ est équivalent à une onde plane, l'évolution temporelle de l'état de saveur d'un neutrino est donnée par :

$$i \frac{d}{dx} |\nu(x)\rangle = H(x) |\nu(x=0)\rangle, \quad (\text{A.15})$$

où, la variable temporelle t a laissé place à la variable spatiale x en posant $c = 1$ et $H(x)$ est l'Hamiltonien du système dépendant de la longueur de parcours réalisée par le neutrino avant une quelconque interaction ou détection. Conformément à A.12 où le terme de droite a été annulé, l'Hamiltonien décrivant l'évolution temporelle d'un système à deux neutrinos peut se réduire à :

$$H_{vide}^x = \frac{1}{2E} U \text{diag} (m_2^2, m_3^2) U^\dagger, \quad (\text{A.16})$$

avec,

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (\text{A.17})$$

où, $\theta \equiv \theta_{23}$ pour un mélange à deux saveurs μ, τ . Ainsi, de A.15, le vecteur de saveur $|\nu(x)\rangle = (\nu_\mu(x), \nu_\tau(x))^T = \exp(-iH(x)x)$ est exprimé comme :

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_2^2}{2p_2}x} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{m_3^2}{2p_3}x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{x=0}. \quad (\text{A.18})$$

À l'instant initiale $x = 0 (t = 0)$, le vecteur $(\nu_\mu, \nu_\tau)^T = (1, 0)^T$. Ensuite, dans la limite ultra-relativiste pour laquelle $E = (p^2 + m^2/2p)^{1/2}$ où $p^2 \gg m^2, E \simeq p (= p_1 = p_2)$. Ainsi, de A.18, il vient que :

$$|\langle \nu_\tau | \nu_\mu \rangle|_{x=L}^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \equiv P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau), \quad (\text{A.19})$$

où, L représente la distance parcourue par le neutrino et $P^{vide}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ est la probabilité de transition de l'état de saveur μ à l'état de saveur τ utilisé en page 139.

A.4.3 Cas de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dans la matière

Pour ce cas, nécessaire à l'évaluation du flux de neutrinos en surface du Soleil par exemple ou pour les neutrinos issus de l'explosion de Supernovae, il est nécessaire d'envisager des oscillations à trois saveurs. Comme il a été spécifié précédemment, l'évolution des trois saveurs de neutrino en matière dense étant liée à l'intensité des interactions par courant chargé des électrons avec le milieu, il est impératif d'utiliser un formalisme à trois saveurs, surtout dans le cadre d'oscillations entre les saveurs μ et τ . Un formalisme à deux saveurs pour ces deux dernières ne ferait que rapporter le résultat dans le

vide donné en A.19. C'est donc en utilisant le formalisme général, présenté en page 185, qu'une probabilité du type $P^{mat}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ peut être extraite.

Généralement, la matrice de mélange unitaire U de l'éq. A.10 peut être écrite de la manière suivante [60] :

$$U = V_{23} W_{13} V_{12}, \quad (\text{A.20})$$

Où,

$$V_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}, \quad W_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}, \quad V_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.21})$$

Ensuite, cette expression de U est injectée dans l'Hamiltonien effectif, représentatif des oscillations à trois saveurs en milieu dense, en A.12. Comme en A.18, l'équation de Schrödinger permet d'aboutir à l'évolution des états de saveurs dans une nouvelle base $\boldsymbol{\nu}$ définie par : $\boldsymbol{\nu} = V_{23}\boldsymbol{\nu}$. La matrice V_{23} commutant avec la matrice diagonale de potentiel $V_{cc} \equiv \text{diag}(\sqrt{2}G_F N_e, 0, 0)$. Ainsi, il vient que :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \boldsymbol{\nu}_1 \\ \boldsymbol{\nu}_2 \\ \boldsymbol{\nu}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} s_{13}^2 + V_{CC} & 0 & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} s_{13} c_{13} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} s_{13} c_{13} & 0 & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} c_{13}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{\nu}_1 \\ \boldsymbol{\nu}_2 \\ \boldsymbol{\nu}_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.22})$$

Négligeant ici les paramètres $\Delta m_{21}^2 (\ll \Delta m_{31}^2)$ et δ . De A.22, il apparaît qu'un processus à trois saveurs peut se réduire à un problème à deux saveurs dans la base $\boldsymbol{\nu}$ entre $\boldsymbol{\nu}_1 = \nu_e$ et $\boldsymbol{\nu}_3 = s_{23}\nu_\mu + c_{23}\nu_\tau$. Ainsi, l'éq. A.22 devient :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \boldsymbol{\nu}_1 \\ \boldsymbol{\nu}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-\Delta m_{31}^2}{4E} \cos(2\theta_{13}) + \frac{V_{CC}}{2} & \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} \sin(2\theta_{13}) \\ \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} \sin(2\theta_{13}) & \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} \cos(2\theta_{13}) - \frac{V_{CC}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{\nu}_1 \\ \boldsymbol{\nu}_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.23})$$

Enfin, en utilisant la définition des probabilités d'oscillations vu déjà dans les éq. A.13, A.19 et avec la relation de linéarité liant la saveur $\boldsymbol{\nu}_3$ aux saveurs ν_μ et ν_τ , que la probabilité d'oscillation $P^{mat}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ peut s'écrire comme [61–65] :

$$P^{mat}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = s_{23}^2 c_{23}^2 [2 - P_2 - 2(Z \cos \Phi + W_3 \sin \Phi)], \quad (\text{A.24})$$

où, P_2 définit la probabilité de transition $\boldsymbol{\nu}_1 \leftrightarrow \boldsymbol{\nu}_3$ conséquence de l'éq. A.23. Ensuite, les réels Z et W_3 sont des fonctions dépendantes du profil de densité traversé par les neutrinos et, Φ représente la variation d'amplitude des interactions des électrons avec le milieu le long du trajet ($V_{CC}(t) = V_{CC}(x) \propto N_e(x)$). Cette dernière est définie par :

$$\Phi = \frac{1}{2} \int_{t_0}^t \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2E} + V_{CC} \right) dt'. \quad (\text{A.25})$$

La plupart du temps, la fonction de probabilité A.24 est résolue numériquement, notamment pour des profils de densité variable ou stochastique, comme cela est le cas en [18]. Cependant, des solutions analytiques ont été développées pour des profils particuliers comme en [61, 66]. Enfin, il est intéressant de préciser que des violations en CP :

$P^{mat,vide}(a \rightarrow b) \neq P^{mat,vide}(\bar{a} \rightarrow \bar{b})$ et en T : $P^{mat,vide}(a \rightarrow b) \neq P^{mat,vide}(b \rightarrow a)$ apparaissent dans le processus d'oscillation à trois saveurs et ceci que cela soit dans la matière ou dans le vide. Cependant, l'invariance CPT reste valable impliquant que : $P^{mat,vide}(a \rightarrow b) = P^{mat,vide}(\bar{b} \rightarrow \bar{a})$. Ces cas de violations de symétries n'ont pas leur équivalent dans un problème restreint à seulement deux saveurs.

A.5 Propagation des neutrinos : interactions et Oscillations

Les interactions par courant chargé, par courant neutre et les processus d'oscillations (dans le vide ou au travers de la matière) sont les causes des augmentations ou diminutions successives de flux de neutrinos tout au long de leurs parcours, du point source à leur détection. Ces différents effets, décrits et quantifiés précédemment, peuvent être regroupés dans une même équation d'évolution sous la forme [8, 15] :

$$\frac{d\rho}{dr} = -i [H, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{CC} + \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{NC} + \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_{inj} + \varepsilon [H, [H, \rho]] , \quad (\text{A.26})$$

où, ρ est toujours la matrice de densité complexe présenté en A.7. Le premier terme de cette égalité correspond à l'oscillations des neutrinos que cela soit dans la matière ou dans le vide incluant l'Hamiltonien H (voir A.12). Les deux termes qui suivent, $(d\rho/dr)_{CC,NC}$, décrivent les spectres d'absorption et de ré-injection au travers de diffusions élastiques ou fortement inélastiques. Ensuite, le quatrième terme, $(d\rho/dr)_{inj}$, correspond au spectre injecté au point source des neutrinos, c'est-à-dire au point d'auto-annihilation des LKPs au centre du Soleil pour cette étude. Enfin, le terme $\varepsilon [H, [H, \rho]]$ inséré pour prendre en compte le fait que, toutes expériences à neutrinos ayant une résolution en énergie finie, l'observation de flux issus d'oscillations rapides ne peut être absolue mais moyennée sur un intervalle en énergie. Cet intervalle étant relatif à l'efficacité du détecteur. Pour plus détails concernant le développement de l'équation d'évolution A.26, voir les réf. [67, 68].

Annexe B

La reconstruction et sa stratégie

Dans cette annexe, une description générale d'une trace observée et la stratégie de reconstruction utilisée tout au long de l'analyse, en 4.4 et 5.5, sont décrites.

B.1 Définition d'une trace en reconstruction

Lorsque qu'un muon apparaît dans ou proche du volume instrumenté, celui-ci est considéré voyager le long d'une direction rectiligne avec une vitesse relativiste. L'énergie seuil $E_{v,seuil} = 10\text{GeV}$ impose cette limitation de vitesse considérée. Des photons sont ainsi émis selon un angle Čerenkov $\theta_C = 42^\circ$ par rapport à la trace pour atteindre ensuite les OMs. Ces derniers peuvent également être produits par des particules secondaires comme à l'issus de gerbes électromagnétiques et subir un ensemble de diffusion dans le milieu marin. Pour la description ici présente, seuls les photons émis directement de la trace sont considérés. Les autres sont la conséquence d'apparition d'une queue dans la distribution des résidus temporels et sont largement étudiés auprès des simulations Monte-Carlo. Ainsi, en fig. B.1, il apparaît une vue schématisée d'un déploiement d'une trace vu par un OM du détecteur ANTARES. Le muon est positionné à l'instant t_0 en position $\vec{p} \equiv (p_x, p_y, p_z)$ et se propage suivant la direction $\vec{d} \equiv (d_x, d_y, d_z)$ pour former la trace proprement dite. Sur ce schéma, un photon se propage selon la droite en pointillés avec le respect de l'angle Čerenkov par rapport à cette même trace jusqu'à un OM positionné en $\vec{q} \equiv (q_x, q_y, q_z)$. À partir de là, un vecteur $\vec{v} \equiv \vec{q} - \vec{p}$ est défini avec ces composantes en rapport à la direction du muon :

$$|\vec{v}_{//}| = \vec{v} \cdot \vec{d} \equiv l, \quad (\text{B.1})$$

$$|\vec{v}_{\perp}| = \sqrt{v^2 - l^2} \equiv k. \quad (\text{B.2})$$

Celui-ci permet de déterminer, de manière analytique, le temps théorique $t_{th,i}$ à lequel un photon sera détecté en position \vec{q} tel que :

$$t_{th,i} = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan(\theta_c)} \right) + \frac{1}{v_g} \left(\frac{k}{\sin(\theta_c)} \right), \quad (\text{B.3})$$

où, v_g est la vitesse de groupe de la lumière dans le milieu. Tels que les paramètres k et l ont été définies, ceux-ci dérivent directement des paramètres de trace comme θ , ϕ , x ,

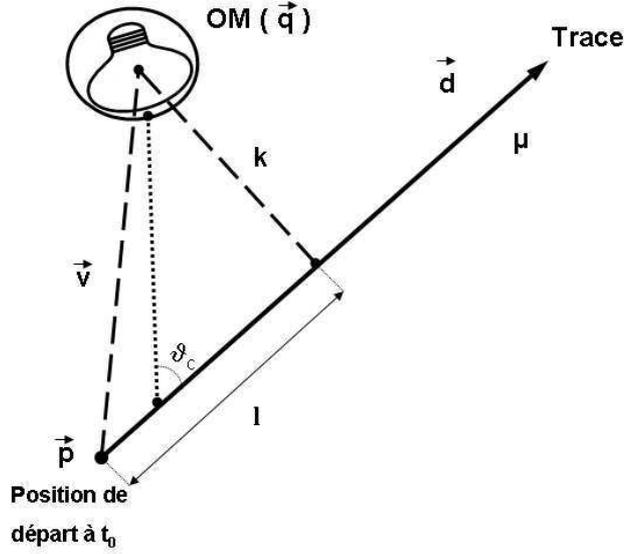


FIG. B.1: Vue Schématique du déploiement de la trace d'un muon vue par un OM. La trace est localisée en un point \vec{p} et se propage suivant une direction \vec{d} . Les photons Čerenkov sont émis suivant un angle $\theta_c = 42^\circ$ et atteignent l'OM localisé en \vec{q} .

y et z à l'instant $t = t_0$. Le second terme, en éq. B.3, représente le temps mis par le muon pour se propager avant qu'un photon ne soit émis. Tandis que le dernier terme correspond au temps nécessaire au photon pour se propager du point d'émission au point de détection en \vec{q} . Ce dernier peut être isolé en tant que longueur de trajectoire réalisée par un photon Čerenkov comme :

$$b = \frac{k}{\sin(\theta_c)}, \quad (\text{B.4})$$

et atteignant le photomultiplicateur sous un angle d'incidence :

$$a = \left[\vec{v} - \vec{d} \left(l - \frac{k}{\tan(\theta_c)} \right) \right] \cdot \vec{u}, \quad (\text{B.5})$$

où, \vec{u} est le vecteur représentant la direction de visée d'un OM. Ainsi, comme cela va être détaillé, les paramètres a_i , b_i et $t_{th,i}$ vont être nécessaires à la stratégie de reconstruction car relatifs à la définition de la trace dans le réentiel du détecteur. La temps théorique $t_{th,i}$ permet notamment d'extraire les distributions de résidus temporels comme $r_i \equiv t_i - t_{th,i}$.

B.2 La stratégie de reconstruction

La stratégie de reconstruction est basée sur l'étude détaillée de Aart Heijboer (voir en [132]) et se développe suivant ces six différentes étapes :

– **Pré-sélection des hits :**

Tous les hits présents dans la fenêtre maximale de causalité $[T_0 + T_{max,causal}; T_n - T_{max,causal}]$, où $T_{max,causal} = 2.2\mu s$, sont sélectionnés de manière à ne garder que ceux présents dans une nouvelle fenêtre telle que $|\Delta t| \leq \frac{d}{v_g} + 100$ ns. Δt correspond à la différence entre le temps de détection d'un hit d'amplitude quelconque et celui correspondant au hit d'amplitude la plus élevée, d représente la distance entre les OMs de ces deux hits, et v_g est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau. Ainsi, il a été observé que si des hits présentent une différence temporelle supérieure à la limite imposée, il est peu probable que ceux-ci soient corrélés à la même trace de muon. Ensuite, ce type de borne en temps permet de limiter la sensibilité du code de reconstruction au bruit de fond environnant.

– **Pré-ajustement linéaire :** (étape 1 en sortie du code de reconstruction *CalRealy1r7*)

Cet ajustement linéaire est réalisé avec les positions des hits et leur temps de détection respectif pris comme variable indépendante. Celui-ci n'a pas la vocation d'être très précis en ce qui concerne la détermination des angles zénithaux ou encore la direction d'une trace, mais il permet de servir de base pour le reste de la stratégie de reconstruction et présente un intérêt majeur en sorte qu'aucun point de départ de la trace n'est demandé. Ainsi, ce pré-ajustement peut être décrit de la manière suivante :

$$y = H \Theta, \quad (B.6)$$

où, $y \equiv [x_1, y_1, z_1, \dots, z_n]$ est le vecteur contenant la position des $i \in [1; n]$ hits (x_i, y_i, z_i) et Θ est le vecteur contenant les paramètres de trace tel que : $\Theta \equiv [p_x, d_x, p_y, d_y, p_z, d_z]^T$. Ces deux vecteurs sont reliés par la matrice carrée H contenant le temps des hits et est exprimée sous la forme :

$$H = \begin{pmatrix} 1 & ct_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & ct_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & ct_1 \\ 1 & ct_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & ct_2 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & ct_n \end{pmatrix}. \quad (B.7)$$

Le vecteur Θ étant initialement inconnu, la détermination de celui-ci se fait au travers d'une minimisation d'un χ^2 tel que :

$$\chi^2 = [y - H\hat{\Theta}]^T V^{-1} [y - H\hat{\Theta}], \quad (B.8)$$

où, $\hat{\Theta}$ représente l'estimation du vecteur Θ au travers de cette minimisation et V correspond à la matrice de covariance comprenant les erreurs faites sur la position des hits. Ces erreurs étant complètement décorréliées, la matrice V (V^{-1}) est diagonale.

Il est nécessaire de préciser que seuls les hits rentrant en coïncidence locale, c'est-à-dire passant le système de déclenchement, et possédant une amplitude supérieure à 3 p.e. sont sélectionnés.

– **Ajustement par M-estimateur** : (étape 2)

L'ajustement par M-estimateur se base sur les résultats des paramètres de trace déterminés dans l'étape précédente. Celui-ci est toujours indépendant du point de départ de la trace et permet une nouvelle sélection des hits à utiliser pour la suite de la stratégie. Pour cela, celui-ci cherche à maximiser une fonction notée généralement dans la littérature G qui dépend ici de la distribution en temps des hits pré-sélectionnés. Cette fonction, qui a été déterminée à partir d'une étude Monte-Carlo, s'écrit sous la forme :

$$G = \sum_i k \left(-2\sqrt{1 + \frac{A_i r_i^2}{2}} \right) - (1 - k)f_{ang}(a_i), \quad (\text{B.9})$$

où, le facteur $k = 0.05$ est issu de l'étude MC, A_i est l'amplitude du hit sélectionné, $r_i = t_i - t_{th,i}$ qui représente le résidu temporel existant entre le temps réel t_i et le temps théorique $t_{th,i}$ (voir en B.1) de détection du hit calculé à partir de la trace pré-ajustée. Enfin, le paramètre $f_{ang}(a_i)$ correspond à la fonction d'acceptance angulaire des OMs vu en fig. 3.9, avec a_i l'angle d'incidence du photon (voir l'éq. B.5). D'après [132], cette fonction G apporte le meilleur résultat dans la sélection des hits compris sur un intervalle $r_i \in [-150; 150]$ ns et se trouvant à une distance inférieure à 100 m de la trace pré-ajustée.

– **Ajustement par maximisation de vraisemblance** : (étape 3)

Cette fois-ci, cette étape d'ajustement est entièrement liée au point de commencement de la trace étudiée. Celle-ci se base sur les hits sélectionnés dans l'étape précédente et compris seulement dans un intervalle en temps $t \in [-0.5R; R]$, où R correspond à la racine de la moyenne des carrés de la distribution des résidus déterminés par le M-estimateur. Les hits qui sont en coïncidence et présentent des amplitudes supérieures à 2.5 p.e. dans cet intervalle sont ainsi sélectionnés. La raison pour laquelle les bornes temporelles de sélection sont asymétriques vient du fait que la fonction de densité de probabilité (PDF) est elle-même asymétrique. En effet, il est possible de connaître, avec une certaine certitude, si un hit observé est probable pour un ensemble de paramètres d'ajustement d'une trace donnée. Cette certitude est estimée en évaluant la vraisemblance $P(\text{événement}|trace)$ (ou probabilité) que l'évènement soit observable avec :

$$P(\text{événement}|trace) \equiv P(\text{hits}|\vec{p}, \vec{d}) = \prod_i P(t_i|t_{th,i}, a_i, b_i, A_i), \quad (\text{B.10})$$

où, \vec{p} et \vec{d} dénotent les vecteurs positions et directions de la trace respectivement. Ensuite, les paramètres a_i et b_i sont relatifs à l'angle d'incidence espéré des photons sur les OMs et à la longueur de trajet espérée des photons aux OMs respectivement. Ces derniers sont directement issus de la trace pré-ajustée en seconde étape. Ce type de définition de la vraisemblance en éq. B.10 n'est valable que dans les cas

où il est considéré que l'ensemble des hits sont décorrélés. Ainsi, pour différents ensembles de paramètres de traces, il est possible d'évaluer une vraisemblance qui, si elle se trouve maximiser, permettra d'extraire une trace reconstruite représentant au mieux la vraie trace. Pour cela, la PDF est généralement simplifiée au seul cas où les paramètres a_i , b_i et A_i sont négligés et où sa fonction représentative n'est autre qu'une distribution de résidus temporels r_i .

– **Répétition des étapes 1 et 2 par modification de la trace pré-ajustée :**

Afin d'optimiser l'ensemble des paramètres d'une trace pré-ajustée en étape 1, les étapes 2 et 3 vont être répétées un certain nombre de fois. Comme cela a été discutée précédemment, la maximisation de vraisemblance est directement dépendante du point de commencement de la trace à étudier. Ainsi, il est possible d'évaluer la qualité d'un certain nombre de traces basées sur la trace pré-ajustée et de ne garder que celle dont la vraisemblance (rapportée à son nombre de degré de liberté) est maximale. Pour cela, quatre nouveaux points de commencement de trace sont obtenus par rotation de la trace pré-ajustée à $\pm 25^\circ$ autour du point déterminé comme étant le plus proche du centre de gravité des hits observés. De la même manière, quatre autres points de commencement sont déterminés par, cette fois-ci, des translations de la trace à ± 50 m dans les directions $\vec{d} \wedge \vec{z}$ et simplement \vec{z} . Au total, les étapes 2 et 3 sont répétées neuf fois. L'ensemble des paramètres présentant la plus haute vraisemblance est gardé, mais pas seulement. En effet, dans le cadre de la sélection des événements qui va être abordé juste après, le nombre de traces N_{comp} compatibles avec la plus probable, c'est-à-dire présentant une différence en angle zénithal inférieure à 1° , sera utilisé.

– **Ajustement par maximisation de vraisemblance à l'aide d'une PDF sophistiquée :** (étape 4)

Finally, l'ensemble des paramètres de trace extrait de l'étape précédente sont utilisés comme point de départ à une maximisation de vraisemblance par une PDF élaborée en [132]. Le terme *sophistiqué* pour cette PDF vient du fait qu'elle prend en compte le taux de bruit de fond environnant tel que la désintégration du ^{40}K et la bioluminescence, ce qui n'est pas le cas en éq. B.10. En effet, cette PDF peut être exprimée de la manière suivante :

$$P(r_i, a_i, b_i, A_i) = \frac{1}{N^T(a_i, b_i, A_i)} [P^{sig}(r_i|A_i)N^{sig}(a_i, b_i, A_i) + R^{bf}(A_i)] , \quad (B.11)$$

où, $N^T(a_i, b_i, A_i)$ est le nombre total de hits espéré avec une amplitude A_i dans un événement de durée T et est donné par :

$$N^T(a_i, b_i, A_i) = N^{sig}(a_i, b_i, A_i) + R^{bf}(A_i) T . \quad (B.12)$$

Le premier terme $N^{sig}(a_i, b_i, A_i)$ dénote le nombre espéré de hits provenant seulement du signal et dépendant des paramètres a_i , b_i et A_i , et $R^{bf}(A_i)$ est relatif au taux de bruit de fond d'amplitude A_i . En éq. B.11, le terme en $1/N^T$ permet de normaliser la distribution telle que $\int_T P(r) = 1$. Des exemples de cette PDF est montré en fig. B.2 où les distributions des résidus en temps sont montrés pour différentes amplitudes de hits considérées. Les lignes continues sont représentatives

des différentes fonctions de probabilité qui paramétrisent chaque cas à considérer. Il apparaît que plus l'amplitude des hits est importante, plus les résidus tendent à être nuls et ceci en raison du fait que les effets de diffusion se trouvent minimiser. Enfin, les piques présents en $r = 25$ ns sont la conséquence du temps d'intégration des ARSs. L'auteur de ces PDFs a préféré ne pas incorporer ces sursauts dans la paramétrisation afin de réduire la possibilité de minimum local dans le calcul de la vraisemblance.

C'est donc avec cette dernière étape que les hits présentant un résidu compris dans l'intervalle $r \in [-250; 250]$ ns, avec une amplitude plus large que 2.5 p.e. et/ou en coïncidences locales, sont gardés.

Cet algorithme de reconstruction présente donc quatre étapes importantes dans la sélection des événements et la reconstruction des traces avec leurs paramètres distincts. Cependant, en raison de certaines configurations de hits (traces horizontales, événements trop fragmentés ou bruit de fond important), les traces reconstruites peuvent ne pas être en accord avec la vraie trace et conduire par exemple à l'apparition d'un caractère neutrino pour un événement du type muon. C'est pourquoi un critère de qualité a été développé afin de discriminer au mieux les traces montantes des descendantes ou encore d'éliminer au maximum les traces mal reconstruites. Pour cela, le nombre N_{comp} de traces compatibles avec la solution de maximum de vraisemblance est utilisé. Ce critère, noté Λ , s'exprime de la manière suivante :

$$\Lambda = \frac{\text{Log}_{10}(P)}{N_{ddl}} + 0.1 (N_{comp} - 1) , \quad (\text{B.13})$$

où, $\text{Log}_{10}(P)$ est le logarithme à base 10 de la vraisemblance calculée en étape 4, N_{ddl} est le nombre de degré de liberté lié à la trace. Ce nombre de degré de liberté est généralement assigné au nombre de hits présents au moment de l'ajustement tronqué du nombre de paramètres présents dans l'ajustement, soit $N_{ddl} = N_{hits} - 5$. Ensuite, le second terme $0.1 (N_{comp} - 1)$ est tronqué de la seule trace principale utilisée comme référence et normalisé au nombre de traces totales analysées en étapes 2 et 3 plus un, d'où le facteur 0.1. En raison de la dépendance en $\text{Log}_{10}(P)$ ($P \leq 1$), Λ sera toujours inférieur ou égale à zéro.

Ce critère s'avèrera très important dans le cadre de l'analyse Monte-Carlo et sera également appliqué, parmi d'autres critères de sélections, aux données à cinq lignes afin d'optimiser l'extraction de signaux montants et plus précisément dans la direction du Soleil.

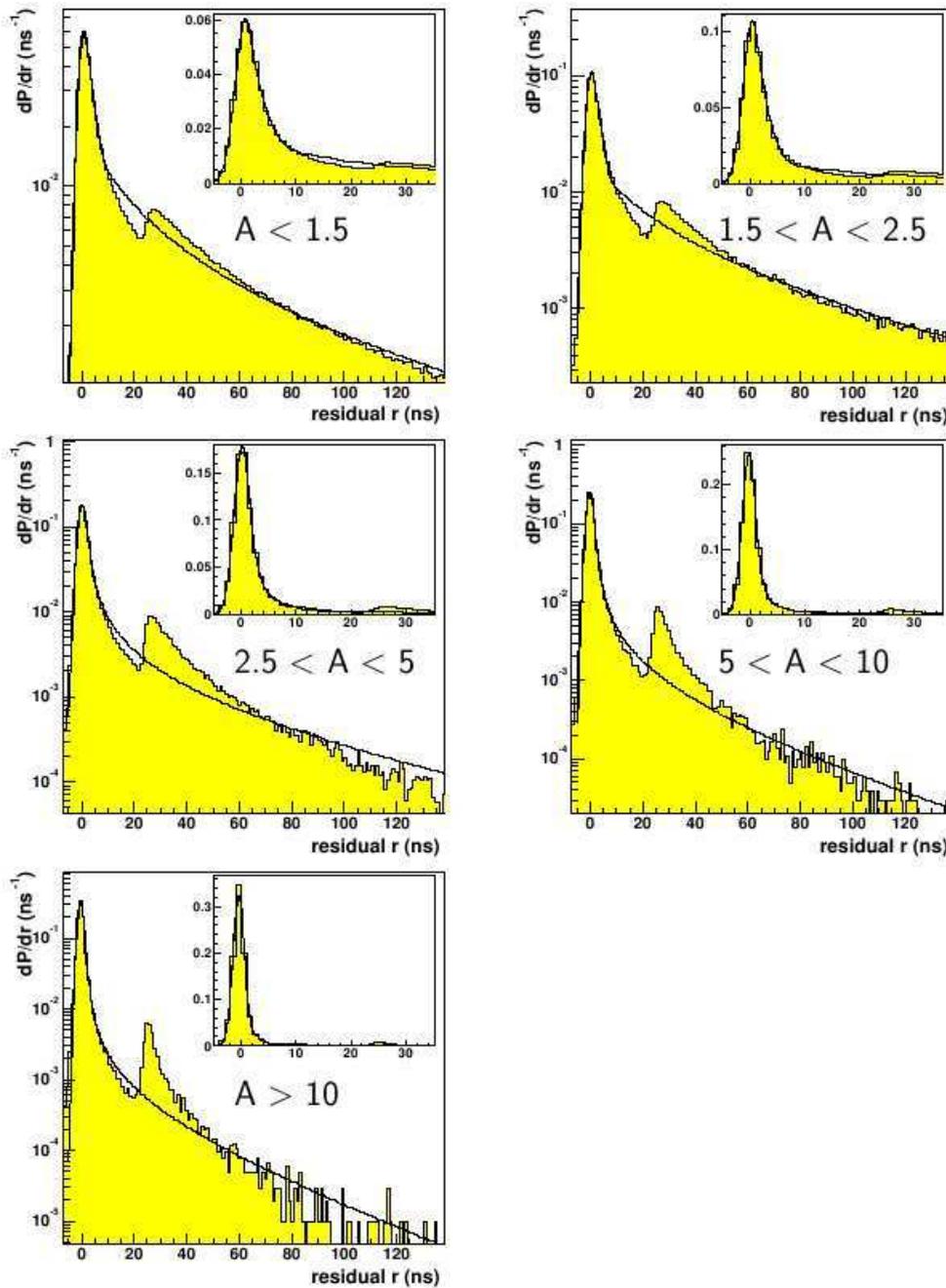


FIG. B.2: Distributions des résidus temporels pour cinq intervalles d'amplitudes A différents. Les lignes continues constituent les PDFs représentatives de chacun des cas considérés et utilisées par la suite dans le processus de maximisation de vraisemblance.

Conclusion

Ce manuscrit retrace donc en détails tout le développement logique de cette thèse sur trois années au sein de la collaboration ANTARES. D'ailleurs, à l'heure où ces lignes sont écrites, le télescope ANTARES possède la totalité de ces douze lignes de détection prenant en continue des données physiques. Cependant, l'analyse concernant les données Monte-Carlo, afin d'aboutir à la sensibilité d'ANTARES vis-à-vis de la matière noire extra-dimensionnelle, a été entièrement réalisée avec une configuration à cinq lignes du télescope. Cette analyse s'est donc orientée, et a abouti, de la manière suivante.

Tout d'abord, un candidat potentiel de matière noire a été extrait à partir des données phénoménologiques du modèle UED (voir en 1.3.3, 1.3.4, et 1.4), tel que son état de masse et sa stabilité puissent être conformes aux données de densités reliques cosmologiques recueillies par WMAP. Cette particule, dénommée $B^{(1)}$, possède ainsi les caractéristiques suivantes : elle est assimilée au premier niveau de Kaluza-Klein du boson d'hypercharge, elle est stable, et $m_{B^{(1)}} \in [\sim 500 ; \sim 1600]$ GeV afin d'apporter une densité relique $\Omega_{CDM}h^2 = 0.110 \pm 0.006$ conforme aux données de WMAP, selon les différentes considérations d'ordre phénoménologique, telle que la différence massique relative Δ avec la première excitation d'un quark d'hélicité droite $q_R^{(1)}$ (voir en 5.5.3). Autre point important, cette LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle) $B^{(1)}$ s'auto-annihile principalement comme $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow f\bar{f}$, induisant ainsi une production massive de leptons τ , mais également de neutrinos $\nu_e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ (voir en 5.1.2). Ces derniers canaux, mis en évidence ici, ont été les principaux vecteurs d'enthousiasme pour cette étude au sein d'un télescope à neutrinos comme ANTARES. Télescope ANTARES dont les caractéristiques physiques et techniques ont été détaillés (voir en 2.4) pour aboutir à une compréhension plus fine des étapes du Monte-Carlo simulant les bruits de fond du type muons et neutrinos atmosphériques (voir en 3). Tout au long de cette chaîne Monte-Carlo, prenant en compte des flux de références pour l'interaction des particules et noyaux avec l'atmosphère terrestre, la propagation des muons et neutrinos atmosphériques jusqu'au détecteur, une mise en forme des données simulant les bruits additionnels, comme la désintégration du ^{40}K et la bioluminescence, présents sur le site du télescope, et finalement des coupures de qualité afin d'extraire les candidats neutrinos montants, que l'analyse aboutit aux résultats suivants : 11.5 % des événements reconstruits comme neutrinos atmosphériques montants sont extraits, contre seulement 0.02 % d'événements muons, représentant une pureté de plus de 90 % en événements montants. En terme de nombre d'événements, ces résultats indiquent une quantité de bruit de fond atmosphérique $\Gamma_v^{bg} = 0.1 \pm 0.03(stat.) \pm 0.04(syst.)$ dans un cône de 3° autour du Soleil, source angulaire de cette analyse matière noire (voir en 5.4.2). Pour parvenir à une étude du bruit de fond des plus fines, un autre genre de bruit de fond dans la direction du Soleil a été pris en compte. Ce dernier correspond à l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère solaire, et plus précisément de sa couronne.

Celui-ci donne lieu également, tout comme dans le cas de l'atmosphère terrestre, à la production massive d'électrons et de neutrinos ν_μ dans une gamme d'énergie $E_\nu \in [10; 10^8]$ GeV (voir en 5.4.2.2). Seulement, la quantification du nombre de neutrinos produits $\Gamma_\nu^{S,bg}$ reste très faible, ne représentant que 1 % du bruit de fond atmosphérique attendu. Finalement, une dernière information des plus importantes concernant un télescope de ce type aura été extraite, la surface effective en neutrinos A_{eff}^ν (m^2) qui représente l'efficacité du détecteur à reconstruire une trace selon sa localisation dans l'espace des paramètres (θ , ϕ , E_ν). L'évolution de A_{eff}^ν dans cette espace, en fonction des coupures de qualité appliquées à la simulation Monte-Carlo, aura été étudiée pour le cas isotropique (voir en 4.4.3.2), puis dans la direction spécifique au Soleil pour une ouverture de cône $\theta_{c\hat{one}}$ donnée (voir en 5.4.1.3, 5.4.1.4). L'objectif final étant d'utiliser A_{eff}^ν pour l'évaluation du nombre de neutrinos provenant de l'auto-annihilation de LKP $B^{(1)}$ au sein du Soleil, Γ_ν^{mm} .

En effet, la totalité de la partie III s'attèle à représenter l'ensemble des outils phénoménologiques et techniques utilisés pour évaluer à terme un flux de neutrinos $d\phi_\nu/dE_\nu d\Omega_\nu$ ($\text{GeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) en utilisant une simulation entièrement dédiée. Cette simulation Monte-Carlo possède une description détaillée de toutes les étapes ou évolutions de spectres de neutrinos provenant de chacun des canaux d'auto-annihilation d'une LKP sur leurs parcours du centre du Soleil vers la surface de la Terre (voir en 5.3). Un calcul analytique, retraçant l'intégralité de ces étapes et tous les phénomènes physiques espérés, a d'ailleurs été réalisé dans le seul but de comprendre finement le fonctionnement de la simulation, le cheminement des spectres sur leurs chemins chaotiques à travers le Soleil, et finalement pour vérifier de manière croisée les résultats en sortie du Monte-Carlo (voir en 5.1, 5.2). Les résultats analytiques et simulés ont d'ailleurs montré une très bonne concordance (voir en fin de 5.3.3, fig. 5.24). C'est ainsi qu'au terme de la simulation, et à l'aide des paramètres d'auto-annihilation d'une LKP dans le Soleil, qu'un flux $d\phi_\nu/dE_\nu d\Omega_\nu$ a pu être extrait (voir en 5.4.1.2). Un simple produit de celui-ci avec la surface effective A_{eff}^ν intégré sur l'énergie des neutrinos E_ν a donc permis de déduire le taux Γ_ν^{mm} de neutrinos en provenance du Soleil en fonction de la masse de la LKP $m_{B^{(1)}}$ et de l'ouverture de cône $\theta_{c\hat{one}}$ (voir en 5.4.1.5). C'est alors que l'ouverture $\theta_{c\hat{one}}$ fut optimisée à une valeur de 3° autour du Soleil pour l'extraction d'un signal de matière noire, au travers de l'approche statistique unifiée, et basée sur une distribution Poissonienne, de Feldman-Cousins (voir en 5.5.1). Cette méthode a ainsi permis de mettre au jour la sensibilité $\phi_\nu^{90\%}$ et $\phi_\mu^{90\%}$, que cela soit pour les neutrinos ou les muons respectivement, et de comparer finalement ces résultats aux autres expériences neutrinos susceptibles d'apporter également une contrainte sur le modèle UED (voir en 5.5.2, fig. 5.40). Il est alors très intéressant de remarquer que par comparaison aux modèles phénoménologiques existants, l'intervalle de masse de la LKP peut déjà être contraint comme $m_{B^{(1)}} \geq 200$ GeV, si $\Delta = 0.5$, ou $m_{B^{(1)}} \geq 1$ TeV, si $\Delta = 0.01$. Ces deux résultats, limites sur le plan phénoménologique, restant consistants avec la limite provenant des mesures de précision, telle que $m_{B^{(1)}} \geq 350$ GeV (voir en 5.5.3.3). De même que par extension vers les résultats de détection directe, la limite sur la section efficace dépendante du spin d'une LKP $\sigma_{H,SD}^{UED,90\%}$ (pb), déduite directement de la sensibilité $\phi_\nu^{90\%}$, atteint des valeurs de 10^{-3} pb, dans le contexte du détecteur ANTARES à cinq lignes, ce qui s'avère déjà de deux ordres de grandeur supérieur en précision par rapport aux actuelles expériences à détection directe (voir en 5.5.4). Ainsi, ces derniers résultats indiquent déjà qu'ANTARES, dans sa forme à cinq lignes, est capable de contraindre la phénoménologie du modèle extra-dimensionnel UED, ce qui naturellement laisse entrevoir

des perspectives des plus excitantes avec sa capacité de détection dans sa forme à douze lignes. Non seulement, l'analyse des données physiques, en cours de vérification pour la configuration à cinq lignes, devrait déjà corroborer ces résultats, mais en plus l'arrivée d'un prochain détecteur du type km^3 , comme KM3NeT, sera d'une importance capitale pour la Physique au-delà du Modèle Standard (les parties 5.5.3.3 et 5.5.4 s'appliquent à présenter ces perspectives de résultats pour un détecteur ANTARES à douze lignes, et KM3NeT).

Table des matières

I	L’Univers à la portée de l’observation neutrino	1
1	L’Univers et son côté obscur	3
1.1	Une brève histoire de l’Univers	3
1.2	Le Modèle Standard Cosmologique et Particuliste	5
1.2.1	le Modèle Standard cosmologique	5
1.2.2	Le Modèle Standard en Physique des Particules	7
1.3	Au-delà du Modèle Standard	8
1.3.1	La Supersymétrie	8
1.3.2	Description de quelques modèles supersymétriques	11
1.3.3	Le modèle de Kaluza-Klein	13
1.3.3.1	Généralités sur le modèle de Kaluza-Klein	13
1.3.3.2	Particules issues du scénario UED comme candidats pour la matière noire	14
1.3.4	Densité relique des LKPs	16
1.3.4.1	Densité relique $\Omega_{B(1)}h^2$ sans coannihilation	17
1.3.4.2	Densité relique $\Omega_{B(1)}h^2$ avec coannihilation	19
1.4	Évidence de la matière noire non-baryonique	19
2	L’Astronomie neutrino et le télescope ANTARES	23
2.1	Le neutrino et son histoire	23
2.2	Les neutrinos : paramètres et sources astrophysiques	27
2.2.1	Leurs paramètres	27
2.2.2	Leurs sources potentielles	29
2.2.2.1	Les neutrinos en Cosmologie	29
2.2.2.2	Les neutrinos en Astrophysique	33
2.3	Les télescopes à neutrinos	38
2.3.1	Les neutrinos et l’effet Čerenkov	38
2.3.1.1	Muons neutrino-induits, et conséquences sur le poin- tage à la source	38
2.3.1.2	Construction du cône Čerenkov	39
2.3.1.3	Propagation des photons Čerenkov	41
2.3.2	Photomultiplicateurs, et modules optiques	42
2.3.3	Projets en cours et perspectives futures	44
2.4	Le télescope à neutrinos ANTARES	50
2.4.1	La collaboration ANTARES	50
2.4.2	Description du télescope ANTARES	52

2.4.2.1	Structure détaillée	52
2.4.2.2	Le site sous-marin	56
2.4.2.3	La numérisation des signaux	56
2.4.2.4	L'acquisition	58
2.4.2.5	Le système de filtrage	59
2.4.3	Étalonnage temporel du télescope ANTARES	60
2.4.3.1	Spécifications et enjeux	60
2.4.3.2	Méthode expérimentale	61
2.4.3.3	Étalonnage des TVCs	62
2.4.3.4	Étalonnage des délais temporels pour chaque OM	63
2.4.3.5	Résolution en temps du télescope ANTARES	66

II Simulation et analyse du bruit de fond aux profondeurs d'ANTARES 71

3	Présentation et simulation du bruit de fond	73
3.1	Le rayonnement cosmique	73
3.2	Les muons atmosphériques	76
3.3	Les neutrinos atmosphériques	80
3.4	Propagation au détecteur	85
3.5	Réponse du détecteur	86
3.6	Mise en forme des données Monte-Carlo	87
3.7	Systématiques inhérentes aux simulations	89
4	Analyses des résultats de simulation	93
4.1	Flux de neutrinos et muons respectifs	93
4.2	Taux d'évènements de bruit de fond et poids Monte-Carlo	95
4.3	Surfaces effectives de détection et taux d'évènements	97
4.4	Analyse Monte-Carlo	99
4.4.1	Paramètres d'entrées Monte-Carlo	99
4.4.2	Distributions et coupures résultantes	99
4.4.2.1	Avant sélections	100
4.4.2.2	Après coupure sur $n_{ligne} \geq 2$	103
4.4.2.3	Après coupure sur $ \theta_{\mu}^{ét.4} - \theta_{\mu}^{ét.1} \leq 3^{\circ}$ et introduction du paramètre Λ	105
4.4.2.4	Focalisation sur les évènements montants	106
4.4.2.5	Récapitulatifs des coupures réalisées et conséquence sur le nombre d'évènements neutrinos et muons	108
4.4.3	Conséquences sur la résolution angulaire et la surface effective A_{eff}^v	109
4.4.3.1	La résolution angulaire	109
4.4.3.2	La surface effective pour les neutrinos A_{eff}^v	110
4.5	Sommaire et conclusions	114

III	Détection indirecte de matière noire avec ANTARES	117
5	La matière noire et le Soleil	119
5.1	Accrétion, auto-annihilation et flux associés	119
5.1.1	Mode de capture par le Soleil	120
5.1.2	Canaux d'auto-annihilation et flux de neutrinos associés	123
5.1.2.1	Neutrinos secondaires issus de la désintégration des pions chargés $\pi^+(u\bar{d}), \pi^-(d\bar{u})$	126
5.1.2.2	Neutrinos secondaires issus de la désintégration <i>prompte</i> semi-leptonique des quarks c, b	130
5.1.2.3	Neutrinos secondaires issus de la désintégration du quark <i>top</i>	131
5.1.2.4	Neutrinos secondaires issus de la désintégration du lep- ton τ	133
5.1.2.5	Neutrinos primaires issus de la production directe $B^{(1)}B^{(1)} \rightarrow$ $\nu\bar{\nu}$	136
5.2	Propagation des neutrinos du coeur du Soleil à la Terre	137
5.2.1	Passage en milieu solaire	137
5.2.2	De la surface du Soleil à la Terre	138
5.3	Monte-Carlo associé	141
5.3.1	Présentation	142
5.3.2	Étapes de la simulation	144
5.3.2.1	Au centre du Soleil	145
5.3.2.2	En surface du Soleil	148
5.3.2.3	À l'arrivée sur Terre	151
5.3.3	Comparaison des flux analytiques et simulés	151
5.4	Estimation du nombre d'évènements associés	154
5.4.1	Signal d'auto-annihilation de matière noire	154
5.4.1.1	Taux d'auto-annihilation Γ des LKPs au sein du Soleil	154
5.4.1.2	Flux de neutrinos ν_μ en provenance du Soleil	155
5.4.1.3	Positions solaires et surface effective A_{eff}^v associée	156
5.4.1.4	Ouverture de cône d'observation et conséquence sur la surface effective A_{eff}^v	159
5.4.1.5	Taux d'évènements neutrinos espérés	160
5.4.2	Bruit de fond dans la direction du Soleil	162
5.4.2.1	D'origine atmosphérique	162
5.4.2.2	D'origine solaire	163
5.5	Comparaisons bruit de fond/signal et probabilité de détection	165
5.5.1	Cône d'observation optimale relatif au spectre de masse $m_{B^{(1)}}$	168
5.5.2	Sensibilité du télescope ANTARES	170
5.5.3	Comparaison aux modèles	173
5.5.3.1	Cas de la LKP $B^{(1)}$ considérée sans coannihilation	174
5.5.3.2	Cas de la LKP $B^{(1)}$ considérée avec coannihilation	175
5.5.3.3	Modèles phénoménologiques et Sensibilités	176
5.5.4	Comparaison à la détection directe	178
5.6	Sommaire et perspectives	179

A	Interactions et oscillations des neutrinos	183
A.1	Introduction	183
A.2	interactions par courant chargé(CC)	183
A.3	interactions par courant neutre(NC)	184
A.4	Oscillations des neutrinos	185
A.4.1	cadre général	185
A.4.2	Cas simple d'une oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dans le vide	186
A.4.3	Cas de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dans la matière	187
A.5	Propagation des neutrinos : interactions et Oscillations	189
B	La reconstruction et sa stratégie	191
B.1	Définition d'une trace en reconstruction	191
B.2	La stratégie de reconstruction	192

Bibliographie

Bibliographie

- [1] E. Kh. Akhmedov, XXII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics “Neutrino 2006”, Santa Fe, June 13-19, 2006 ; arXiv :hep-ph/0610064.
- [2] I. F. M. Albuquerque, L. Hui, E. W. Kolb, Phys.Rev. D64 (2001) 083504 ; arXiv :hep-ph/0009017.
- [3] T. Appelquist, H. C. Cheng and B. A. Dobrescu, Phys. Rev. D 64 (2001) 035002 ; arXiv :hep-ph/0012100.
- [4] T. Appelquist and H. U. Yee, Phys. Rev. D 67, 055002 (2003); arXiv :hep-ph/0211023.
- [5] B. Aubert, et al. (BABAR collaboration); arXiv :hep-ex/0307062.
- [6] J. N. Bahcall, M. Schmidt and R. M. Soneira, Astrophys. J. 265 (1983) 730.
- [7] J.N. Bahcall, A.M. Serenelli, S. Basu, Astrophys.J. 621 (2005) L85-L88 ; arXiv :astro-ph/0412440.
- [8] V. Barger, W.-Y. Keung, G. Shaughnessy, A. Tregre ; arXiv :hep-ph/0708.1325.
- [9] V. Agrawal, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys.Rev. D53 (1996) 1314-1323 ; arXiv :hep-ph/9509423.
- [10] L. Bergstrom, P. Ullio and J. H. Buckley, Astropart. Phys. 9 (1998) 137 ; arXiv :astro-ph/9712318.
- [11] G. Bertone, G. Servant, G. Sigl, Phys.Rev. D68 (2003) 044008 ; arXiv :hep-ph/0211342.
- [12] S.M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus, Prog.Part.Nucl.Phys. 43 (1999) 1-86 ; arXiv :hep-ph/9812360.
- [13] R. R. Caldwell and J. P. Ostriker, Astrophys. J. 251 (1981) 61.
- [14] M. Carena and H.E. Haber, Prog. in Part. Nucl. Phys. 50, 152 (2003).
- [15] M. Cirelli, N. Fornengo, T. Montaruli, I. Sokalski, A. Strumia, F. Vissani, Nucl.Phys. B727 (2005) 99-138 ; arXiv :hep-ph/0506298.
- [16] P. Crotty, Phys.Rev. D66 (2002) 063504 ; arXiv :hep-ph/0205116.
- [17] S. Iyer Dutta, M. H. Reno, I. Sarcevic, D. Seckel, Phys.Rev. D63 (2001) 094020 ; arXiv :hep-ph/0012350.
- [18] M. Blennow, J. Edsjö, T. Ohlsson, JCAP 01(2008)021 ; arXiv :0709.3898.
- [19] J. Edsjö, WimpSim Neutrino Monte Carlo, <http://www.physto.se/edsjo/wimpsim/>
- [20] F.Fehr for the ANTARES collaboration, Proceedings of 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007 ; arXiv :0711.2254.

- [21] G. J. Feldman, R. D. Cousins, *Phys.Rev. D*57 (1998) 3873-3889; arXiv :physics/9711021.
- [22] P. Gondolo, J. Edsjo, P. Ullio, L. Bergstrom, M. Schelke, E.A. Baltz, *JCAP* 0407 (2004) 008 ; arXiv :astro-ph/0406204.
- [23] A. Gould, *Astrophys. J.* 388, 338 (1991); G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rept.* 267, 195 (1996); arXiv :hep-ph/9506380.
- [24] K. Griest and D. Seckel, *Nucl. Phys. B* 283, 681 (1987).
- [25] C. Hettlage, K. Mannheim, J. G. Learned, *Astropart.Phys.* 13 (2000) 45-50; arXiv :astro-ph/9910208.
- [26] G. Ingelman, M. Thunman, *Phys.Rev. D*54 (1996) 4385-4392; arXiv :hep-ph/9604288.
- [27] D. Hooper, G. D. Kribs, *Phys.Rev. D*67 (2003) 055003 ; arXiv :hep-ph/0208261.
- [28] G. Jungman, M. Kamionkowski, *Phys.Rev. D*51 (1995) 328-340 ; arXiv :hep-ph/9407351.
- [29] S. Kretzer, *Phys.Rev. D*62 (2000) 054001 ; arXiv :hep-ph/0003177.
- [30] B.A. Kniehl, G. Kramer, B. Pötter, *Nucl.Phys. B*582 (2000) 514-536 ; arXiv :hep-ph/0010289.
- [31] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola, J. W. F. Valle, *New J.Phys.* 6 (2004) 122 ; arXiv :hep-ph/0405172.
- [32] The OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al ; arXiv :hep-ex/9810016.
- [33] D. Hooper, S. Profumo, *Phys.Rept.* 453 (2007) 29-115 ; arXiv :hep-ph/0701197.
- [34] D. Hooper, G. Zaharijas, *Phys.Rev. D*75 (2007) 035010 ; arXiv :hep-ph/0612137.
- [35] A. Kouchner for the ANTARES collaboration, Proceedings of 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007 ; arXiv :0710.0272.
- [36] S. Lee, *Phys.Rev. D*58 (1998) 043004 ; arXiv :astro-ph/9604098.
- [37] G. Lim for the ANTARES collaboration, SUSY07 proceedings ; arXiv :0710.3685.
- [38] G. K. Mallot, in Proc. of the 19th Intl. Symp. on Photon and Lepton Interactions at High Energy LP99 ed. J.A. Jaros and M.E. Peskin, *Int. J. Mod. Phys. A* 15S1, 521 (2000) [eConf C990809, 521 (2000)] [arXiv :hep-ex/9912040] ; W. M. Alberico, S. M. Bilenky and C. Maieron, *Phys. Rept.* 358, 227 (2002) [arXiv :hep-ph/0102269].
- [39] Particle Data Group, <http://pdglive.lbl.gov>.
- [40] T. Pradier for the ANTARES collaboration, Proceedings of the 43rd "Rencontres de Moriond ElectroWeak", La Thuile (Val d'Aosta, Italy) March 1 - 8, 2008 ; arXiv :0805.2545.
- [41] S. Ritz, D. Seckel, *Nuclear Physics B*, Volume 304, 1988, Pages 877-908.
- [42] G. Servant and T. M. P. Tait, *New J. Phys.* 4, 99 (2002) ; arXiv :hep-ph/0209262.
- [43] G. Servant and T. M. P. Tait, *Nucl.Phys. B*650 (2003) 391-419 ; arXiv :hep-ph/0206071.
- [44] M. Spurio for the ANTARES collaboration, Contribution to the Rencontres de Physique, La Thuile, 24/2-1/3 2008 ; arXiv :0805.1191.

- [45] M. S. Turner, Phys. Rev. D 33, 889 (1986).
- [46] G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, Phys.Rept. 405 (2005) 279-390; arXiv :hep-ph/0404175.
- [47] M. Tegmark et al. [SDSS Collaboration]; arXiv :astro-ph/0310723.
- [48] Y. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett.81, 1562 (1998); arXiv :hep-ex/9807003.
- [49] S. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Lett. B539, 179 (2002); arXiv :hep-ex/0205075.
- [50] Y. Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004); arXiv :hep-ex/0404034.
- [51] Q.R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002); arXiv :nucl-ex/0204008.
- [52] Q.R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001); arXiv :nucl-ex/0106015.
- [53] W. Hampel et al. [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B447, 127 (1999).
- [54] K. Eguchi et al. [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003); arXiv :hep-ex/0212021.
- [55] M.H. Ahn et al. [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003); arXiv :hep-ex/0212007.
- [56] E. Aliu et al. [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. 94, 081802 (2005); arXiv :hep-ex/0411038.
- [57] D.G. Michael et al. [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 97, 191801 (2006); arXiv :hep-ex/0607088.
- [58] A. Yu. Smirnov, Phys.Scripta T121 (2005) 57-64; arXiv :hep-ph/0412391.
- [59] T. K. Kuo and J. Pantaleone, Rev. Mod. Phys. 61, 937 (1989).
- [60] C. Giunti, C.W. Kim, M. Monteno, Nucl. Phys. B521 (1998) 3.
- [61] A. B. Balantekin, Physics Reports 315 (1999) 123-135.
- [62] A.B. Balantekin, J.F. Beacom, J.M. Fetter, Physics Letters B 427 (1998) 317-322.
- [63] S. Pakvasa, J. Pantaleone, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2479.
- [64] E.Kh. Akhmedov, A. Dighe, E Lipari, A. Yu. Smirnov, Nuclear Physics B 542 (1999) 3-30.
- [65] A. de Gouvêa, Phys. Rev. D, Vol. 63, 093003.
- [66] P. M. Fishbane, P. Kaus, J.Phys. G27 (2001) 2405-2414; arXiv :hep-ph/0101013.
- [67] Alessandro Strumia, Francesco Vissani; arXiv :hep-ph/0606054.
- [68] G. Raffelt, G. Sigl, L. Stodolsky, Phys.Rev.Lett. 70 (1993) 2363-2366; arXiv :hep-ph/9209276.
- [69] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, J. High Energy Phys. 05, 026 (2006); arXiv :hep-ph/0603175.
- [70] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, and W.K. Tung, J. High Energy Phys. 07, 012 (2002); arXiv :hep-ph/0201195.

- [71] V.M.Abazov, et al. [D0 Collaboration], Phys.Lett. B513 (2001) 292-300; arXiv :hep-ex/0010026.
- [72] LEP Higgs Working Group (standard model Higgs), OPAL, ALEPH, DELPHI and L3 Collaborations ; arXiv :hep-ex/0107029.
- [73] T. K. Gaisser, T. Stanev, Nuclear Physics A 777 (2006) 98-110; arXiv :astro-ph/0510321.
- [74] J. Alcaraz et al. [AMS Collaboration], Phys. Lett. B490 (2000) 27 et Phys. Lett. B494, 193 (2000).
- [75] T. Sanuki et al., Ap.J. 545, 1135 (2000).
- [76] J.J. Engelmann et al., Astron. & Astrophys. 233, 96 (1990).
- [77] *Handbook of Space Astronomy and Astrophysics*, Martin V. Zobeck (2nd edition, Cambridge University Press, 1990).
- [78] M. Boezio et al., Astropart. Phys. 19, 583 (2003).
- [79] S. Haino et al., Phys. Lett. B594, 35 (2004).
- [80] CREAM Collaboration, *Proc. 30th Intern. Cosmic Ray Conf.* (Merida, Yucatan, 2007), paper 0301.
- [81] D. Müller et al., Ap. J. 374, 356 (1991).
- [82] P.J. Boyle et al., *Proc. 30th Intern. Cosmic Ray Conf.* (Merida, Yucatan, 2007), paper 1192.
- [83] A.D. Panov et al., Bull Russian Acad of Science, Physics, 71, 494 (2007).
- [84] V.A. Derbina et al., Astrophys. J. 628, L41 (2005).
- [85] K. Asakimori et al. [JACEE Collaboration], Ap. J., 502, 278 (1998).
- [86] F. Aharonian et al. [HESS Collaboration], Phys. Rev. D75, 042004 (2007).
- [87] I.V. Moskalenko, A.W. Strong, J.F. Ormes, M.S. Potgieter, Ap.J. 565 (2002) 280.
- [88] F.C. Jones, A. Lukasiak, V. Ptuskin, W. Webber, Ap. J. 547 (2001) 246.
- [89] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D53, 35 (1996).
- [90] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D60, 052002 (1999).
- [91] M. Boezio et al., Phys. Rev. D62, 032001 (2000).
- [92] S. Coutu et al., Phys. Rev. D62, 032001 (2000).
- [93] R. Bruijn, ANTARES internal note : ANTARES-PHYS-2007-004 (2007).
- [94] W.M. Yao et al., Review of Particle Physics, J. Phys., G33 :1-1232 (2006).
- [95] D. Heck et al., Report FZKA 6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe; D. Heck and J. Knapp, Report FZKA 6097 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe; [http ://www.wik3.fzk.de/ heck/corsika/physics description/corsika phys.html](http://www.wik3.fzk.de/heck/corsika/physics%20description/corsika%20phys.html).
- [96] S. Cecchini et al., ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2003-005 (2003).
- [97] GEANT 3.21, "GEANT 3.21 : Detector description and simulation tool". CERN program library (1995). [http ://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html](http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html)
- [98] N.N.Kalmykov, S.S. Ostapchenko, Yad. Fiz. 56(1993)105; Phys.At.Nucl. 56(3)(1993)346; N.N.Kalmykov, S.S. Ostapchenko and A.I.Pavlov, Bull. Russ. Acad. Sci. (Physics) 58(1994)1966.

- [99] M. Sioli, A new approach to the study of high energy muon bundles with the MACRO detector at Gran Sasso, PhD Thesis, Bologna (2000).
- [100] M. Honda et al., Phys. Rev. D52, 4985-5005 Antares data formats / De Jong, M New Antares data formats for DAQ data and Monte Carlo events. [...] ANTARES-SOFT-2004-006.(1995); arXiv :hep-ph/9503439.
- [101] G. Battistoni et al., Astropart. Phys. 12, 315-333 (2000); arXiv :hep-ph/9907408.
- [102] T. Montaruli, A. Romeyer, ANTARES internal note : ANTARES-PHYS-2003-003 (2003).
- [103] C.G.S Costa, Astropart. Phys. 16, 193-204 (2001); arXiv :hep-ph/0010306.
- [104] D.J.L. Bailey, ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2002-004 (2002).
- [105] A. Labbate, T. Montaruli, I.A. Sokalski, ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2004-010 (2004).
- [106] D.J.L. Bailey, "Monte-Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter", PhD Thesis, Wolfson College, Oxford (2002).
- [107] P. Lipari, T.Stanev, Phys. Rev. D44, 3543 (1991).
- [108] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, Comput. Phys. Commun. 101, 108-134 (1997).
- [109] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, I. Sarcevic, Astropart. Phys. 5, 81-110 (1996); arXiv :hep-ph/9512364.
- [110] G. Barr, "The separation of signals and background in a nucleon decay experiment", PhD Thesis, Keble College, University of Oxford (1987).
- [111] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. 82, 7490 (1994).
- [112] P. Antonioli et al., Astro. Phys. 7, 357 (1997); arXiv :hep-ph/9705408.
- [113] S. Navas, L. Thompson, KM3 User Guide and Reference Manual. ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-1999-011 (1999).
- [114] A. Margiotta, "Study of the effects of water properties on Monte Carlo simulation of the atmospheric muon flux". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2007-006 (2007).
- [115] M. Spurio, A. Margiotta, "On the parameterization of the angular acceptance of the ANTARES Optical Modules". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2007-005 (2007).
- [116] A. Margiotta, "Monte Carlo simulation of atmospheric muons". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2008-005 (2008).
- [117] P. Amram et al., Nucl. Instr. and Methods A484, 369 (2002).
- [118] M. Anghinolfi, H. Costantini, K. Fratini, D. Piombo, M. Taiuti, "New measurement of the angular acceptance of the Antares Optical Module". ANTARES internal note : ANTARES-OPMO-2008-001 (2008).
- [119] J.Brunner. GEASIM package(2000). <http://antares.in2p3.fr/internal/software/geasim.html>.
- [120] J. Brunner, "Updated tag list for the new ANTARES event format". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-1999-003 (1999).

- [121] M. De Jong, "Antares data formats". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2004-006 (2004).
- [122] ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework, CERN. <http://root.cern.ch>.
- [123] M. De Jong, "The Summary Timeslice Writer program". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2005-006 (2005).
- [124] M. De Jong, "The ANTARES Trigger Software". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2005-005 (2005).
- [125] J.R. Hörandel, *Astrop. Phys.* 19, Issue 2, 193-220 (2003).
- [126] E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, N. Takahashi, *Phys. Rev. D* 58, 054001 (1998).
- [127] J. Ranft, *Phys. Rev. D* 51, 64 (1995) ; arXiv :hep-ph/9911232.
- [128] Hamamatsu Photonics. <http://www.hamamatsu.com>.
- [129] W.J. Metzger, "Statistical methods in data analysis". HEN-343 (2001).
- [130] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, "Numerical recipes in C++". Cambridge University Press (2003).
- [131] B.A.P. Van Rens, "The software trigger in ANTARES". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2004-001 (2004).
- [132] A. Heijboer, "Track reconstruction and point source searches with Antares". PhD Thesis, Universiteit van Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands (2004).
- [133] C. Reed, "Antares Root Kit Documentation". ANTARES internal note : ANTARES-SOFT-2007-017 (2007).
- [134] SLALIB (Positional Astronomy Library) vers. 2.5-3 ; <http://www.starlink.rl.ac.uk/star/docs/sun67.htx/sun67.html>
- [135] G. C. Hill, K. Rawlins, *Astropart.Phys.* 19 (2003) 393-402 ; arXiv :astro-ph/0209350.
- [136] Francisco Salesa Greus, "Angular resolution and effective area for a 5 lines detector". ANTARES internal presentation : Physics Analysis Workshop Valencia (2007).
- [137] O. Suronova, "Status and perspectives of Indirect Search for Dark Matter", 2nd International Conference on Physics beyond the Standard Model (1999). arXiv :hep-ph/9911415.
- [138] G. Giacomelli, A. Margiotta, *Nuovo Cim.* 24C (2001) 761-770. arXiv :hep-ex/0010055.
- [139] A. Habig, for the Super-Kamiokande Collaboration, Contribution to the 27th ICRC (Hamburg, August 7-15, 2001). arXiv :hep-ex/0106024.
- [140] T. DeYoung, for the IceCube Collaboration, Neutrino 2008, Christchurch, New Zealand. arXiv :astro-ph/0810.4513v1.
- [141] M. Ribordy, for the IceCube Collaboration, Rencontres de Moriond 2008, cosmology session, proceeding. arXiv :astro-ph/0805.3546.
- [142] T. Flacke, D. Hooper, J. March-Russell, *Phys.Rev. D* 73 (2006) 095002 ; Erratum-ibid. *D* 74 (2006) 019902. arXiv :hep-ph/0509352.

- [143] I. Gogoladze, C. Macesanu, Phys.Rev. D74 (2006) 093012. arXiv :hep-ph/0605207.
- [144] KM3Net Collaboration. <http://www.km3net.org/CDR/CDRKM3NeT.pdf>.
- [145] D. N. Spergel et al., Astrophys. J. Suppl. 148, 175 (2003). arXiv :astro-ph/0302209.
- [146] S. Arrenberg, L. Baudis, K. Kong, K.T. Matchev, J. Yoo, FERMILAB-PUB-08-141-A-T, UFIFT-HEP-08-09. arXiv :hep-ph/0805.4210v1.
- [147] Z. Ahmed et al. [CDMS Collaboration], Phys. Rev. Lett in preparation. arXiv :astro-ph/0802.3530.
- [148] J. Angle et al. [XENON Collaboration], Phys. Rev. Lett. 100, 021303 (2008). arXiv :astro-ph/0706.0039v2.
- [149] J. Angle et al. [XENON Collaboration], Phys. Rev. Lett. (2008). arXiv :astro-ph/0805.2939.
- [150] H.S. Lee et al. [KIMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 99, 091301 (2007). arXiv :astro-ph/0704.0423.
- [151] E. Behnke et al. [COUPP Collaboration], Science 319 933-936 (2008).
- [152] C.R. Contaldi, H.Hoekstra, A.Lewis, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 221303 ; arXiv :astro-ph/0302435.
- [153] A. Linde, "Particle Physics and Inflationary Cosmology", Contemp.Concepts Phys. 5 (2005) 1-362 (Harwood Academic Publishers, Chur, Switzerland 1990); arXiv :hep-th/0503203
- [154] I. Affleck and M. Dine, Nucl. Phys. B 249 (1985) 361.
- [155] B. D. Fields and S. Sarkar, Phys. Rev. D 66, 010001 (2002).
- [156] G. L. Kane, C. F. Kolda, L. Roszkowski and J. D. Wells, Phys. Rev. D 49 (1994) 6173 ; arXiv :hep-ph/9312272.
- [157] J. R. Ellis, K. A. Olive, Y. Santoso and V. C. Spanos, Phys. Lett. B 565 (2003) 176 ; arXiv :hep-ph/0303043.
- [158] S. Albino, B. A. Kniehl, G. Kramer, Eur.Phys.J. C38 (2004) 177-185 ; arXiv :hep-ph/0408112.
- [159] C.L. Kuo et al., Astrophys.J. 600 (2004) 32-51 ; arXiv :astro-ph/0212289.
- [160] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, Phys.Lett. B429 (1998) 263-272 ; arXiv :hep-ph/9803315.
- [161] L. Randall, R. Sundrum, Phys.Rev.Lett. 83 (1999) 3370-3373 ; arXiv :hep-ph/9905221.
- [162] H. C. Cheng, K. T. Matchev, M. Schmaltz, Phys. Rev. D 66 (2002) 036005 ; arXiv :hep-ph/0204342.
- [163] H. C. Cheng, K. T. Matchev, M0 Schmaltz, Phys.Rev. D66 (2002) 056006 ; arXiv :hep-ph/0205314.
- [164] E.W. Kolb and M.S.Turner, Redwood City, USA, Addison-Wesley (1990) 547 p. (Frontiers in Physics).
- [165] T. J. Pearson et al., Astrophys.J. 591 (2003) 556-574 ; arXiv :astro-ph/0205388.

- [166] K. G. Begeman, A. H. Broeils and R. H. Sanders, 1991, MNRAS, 249, 523.
- [167] L. Bergstrom, Rept.Prog.Phys. 63 (2000) 793 ; arXiv :hep-ph/0002126.
- [168] K. Kodama et al. [DONUT Collaboration], Physics Letters B 504 (2001) 218-224.
- [169] M. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett., 35, 1489 (1975).
- [170] M. Koshiya, Nuclear Physics A Vol. 434 (1985) 431-449.
- [171] R. Becker-Szendy et al., Phys Rev D Part Fields (1990) 42(9) 2974-2976.
- [172] R. Becker-Szendy et al., Phys. Rev. Lett. (1987) 58.
- [173] O.C. de Jager, Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361), vol. 185, no. 1-2, Oct. 1987, p. L13-L15.
- [174] J.N. Bahcall, Phys. Rev. C 56, 3391 - 3409 (1997).
- [175] Q. R. Ahmad et al. [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001).
- [176] K.S. Babu, J.C. Pati, F. Wilczek, Nucl.Phys. B566 (2000) 33-91 ; arXiv :hep-ph/9812538.
- [177] E. W. Otten et al., Rep. Prog. Phys. 71 (2008).
- [178] P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Nucl.Instrum.Meth. A515 (2003) 800-828 ; arXiv :hep-ex/0306022v1.
- [179] The CHORUS Collaboration (2007) ; arXiv :0710.3361.
- [180] T.M. Raufer (2008) ; arXiv :0808.0392.
- [181] K. Eitel [KARMEN Collaboration], Nucl.Phys.Proc.Suppl. 91 (2000) 191-197 ; arXiv :hep-ex/0008002.
- [182] M. H. Ahn, et al. [K2K Collaboration], Phys.Rev. D74 (2006) 072003 ; arXiv :hep-ex/0606032.
- [183] Charles E. Lane [MINOS Collaboration], Parallel talk at ICHEP08, Philadelphia, USA, July 2008 ; arXiv :0810.3627.
- [184] Daniel M. Kaplan [Chooz Collaboration], ICHEP08 parallel session (2008) ; arXiv :hep-ex/0608040.
- [185] Koichi Ichimura [KamLAND Collaboration], Parallel talk at ICHEP08 (2008), Philadelphia, USA, July 2008 ; arXiv :0810.3448.
- [186] The MACRO Collaboration, Phys.Lett. B566 (2003) 35-44 ; arXiv :hep-ex/0304037.
- [187] T. Araki et al. [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005) ; arXiv :hep-ex/0406035. Talk by G. Gratta at Neutrino 2004, Paris, <http://neutrino2004.in2p3.fr/>.
- [188] A.B. Balantekin, Proceedings of Origin of Matter and the Evolution of Galaxies (OMEG05), Tokyo, Japan ; arXiv :hep-ph/0601113.
- [189] P. Di Bari, Phys. Rev. D 65 (2002) 043509. P. Di Bari, Phys. Rev. D 67 (2003) 127301. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, Phys. Lett. B 567 (2003) 227. V. Barger et al., Phys. Lett. B566 (2003) 8 ; arXiv :hep-ph/0305075. G. Mangano et al., Nucl. Phys. B729 (2005) 221 ; arXiv :hep-ph/0506164.
- [190] S. Pastor, Phys. Rept. 429 (2006) 307 ; arXiv :astroph/0603494.

- [191] M. Tegmark et al. [SDSS Collaboration], *Astrophys.J.* 606 (2004) 702-740; arXiv :astro-ph/0310725.
- [192] WMAP Collaboration ; arXiv :astro-ph/0603451.
- [193] A.M. Dziewonski, D.L. Anderson, *Phys. Earth Planet. Interior* 25 (1981) 297.
- [194] KamLAND Collaboration, *Nature* 436 (2005) 499.
- [195] *borex.lngs.infn.it*.
- [196] G. Battistoni et al., *Astropart. Phys.* 19 (2003) 269.
- [197] SAGE Collaboration, *J. Exp.Theor. Phys* 95 (2002) 181 ; arXiv :astro-ph/0204245.
- [198] GNO Collaboration, *Phys. Lett. B*616 (2005) 174 ; arXiv :hep-ex/0504037.
- [199] Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 1683.
- [200] Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. D*73 (2006) 112001 ; arXiv :hep-ex/0508053.
- [201] J.N. Bahcall and A.M. Serenelli *Astrophys. J.* 626, 530 (2005).
- [202] A. Cuoco et al., *JCAP* 0702 (2007) 007 ; arXiv :astro-ph/0609241.
- [203] MACRO Collaboration, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 1 ; arXiv :astro-ph/0203181. AMANDA Collaboration ; arXiv :astro-ph/0505278. Super-Kamiokande Collaboration, *Astrophys. J.* 652 (2006) 206 ; arXiv :astro-ph/0606126.
- [204] E. Cappellaro, R. Barbon, M. Turatto ; arXiv :astro-ph/0310859.
- [205] The Kamiokande-II Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1490. The Kamiokande-II Collaboration, *Phys. Rev. D*38 (1988) 448. The IMB Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1494. The IMB collaboration, *Phys. Rev. D*37 (1988) 3361.
- [206] S. Ando, K. Sato, *New J. Phys.* 6 (2004) 170 ; arXiv :astro-ph/0410061. L.J. Hall, H.Murayama, M.Papucci, G. Perez ; arXiv :hep-ph/0607109.
- [207] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748.
- [208] P. Billoir, The highest energy neutrinos and the AUGER observatory, talk given at NO-VE, Venice, Feb. 2006.
- [209] C. D. Dermer, On Gamma Ray Burst and Blazar AGN Origins of the Ultra-High Energy Cosmic Rays in Light of First Results from Auger, invited talk at Merida Yucatan ICRC (2007) ; arXiv :0711.2804.
- [210] J. Brunner, ANTARES internal note : ANTARES-SITE-2000-001 (2000).
- [211] T. Montaruli, I.A. Sokalski, ANTARES internal note : ANTARES-PHYS-2003-003 (2003).
- [212] Y. Becherini, G. Ramadori, M. Spurio, ANTARES internal note : ANTARES-PHYS-2002-002 (2002).
- [213] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, Inc, 1998.
- [214] J. A. Aguilar et al. [ANTARES Collaboration], *Astrop. Phys* 23 (2005) 131-155 ; arXiv :astro-ph/0412126.
- [215] L. A. Kuzmichev, *Nucl. Instrum. Meth.*, A482 :304-306, 2002.

- [216] S. Basa, F. Montanet, "Specifications for the Photomultipliers Used in the ANTARES project". ANTARES internal note : ANTARES-OPMO-1998-03 (1998).
- [217] F. Ardellier, "Description technique des modules optiques". ANTARES technical note : 3-OMS-00-10-A (2001).
- [218] M. Melissas, "Internal LED data analysis with the MILOM". ANTARES internal note : ANTARES-CALI-2007-010 (2007).
- [219] V. Bertin, J. Busto, P. Coyle, G. Lamanna, M. Melissas. ANTARES internal note : ANTARES-CALI-2005-05 (2005).
- [220] J. Busto, "Banc d'optique utilisé pour la calibration des secteurs après intégration". ANTARES technical note : 5ASS_02_66A (2005).
- [221] S. Karkar, P. Coyle, J. Carr, "Time calibration of the sector line in the dark room". ANTARES technical note : ANTARES-CALI-2003-003 (2003).
- [222] V. Bertin et al., "Line 6 time calibration in the dark room at CPPM". ANTARES internal note : ANTARES-CALI-2007-003 (2007).
- [223] V. Bertin et al., "Time Calibration Methodology". ANTARES internal note : ANTARES-CALI-2002-002 (2002).
- [224] DUMAND Collaboration, <http://www.phys.hawaii.edu/dumand/>.
- [225] R. Wischnewski [Baikal Collaboration], 2nd Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescopes (VLVNT2), Catania, Italy, 8.-11, November 2005 ; arXiv :astro-ph/0609743
- [226] J. Kiryluk [IceCube Collaboration], Lake Louise Winter Institute 2008 conference proceedings, February 18-23 2008, Alberta, Canada ; arXiv :0806.1717v1.
- [227] NESTOR Collaboration, <http://www.nestor.org.gr>.
- [228] NEMO Collaboration, <http://nemoweb.lns.infn.it>.
- [229] KM3NeT Consortium, <http://km3net.org>.
- [230] M. Ageron et al. [ANTARES Collaboration], Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 578 (2007) 498-509 ; astro-ph/0703355.
- [231] A. Kouchner, "Possibilité d'observation, par le télescope ANTARES de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype", Thèse soutenue en 2001.

Le télescope ANTARES, grâce auquel j'ai réalisé mon travail de thèse, permet d'étendre notre observation de l'univers au travers des neutrinos. Celui-ci est maintenant arrivé au terme de sa construction au large des côtes méditerranéennes à une profondeur de 2500m et consiste à détecter, par l'intermédiaire de photomultiplicateurs, la lumière Čerenkov produite lors du passage d'un muon (produit de l'interaction neutrino/milieu terrestre par courant chargé) dont la vitesse est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu (l'eau). Sa direction reconstruite nous permet alors d'en déduire son origine. Nous sommes actuellement à 12 lignes déployées et connectées sur le site depuis la fin Mai 2008 avec lesquelles un très grand nombre de muons ont déjà été collectés. Chaque ligne verticale possède une batterie de 25 étages équipés chacun de trois PMs avec l'électronique associée.

Ma thèse a donc consisté à calibrer, avant le déploiement de chaque ligne, les photomultiplicateurs en temps et en charge afin d'en extraire les données nécessaires à la reconstruction et l'identification de traces de muons montants ou descendants (d'origine astrophysique ou atmosphérique). Ainsi, c'est grâce aux informations directionnelles que la détection indirecte de matière noire devient possible dans le cas par exemple de son auto-annihilation au sein du Soleil.

I performed my PhD Thesis inside the ANTARES telescope collaboration. This telescope allows to magnify our vision of the Universe through the neutrinos. Now, it's arrived at the end of the deployment and connection period of each detection line in the Mediterranean sea at 2500m in depth. It comprises an array of 900 photomultipliers (12 lines) which are sensitive to the Čerenkov light emitted by high energy muons, resulting from the interaction of a neutrino close to the detector.

My PhD thesis consisted in calibration of the detector, in time and charge, before the deployment to extract the crucial data for the reconstruction and tracks identifications (Astrophysical neutrinos or atmospheric neutrinos/muons). Among this, the indirect search of Dark Matter is possible, and I focused my work onto the self-annihilations into the Sun.