Thèse de doctorat de l'Université Paris VII

présentée par

François Blondeau

pour obtenir le grade de docteur de l'Université Paris VII

Spécialité : Champs, Particules, Matières

RECHERCHE DE MUONS QUASI VERTICAUX DE BASSE ENERGIE A L'AIDE D' UN DETECTEUR DE NEUTRINOS COSMIQUES SOUS-MARIN ET ETUDE ENVIRONNEMENTALE DE SON SITE D'INSTALLATION

Soutenue le 10 juin 1999, devant le jury composé de :

MM.	Jean-Jacques Aubert	
	Alessandro Bottino	
	Yannick Giraud-Héraud	rapporteur
	Luciano Moscoso	directeur
	Jean Orloff	rapporteur
	François Vannucci	président

Résumé

La collaboration européenne ANTARES cherche à construire un télescope à neutrinos de grande taille en milieu marin. Ce détecteur est constitué de lignes d'environ quatre cents mètres de hauteur équipées de photomultiplicateurs qui enregistrent la lumière Tchérenkov émise par des muons venant de l'interaction de neutrinos avec la matière. Le lieu choisi pour installer ce télescope est situé en Méditerranée, au large de Toulon, par deux mille trois cents mètres de fond. Un chapitre de cette thèse est consacré aux paramètres environnementaux de ce site : quantité de lumière présente, salissure de surfaces vitrées, et transparence de l'eau.
Un tel dispositif est conçu à l'origine pour la recherche d'éventuelles sources astronomiques émettrices de neutrinos, étant ainsi complémentaire de l'étude de notre Univers avec des rayons gamma. Les travaux présentés dans cette thèse montrent que deux autres sujets de physique seraient accessibles à ANTARES, sous réserve de l'application d'une analyse spécifique : l'étude de la masse des neutrinos d'une part (par le phénomène des oscillations de neutrinos), et la recherche d'une nouvelle particule pouvant constituer une partie de la matière noire dans l'Univers d'autre part. Cette analyse est basée sur la détection de muons quasi verticaux (d'angle zénithal inférieur à quinze degrés) et d'énergie inférieure à 100 GeV.

Abstract

The European collaboration named ANTARES aims at operating a large submarine neutrino telescope. Mooring lines make up this detector. Each is about four hundred metres high and equipped with photomultiplier tubes. These tubes record the Cherenkov light emitted by muons resulting from the interaction of neutrinos with matter. It was chosen to install the telescope in the Mediterranean, off the shore of Toulon, by a depth of twenty-three hundred metres. One chapter of this dissertation is devoted to the environment parameters of this site: amount of natural light, fouling of glass elements and water transparency is reviewed.
Such a disposal is originally designed to look for possible astronomic neutrino sources emitting neutrinos, thus being complementary with the study of our Universe relying on gamma rays. It is shown in this dissertation that two other current riddles in physics can be investigated by ANTARES, when a specific analysis is taken into account: what is the mass of the neutrinos on the one hand (via the phenomenon called neutrino oscillations), and in the other hand the evidence for a new particle which could participate to the nature of the dark matter in the Universe. This analysis is based upon the detection of nearly vertical muons (zenith angle less than fifteen degrees), with an energy lower than 100 GeV.

Pour un drôle de petit bonhomme

Crédits de réalisation

J'aimerais considérer les pages qui suivent comme la transcription, le livret, d'un nouvel opéra qui n'aura été monté que pour une seule et unique représentation, mais sera corrigé, complété et repris par d'autres par la suite. L'élaboration de cette œuvre n'aura été possible que grâce à la présence de nombreuses personnes. Qu'elles soient toutes remerciées ici.

Pour son nouveau grand projet, Michel Spiro, directeur de ce grand théâtre qu'est le Service de Physique des Particules du CEA-Saclay et déjà responsable des productions fameuses de *L'Histoire de BaBar* (d'après F. Poulenc) et *ATLAS en Toroïde* (librement inspiré de C. W. Gluck), a réuni toute une équipe, sous l'impulsion première de Luciano Moscoso. Il s'agissait de mettre en chantier une histoire qui allierait les cinq éléments : le feu (cosmique), l'eau (de la Méditerranée), la terre (Toulon), l'air (l'atmosphère entière), et l'éther-net. Une grande saga, nommée ANTARES. Pour son volet «exotique», *ANTARES et les WIMPs*, il a bien voulu prendre le risque de confier l'un des rôles principaux à un petit nouveau qui avait tout à apprendre.

La mise en scène et la direction musicale sont assurées par Luciano Moscoso : qui d'autre qu'un Italien, venu de là où l'opéra est né, aurait pu avoir l'idée puis se charger d'une histoire aussi folle : installer un télescope au fond de l'eau pour regarder à la fois les étoiles et le centre de la Terre ? Par ses connaissances, sa disponibilité permanente, et ses rares qualités humaines, il s'est parfaitement acquitté de sa tâche.

Toute une équipe a travaillé sous ses directives, pour réaliser les décors, accessoires, et tout le reste indispensable. Je retiendrai tout particulièrement Jean Philippe Laugier, Nico de Botton, Patrice Payre et Charling Tao, pour leur aide, leurs conseils, les discussions sans lesquelles je n'aurais pas été capable de présenter un travail décent. Je ne peux non plus ne pas citer l'ensemble des ingénieurs et techniciens, qui m'ont fait découvrir l'envers du décor avec leur professionnalisme, leur humilité, et aussi leur langage imagé, notamment au cours d'ateliers «mesures de lumières» organisés à Toulon.

Travaillant dans l'ombre, il y a aussi les «petites mains», Nicole, Béatrice, Evelyne et Simone, toujours là pour s'occuper des affaires pratiques et administratives, et avec le sourire !

De nombreuses répétitions ont été nécessaires pour mener à bien cette production. Elles furent souvent l'occasion de rencontrer les jeunes chargés des autres volets de la saga, d'échanger nos impressions et de nous distraire. Je pense particulièrement à Fabrice, à Antoine, à Cristina (et sa disponibilité sans laquelle j'aurais eu de grandes difficultés à mener mon travail) … Et surtout à toi, Franck, qui m' a donné la réplique un certain soir de décembre : où en serais-je sans cela ?

Alors que la rédaction d'*ANTARES et les WIMPs* progressait, deux personnes m'ont accordé leur temps pour tenter d'y mettre un peu d'ordre. Ces deux librettistes sont Hervé Lafoux et Nathalie Palanque-Delabrouille. Leurs conseils furent précieux, mais il ne faudra pas leur tenir rigueur s'il reste encore quelques incohérences.

Nous l'avons dit : une seule et unique représentation a eu lieu. Cinq personnes ont accepté d'y assister, assises aux premières loges, et d'en donner la critique. Ce fut un honneur que d'avoir Jean-Jacques Aubert, Alessandro Bottino, Yannick Giraud-Héraud, Jean Orloff et François Vannucci pour cela.

Au cours de mes recherches, j'ai rencontré de nombreuses personnes, des amis, certains simples choristes, d'autres tenant des rôles plus importants : filles-fleurs, «Pappataci», grands prêtres de Dagon ou d'autre chose, petits Yniold … Bref, tous ceux qu'il est bon de retrouver pour se changer les idées, qui me supportent et me soutiennent : Séverine (celle-ci) et Séverine (l'Agitata), Vanessa, Gilles, Aurélien, Olivier (celui-ci) et Olivier (l'Agitato), Benjamin, Arnaud, Michel, Blas, Tuong, Sébastien, Philippe … Sans vous, je ne serais vraiment rien, et jamais je n'aurais pu venir à bout de cette thèse.

Mais il reste encore un rôle à distribuer, avant que l'on ne ferme les portes : l'agent artistique, qui d'une certaine façon guide la vie de celui qu'il prend sous son aile. C'est à toi qu'il revient, Hervé. Tu es entré dans ma vie au moment où je m'y attendais le moins, et tu l'as radicalement transformée du jour au lendemain. Tu m'as fait partager ce que tu savais ou croyais savoir, tu m'as donné tout ce qu'il me manquait (ou presque) … Merci, Petit Prince !

Allez, zou ! Que le spectacle commence …

Table des matières

Tonio
in costume da Taddeo come nella commedia, passando attraverso al telone

Si può? Si può?
salutando
Signore! Signori!
Scusatemi
Se da sol mi presento ...
Io sono il Prologo.
Poichè in scena ancor
Le antiche maschere
Mette l'autore,
In parte ei vuol riprendere
Le vecchie usanze,
E a voi di nuovo inviami.
(...)
Egli ha per massima
Sol che l'artista è un uom
E che per gli uomini
Scrivere ei deve.
Ed al vero ispiravasi.
(...)
gridando verso la scena
Andiam. Incominciate!

Rientra e si alza la tela.

Tonio
en costume de Taddeo de la comédie, paraît devant le rideau

S'il vous plaît! Permettez!
saluant
Mesdames et Messieurs!
Excusez-moi
De me présenter seul ...
Je suis le Prologue.
Puisque l'auteur
Fait revivre
Les masques de l'ancienne comédie,
Il veut aussi reprendre
Les anciens usages de la scène,
Et c'est pourquoi il m'envoie.
(...)
Il a pour seule maxime
Que l'artiste est un homme,
Et que c'est pour les hommes
Qu'il doit écrire.
Et s'inspirer de la vérité.
(...)
criant vers la scène
Allons! Commencez!

Il rentre et le rideau se lève

I Pagliacci; Prologue
Opéra composé par Ruggiero Leoncavallo
Livret de Ruggiero Leoncavallo

L'opéra commence avec le Chœur n° 1, chantant la Musique des Sphères. Venu des étoiles, le Scientifique apparaît, dans un fauteuil roulant et avec une boîte vocale informatisée. Durant son air, la Musique des Sphères peut parfois être reconnue comme posant certaines questions.

Scientist

Quarks, kooks
Heretics, Lunatics
Lovers and defilers of God
Set off in leaky vessels
Towards the holes on the horizon
With faulty fuel lines
And failing eyesight
And limbs quite inadequate
And minds finally limited
To the certainty
That the inadequate body can follow
Where the inadequate mind has been

When my daughter was born, I smiled like a hyena
And for a moment I felt my legs and my limbs

For a moment I knew
No boundaries
A body, a planet, a universe, a mind
For whom the limits do not apply

To voyage lies where
The vision lies

Chorus
simultaneously; repeated variously, fragmented

Will time run backwards?
Is time a spherical object?
Is real time imaginary?
Can particles escape from a black hole?
Does a finite universe exist without boundaries?
Does God abhor a naked singularity?
What is the mind of God?
Can man picture a universe created without God?
Does God have a purpose?

Le scientifique

Quarks, coqs
Hérétiques, lunatiques
Adorateurs et profanateurs de Dieu
S'en vont dans des vaisseaux qui prennent l'eau
En direction des trous à l'horizon
Avec des propulsions défaillantes
Et une mauvaise vue
Et des membres plutôt inadéquats
Et des esprits somme toute limités
Avec la certitude
Que le corps inadéquat peut suivre
Là où l'esprit inadéquat est allé

Quand ma fille est née, j'ai souri comme une hyène
Et pendant un moment j'ai senti mes jambes
[et mes membres

Pendant un instant je n'ai connu
Plus de frontières
Un corps, une planète, un univers, un esprit
Pour lesquels les limites ne s'appliquent plus

Voyager mène là
Où la vision se trouve

Chœur
simultanément; répété de façon variée, fragmenté

Le temps va-t-il couler dans l'autre sens?
Le temps est-il un objet sphérique?
Le temps réel est-il imaginaire?
Les particules peuvent-elles s'échapper d'un trou noir?
Un univers fini existe-t-il sans frontieres?
Dieu a-t-il horreur d'une singularité nue?
Qu'est-ce ce que l'esprit de Dieu?
L'homme peut-il se représenter un univers créé sans Dieu?
Dieu a-t-il un but?

The Voyage; Prologue
Opéra composé par Philip Glass
Livret de David Henry Hwang

Introduction

La physique des particules est un domaine fascinant, en ce qu'elle fait appel aux tous derniers développements technologiques pour tenter de comprendre les secrets de la matière. Plus particulièrement, la discipline nommée *astroparticule* cherche à expliquer les phénomènes cosmologiques («l'infiniment grand») en utilisant les connaissances acquises sur les particules élémentaires («l'infiniment petit»). Le sujet de cette thèse s'inscrit dans cette volonté. En effet, nous allons voir que deux des grandes énigmes actuelles de la cosmologie (l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie détectés sur Terre d'une part, la composition de la majeure partie de la masse de l'Univers d'autre part) pourraient être élucidées par l'utilisation de *neutrinos*. Les neutrinos sont des particules élémentaires dont l'existence n'est plus à prouver, mais dont la nature est encore mystérieuse après plus de trente ans d'études. Par exemple, on ignore s'ils possèdent une masse ou non, et nombre d'expériences de part le monde sont actuellement penchées sur cette question. L'étude de la cosmologie avec ces messagers est une discipline récente [1], et les techniques nécessaires à son aboutissement ne sont pas encore maîtrisées, en grande partie parce qu'il faut disposer d'un détecteur de très grande taille, typiquement de l'ordre du kilomètre cube. Cinq projets visant à la construction d'un tel détecteur ont vu le jour. Le dernier en date, né en juillet 1996, s'appelle ANTARES. Il cherche à démontrer la possibilité d'installer un «télescope à neutrinos» en milieu marin. C'est dans le cadre de la collaboration européenne réunie sous ce nom que les travaux présentés ci-après ont été effectués.

Au cours des trois ans que j'ai consacrés à cette étude, j'ai eu l'occasion de participer à différentes activités de l'expérience. J'ai pu m'intéresser à des aspects techniques, comme la sélection des meilleurs photomultiplicateurs possibles pour équiper le détecteur, ou encore et surtout la préparation ainsi que la participation à des campagnes en mer visant à installer des lignes de détection qui nous permettent de connaître les paramètres du milieu marin indispensables pour choisir le site d'installation de la future expérience. La luminescence est l'un de ces paramètres, et l'analyse des données qui lui sont relatives m'a été confiée pendant plus d'un an. Par ailleurs, j'ai approfondi mes connaissances dans les domaines théoriques, aussi divers que celui de la *Supersymétrie* — qui prédit l'existence d'une particule nommée *neutralino* qui pourrait constituer la «masse manquante» de l'Univers et pourrait être détectée par

1. C'est en 1960 que le principe de cette étude a été énoncé pour la première fois.

l'intermédiaire de neutrinos — et celui du phénomène d'*oscillation de neutrinos* qui aurait lieu si ces particules sont massives. Enfin, j'ai effectué de nombreuses simulations informatiques visant à étudier et améliorer le potentiel du détecteur pour l'étude de ces deux sujets.

Cette thèse est organisée en sept chapitres. Le premier présente trois des grandes énigmes de la physique actuelle : l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie, la masse manquante de l'Univers, et le déficit apparent de neutrinos atmosphériques. Toutes ces questions peuvent être étudiées en recherchant des neutrinos. Le chapitre II décrit les interactions de ces particules avec la matière, et donne les caractéristiques que doit posséder un détecteur pour permettre de résoudre les énigmes précédemment évoquées. Nous passons également en revue les quatre différents projets existant en dehors d'ANTARES. Cette expérience est décrite dans le chapitre III, essentiellement du point de vue technologique, le chapitre IV détaillant les résultats du programme d'évaluation des sites sous-marins. Dans le chapitre V, nous reviendrons sur la question de la masse manquante de l'Univers, dans le contexte de la théorie de la Supersymétrie. Nous exposerons aussi la théorie du phénomène d'oscillation de neutrinos. La méthode commune mise en place pour étudier ces deux sujets est expliquée dans le chapitre VI, où nous décrivons également les différentes simulations informatiques utilisées pour son application. Enfin, le chapitre VII réunit les résultats qui ont été tirés de ces simulations.

Commander

Through the ages
All we have sought to know
Once had been believed unknowable
Continuing this tradition
We depart on our expedition
Which will not reach its end
'Till the time of our children's children

We cast off the earth
And hereby ascend to heaven

Le commandant

A travers les âges
Tout ce que nous avons cherché à savoir
Un temps était considéré comme inconnaissable
Continuant cette tradition
Nous partons pour notre expédition
Qui n'atteindra pas sa fin
Avant l'époque des enfants de nos enfants

Nous quittons la terre
Et ainsi montons vers le ciel

The Voyage; acte III, scène 2
Opéra composé par Philip Glass
Livret de David Henry Hwang

Turandot

Straniero ! non tentar la fortuna !
Gli enigmi sono tre,
la morte è una !

Il Principe Ignoto

No, no ! Gli enigmi sono tre,
una è la vita !

Turandot

Etranger ! ne tente pas la chance !
Les énigmes sont trois,
la mort est une !

Le Prince Inconnu

Non, non ! Les énigmes sont trois,
la vie est une !

Turandot; acte II
Opéra composé par Giacomo Puccini
Livret de Giuseppe Adami et Renato Simoni

Chapitre I

Trois énigmes de la physique actuelle

Depuis que l'humanité existe, elle n'a eu de cesse de chercher à expliquer et à comprendre les mystères du monde qui l'entoure. De nombreuses questions sont encore ouvertes à l'aube du troisième millénaire, notamment dans les domaines de l'astrophysique et de la physique des particules élémentaires. Nous consacrons ce chapitre à trois de ces énigmes, qui ont comme point commun de pouvoir être étudiées à l'aide de neutrinos de haute énergie. Nous évoquerons tout d'abord la provenance des rayons cosmiques de très haute énergie, puis nous verrons que de nombreux arguments laissent à penser que la majeure partie de la masse de notre Univers se trouve sous une forme qui nous est inconnue. Enfin, nous nous pencherons sur la mesure du flux de neutrinos produits dans l'atmosphère de notre planète, qui semble prouver que les neutrinos sont des particules massives.

I.1 L'origine des rayons cosmiques de très haute énergie

L'atmosphère terrestre est bombardée en permanence par un flux isotrope de particules diverses, auxquelles on donne le nom générique de «rayons cosmiques primaires». La composition de ces rayons cosmiques est relativement bien connue, et consiste majoritairement en des protons et des noyaux (He, C, N, O, Fe), les photons ne représentant qu'environ 0,1 % du flux total [1, 2]. L'énergie des rayons cosmiques détectés s'étend sur une gamme gigantesque, jusqu'au-delà de 10^{20} eV (cf. figure I.1). Les mécanismes à l'origine de ces énergies phénoménales sont encore inconnus — de même que l'on ignore la nature des particules détectées aux énergies les plus extrêmes.

Toutefois, un consensus se dégage pour dire que les rayons cosmiques sont produits puis accélérés à l'intérieur d'objets cosmiques «actifs». Nous allons décrire ces objets par la suite. Mais avant, il nous faut expliquer ce que les neutrinos de très haute énergie apportent à l'étude des rayons cosmiques.

I.1.1 Les neutrinos de très haute énergie

Une revue consacrée aux interactions des différentes composantes du rayonnement cosmique peut être trouvée dans la référence [1]. La composante régulière du champ magnétique Galactique courbe la trajectoire des rayons cosmiques, avec un rayon de courbure donné par la formule :

$$\rho \simeq 10^2 \frac{E}{zB} \tag{I.1}$$

où ρ est exprimé en kpc, E l'énergie du rayon cosmique (en unité de 10^{20} eV), z sa charge électrique (égale à 1 pour un proton), et B l'intensité du champ magnétique mesurée en microGauss — en ce qui concerne la Voie Lactée, $B \simeq 3\,\mu$G, tandis que le champ intergalactique est d'intensité inférieure à 1 nG.
Les rayons cosmiques d'énergie jusqu'à 10^{17} ou 10^{18} eV émis dans la Galaxie vont donc se retrouver confinés à l'intérieur de celle-ci, avec un parcours aléatoire, compte tenu des irrégularités du champ magnétique à grande échelle. En conséquence, leur flux sur Terre est isotrope, et c'est ce qui est effectivement observé. La détection de ces particules ne permet donc pas de déterminer d'où elles ont été émises.
Aux énergies plus élevées (soit au-delà de 10^{19} eV), le rayon de courbure de la trajectoire dépasse le rayon de la Galaxie. Les événements détectés à ces énergies ne peuvent pas être tous d'origine galactique, car si c'était le cas, on observerait une anisotropie des directions d'arrivée, le maximum étant au niveau du plan Galactique, contrairement à ce qui est observé. Par ailleurs, une analyse effectuée par Cronin [5] de deux rayons cosmiques de $0{,}5 \times 10^{20}$ eV et $2{,}1 \times 10^{20}$ eV détectés par la collaboration AGASA semblant provenir de la même source [6] montre qu'il est impossible de conclure quant à leur provenance, Galactique ou extragalactique.

D'autre part, les rayons gamma de très haute énergie ne peuvent offrir une vision à grande échelle de l'Univers. En effet, l'espace intergalactique est opaque aux rayons gamma d'énergie supérieure à quelques TeV, comme l'indique la figure I.2 : un photon de 30 TeV détecté sur Terre a peu de chances d'avoir parcouru plus de 15 Mpc, et donc de provenir d'une source située au-delà du groupe local de galaxies auquel appartient la Voie Lactée. Cela est dû au fait que ces photons de très haute énergie interagissent

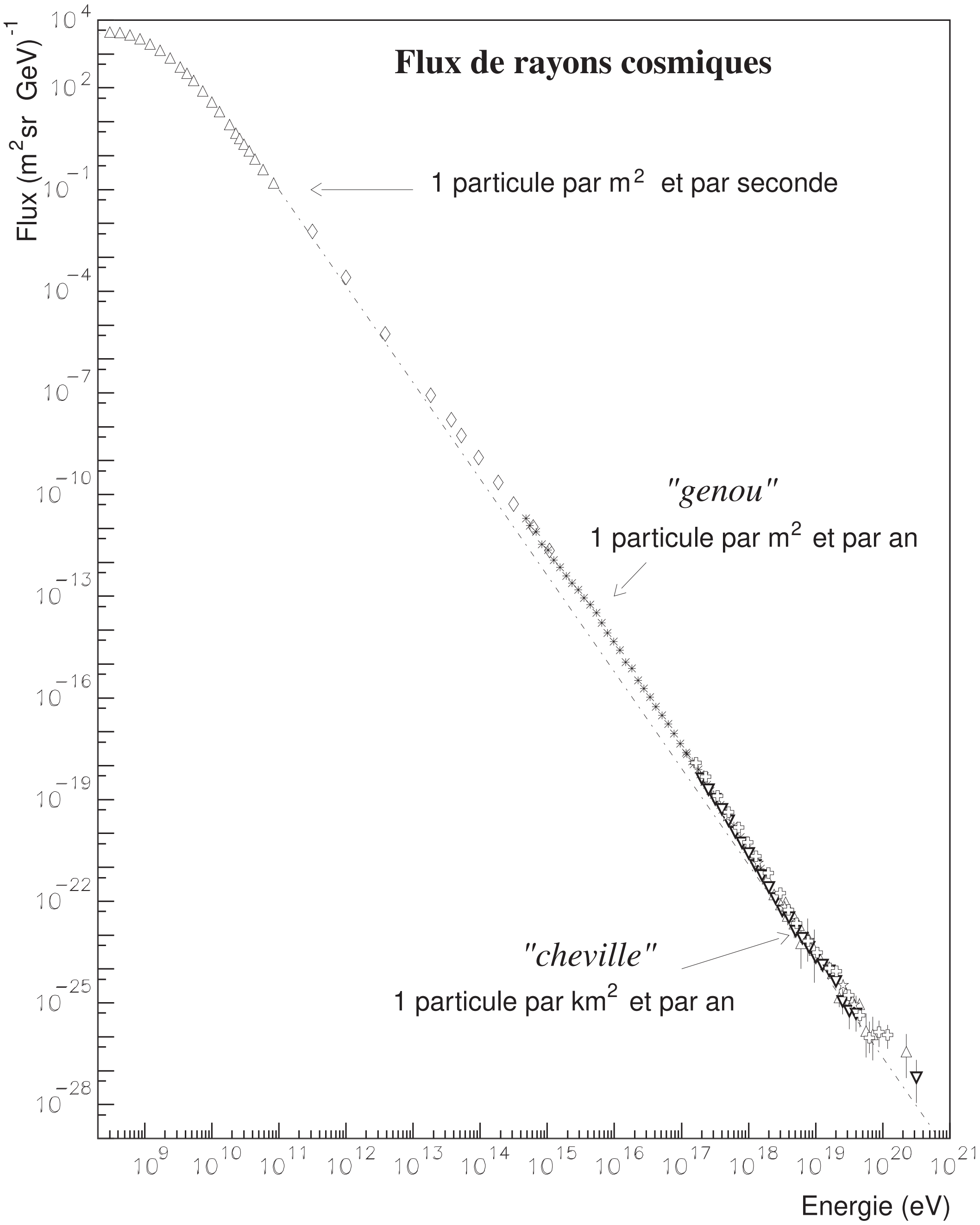


Fig. I.1 – *Flux de rayons cosmiques primaires en fonction de leur énergie. La ligne pointillée indique un spectre en* E^{-3} *pour comparaison.*

avec les photons de basse énergie qui constituent le rayonnement micro-onde fossile dans lequel baigne l'Univers, ou avec le rayonnement infrarouge émis par les étoiles [3, 4]. Ces interactions sont de type résonnant, et produisent des particules, telles que les paires électron - positron, qui ne parviennent pas jusqu'à nous. On ne pourra donc pas détecter (et a fortiori étudier) de sources extragalactiques de très haute énergie à l'aide des rayons gamma.

La solution alternative pour étudier les accélérateurs cosmiques serait d'étudier les neutrinos de très haute énergie. Ceux-ci sont électriquement neutres, et gardent donc l'information directionnelle de leur point de production. De plus, ils ont la propriété d'interagir très faiblement avec la matière : leur flux ne sera pas réduit de façon significative (et même pas du tout !) durant leur voyage. En fait, les neutrinos peuvent être produits en même temps que les autres rayons cosmiques, lors de collisions des protons accélérés avec les particules constituant le gaz de matière ou avec les photons situés autour de l'accélérateur, selon les réactions :

$$p + p \rightarrow \pi + X \tag{I.2}$$
$$p + \gamma \rightarrow N + \pi + \ldots \tag{I.3}$$

Comme il s'agit de l'interaction d'un proton avec un proton ou un photon de basse énergie, le spectre en énergie des pions sera fortement lié à celui des protons projectiles. De plus, dans le deuxième cas, s'agissant de l'interaction d'un proton avec une particule de masse nulle (et de basse énergie), le projectile devra être suffisamment énergique pour que l'énergie dans le centre de masse dépasse le seuil de production du pion. Les pions se désintègrent selon :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{I.4}$$
$$\hookrightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \tag{I.5}$$
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu \tag{I.6}$$
$$\hookrightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu \tag{I.7}$$
$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{I.8}$$

On s'attend donc à un flux de neutrinos comparable à celui des photons.

Le calcul du flux de neutrinos attendus pour chaque type de source dépend des modèles employés. Il existe cependant des sources pour lesquelles il est certain qu'elles produisent des neutrinos en quantité suffisante pour pouvoir être détectés sur Terre, comme nous allons le voir par la suite. Dans chaque cas, l'accélération est possible grâce aux pouvoirs d'accrétion d'un objet compact et massif, alliés à des champs magnétiques intenses.

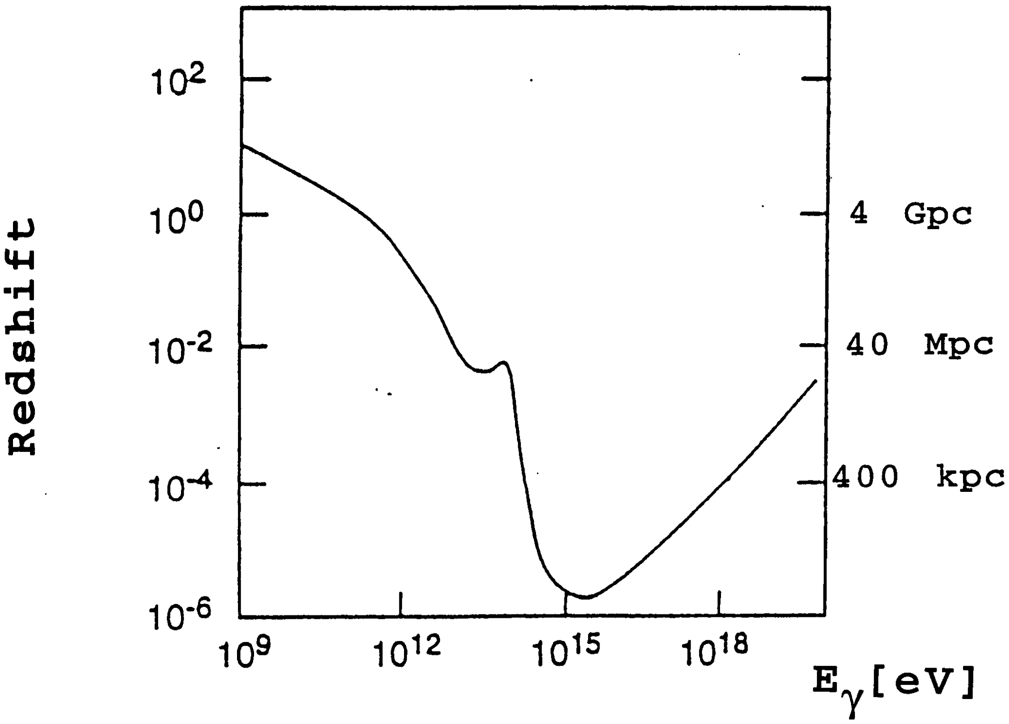


FIG. I.2 – *Longueur d'atténuation des photons cosmiques en fonction de leur énergie : compte tenu des interactions résonnantes avec les photons de basse énergie constituant les fonds diffus micro-onde et infrarouge de l'Univers, les photons de très haute énergie se trouvent absorbés au bout d'un parcours relativement faible, en moyenne, ce qui empêche d'utiliser ces messagers pour étudier des sources extragalactiques lointaines (la galaxie d'Andromède, plus proche compagnon d'importance de la Voie Lactée, en est distante d'environ 700 kpc; le groupe local d'une vingtaine de galaxies auquel nous appartenons mesure environ 1 Mpc dans sa plus grande dimension, et l'amas de galaxies le plus proche — l'amas de la Vierge — est à quelques 15 Mpc de nous).*

I.1.2 Sources galactiques

A l'intérieur de la Galaxie, deux types de sources de neutrinos de haute énergie sont considérées : les résidus de supernovæ de type II et les systèmes binaires X.

Les résidus de supernovæ de type II

Les résidus de supernovæ récentes constituent un candidat pour la production de flux de neutrinos observables [7] : l'explosion d'une étoile massive en fin de vie (une supernova) crée une coquille sphérique de matière en expansion dont l'observation en onde radio montre qu'elle accélère des particules de haute énergie. Par exemple, des protons peuvent gagner de l'énergie par le mécanisme d'accélération de Fermi [1] de premier ordre [2] [8] : dans ce cas, un rayon cosmique situé à l'avant de l'onde de choc créée par la propagation de la coquille se trouve tout d'abord accéléré une première fois lorsque l'onde de choc « lui passe dessus», du fait de la différence de densité des milieux situés devant et derrière cette onde. Ensuite il se peut que, par simple diffusion, ce même rayon cosmique traverse la coquille de matière en sens inverse et se retrouve ainsi à nouveau à l'avant de celle-ci. Il gagnera donc encore de l'énergie quand il sera happé par l'onde de choc une seconde fois, et ainsi de suite ... C'est l'interaction des protons accélérés avec le matériau de la coquille qui donne lieu à l'émission de neutrinos. Selon les modèles [9, 10], cette production a lieu pendant un à dix ans après l'explosion de l'étoile. Cependant, le résidu de la supernova peut donner naissance à une étoile à neutrons en rotation (un pulsar). Dans ce cas, d'autres mécanismes d'accélération peuvent avoir lieu [9] au niveau de la magnétosphère du pulsar ou encore dans la coquille, au devant de l'onde de choc produite par le vent hydrodynamique [11].
Des observations récentes effectuées par le satellite EGRET [12] ont mis en évidence des émissions de rayons gamma associées à au moins deux restes de supernovæ. Par ailleurs, le modèle du «vent dopé aux ions», basé sur l'accélération d'ions à très haute énergie par le pulsar [13], prédit la production de neutrinos : les ions dérivent le long du champ magnétique baignant les résidus de matière entourant le pulsar à une vitesse dix fois supérieure à la vitesse d'expansion, et interagissent avec ces résidus, produisant ainsi des pions qui en se désintégrant laissent la place à des neutrinos.

1. C'est Fermi qui a eu le premier l'idée que des particules peuvent être accélérées à de hautes énergies au cours de collisions aléatoires à l'intérieur de larges objets comme des nuages magnétisés.
2. C'est à dire proportionnel à la vitesse de propagation.

Les systèmes binaires X

L'intérêt dans les systèmes binaires émetteurs de rayons X trouve son origine dans l'annonce de la détection de rayons gamma très énergiques (d'énergie supérieure à 10^{14} eV) provenant de la source connue sous le nom de Cygnus X-3 [14, 15]. Ces rayons gamma seraient produits au cours d'interactions hadroniques inélastiques. Si c'est bien le cas, ils seraient accompagnés de neutrinos de haute énergie, comme nous l'avons vu au paragraphe I.1.1. Les limites actuelles sur l'émission de Cygnus X-3 sont plus basses d'environ un ordre de grandeur que le niveau supposé par les premières observations, mais il est toujours intéressant de considérer les binaires X comme des accélérateurs potentiels de rayons cosmiques.
Ces systèmes sont formés par un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) autour duquel gravite une étoile compagnon. Leur dynamique est complexe, et implique un transfert de masse du compagnon vers l'objet compact faisant naître un disque d'accrétion autour de ce dernier. Ce disque d'accrétion et le rayonnement dipolaire magnétique lié au fort champ magnétique de surface de l'étoile à neutrons constituent des sources d'énergie pouvant accélérer des particules, l'existence de forts champs magnétiques et de plasmas créant l'environnement nécessaire à l'apparition de chocs violents. L'étoile compagnon, le disque d'accrétion ou le vent stellaire très dense peuvent servir de cibles pour l'interaction des particules accélérées donnant lieu à la production de neutrinos.

I.1.3 Sources extragalactiques

Deux types de sources extragalactiques pourraient émettre des neutrinos de très haute énergie :

Noyaux Actifs Galactiques

Les noyaux actifs galactiques (AGNs pour Active Galactic Nuclei) sont les objets les plus puissants connus dans l'Univers, lorsque l'on considère leur émission moyenne. Leur luminosité totale se situe entre 10^{42} et 10^{48} erg/s [16], et elle proviendrait de l'accrétion de matière, au taux de quelques masses solaires par an au minimum, par un trou noir supermassif (10^6 à 10^{10} $M_\odot$) situé au centre de ces objets — la présence d'un tel trou noir est suggérée par la rapidité des variations d'émission. Certains de ces trous noirs seraient également à l'origine de jets de matière relativistes émis perpendiculairement au plan de la galaxie. Ces jets transportent notamment des électrons émettant du rayonnement synchrotron détectable dans le domaine radio, et

cela sur des distances s'étendant jusqu'à 1 Mpc.
Selon les modèles, des protons sont accélérés soit dans le disque d'accrétion [17, 18, 19] — ils interagissent alors avec des protons —, soit dans les jets de matière [20, 21] (les interactions ayant lieu dans ce cas avec un champ de photons dense). L'émission par les AGN de rayons gamma jusqu'à des énergies de 10 GeV est un phénomène bien établi, grâce au satellite EGRET [22]. Deux sources, Mkr 421 et Mkr 501, ont même été détectées au sol, à des énergies de l'ordre du TeV [23, 24, 25].
Bien que ces objets soient les plus brillants du ciel, ils ne seraient que marginalement détectables individuellement compte tenu du flux de neutrinos attendus : même avec des luminosités optimistes, le nombre de neutrinos détectables émis par chaque source serait de deux ou trois par an avec un détecteur possédant une surface effective de 10^5 m^2 [26]. Ces chiffres sont estimés à partir des limites actuelles sur les flux de photons gamma, et en supposant que ces photons proviennent de la désintégration de pions neutres, ce qui implique un flux de neutrinos comparable à celui des photons[3]. Ensuite, une convolution de ce flux est faite avec des expressions paramétriques des sections efficaces des neutrinos avec la matière, puis avec la probabilité que le muon produit atteigne le détecteur.
Toutefois, l'ensemble de toutes les contributions des AGN conduit à un flux isotrope et diffus, dominant le flux des neutrinos produits dans l'atmosphère terrestre à partir d'une énergie de l'ordre de 100 TeV [19, 26, 27]. Ils seraient alors la principale source de neutrinos de haute énergie détectables sur Terre, donnant, dans un détecteur de 10^5 m^2, de 40 à 800 événements par an selon les modèles [26, 19] au dessus d'un bruit de fond de neutrinos atmosphériques estimé à 140 événements par an [27].

Sursauts de rayons gamma

Une autre classe de candidats à la production de neutrinos de haute énergie est constituée par des objets encore mal connus à l'origine de bouffées de rayons gamma (les GRB, pour Gamma Ray Burst). Pendant plusieurs années, on ignorait si ces émissions avaient lieu au niveau galactique ou extragalactique, mettant alors en jeu des énergies considérables. Mais des observations récentes (GRB 970228 et GRB 970508) de contreparties X, radio et optique à ces bouffées (notamment grâce au satellite BeppoSAX [28]) ont permis de mesurer leur distance, situant ces phénomènes à un niveau extragalactique. Il s'agirait de phénomènes explosifs extrêmement violents, d'une puissance supérieure à 10^{51} erg/s en rayons gamma libérée pendant quelques

3. Certains théoriciens pensent en revanche que les photons gamma résultent entièrement de processus électromagnétiques (Bremsstrahlung, diffusion Compton inverse ou rayonnement synchrotron), et donc que la quantité de neutrinos produits par les AGN est négligeable. Seule la recherche de ces neutrinos permettra de dire qui a raison ...

secondes à quelques minutes. Ces explosions pourraient provenir de l'effondrement d'un système binaire constitué de deux étoiles à neutrons ou trous noirs. L'onde explosive résultante se propage à des vitesses ultra-relativistes et engendre des chocs propices à l'accélération des protons. Des modèles récents prédisent qu'une importante quantité de neutrinos est produite à l'intérieur de la « boule de feu » associée à ces explosions [29]. La durée des sursauts gamma étant très courte, il devrait être facile de distinguer les neutrinos qui leur seraient associés de ceux du bruit de fond en utilisant à la fois des corrélations en direction et en temps avec des détecteurs de rayons gamma.

I.1.4 Sources «exotiques»

Une autre possibilité pour expliquer l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie ($E \gg 1$ TeV) est qu'ils résultent de la désintégration de particules massives, plutôt que d'être le produit de processus d'accélération. Les modèles considérés dans ce contexte sont basés sur l'annihilation ou l'effondrement de défauts topologiques, comme par exemples les monopôles magnétiques ou les cordes cosmiques, qui se seraient formés aux tout débuts de l'Univers [30]. Lorsque les défauts topologiques sont détruits, leur énergie est libérée sous forme de bosons de jauge massifs et de bosons de Higgs avec des masses de l'ordre de 10^{25} eV/c^2, si ces défauts ont été formés lors de la brisure de symétrie liée à l'échelle de Grande Unification. La désintégration de ces bosons peut donner lieu à des cascades de nucléons de haute énergie, de rayons gamma et de neutrinos. Les modèles doivent être contraints à la fois par les considérations relatives à l'évolution cosmologique des défauts topologiques [31] et par les limites placées par les observations sur le fond diffus de rayons gamma d'origine extragalactique [32]. Ces contraintes entraînent que la masse des bosons doit être inférieure à 10^{21} eV/c^2. Or, seuls des défauts topologiques liés à l'échelle de Grande Unification (et donc bien plus lourds, de masse de l'ordre de 10^{25} eV/c^2) sont permis par des considérations indépendantes, comme par exemple la formation des structures observées dans l'Univers à grande échelle : l'explication de l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie par l'effondrement de reliques du Big Bang semble donc délicate. Mais les théoriciens continuent leurs recherches, et une nouvelle idée dans ce domaine a été proposée récemment[33], qui ne semble pas violer les limites des observations. Les travaux présentés dans cette dernière référence suggèrent que les rayons cosmiques de très haute énergie proviennent de la désintégration de particules nommées «cryptons», des états liés du secteur caché de la théorie des cordes. Ces particules constitueraient une partie de la matière noire dans l'Univers (voir la section suivante de ce mémoire), et auraient été produites au cours de la phase de réchauffement de l'Univers qui aurait suivi son inflation.

Quelle que soit l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie, il y a de très grandes chances pour que des neutrinos soient produits de façon associée. La mesure d'un tel flux de neutrinos donnera certainement de nombreux indices quant à la nature des phénomènes qui leur ont donné naissance, et, pourrait fournir également la preuve de l'existence d'une nouvelle physique. Car n'oublions pas que chaque fois qu'une nouvelle fenêtre a été ouverte sur l'Univers, des phénomènes insoupçonnés jusque-là sont apparus.

I.2 La masse manquante de l'Univers

C'est en 1933 que Zwicky [34] a, le premier, donné l'indication qu'il y aurait une importante quantité de masse manquante (ou de «matière noire») dans l'Univers : l'observation des galaxies regroupées dans l'amas de la Vierge montre que sa masse totale, déduite des mouvements individuels des galaxies, dépasse par environ un facteur cent la somme des masses de chaque galaxie, déduites de leur luminosité. En 1936, Smith [35] arrive à une conclusion similaire en étudiant l'amas de la Chevelure de Bérénice.
Depuis lors, il y a eu toujours plus d'indications de l'existence de cette «masse manquante» et cela aussi bien à l'échelle d'une galaxie que des amas ou super amas galactiques. Nous allons voir quelles sont ces indications, puis nous nous pencherons sur les candidats qui pourraient constituer la masse manquante.

I.2.1 Mise en évidence du problème

Introduction théorique

La densité d'un objet cosmologique est décrite par le paramètre Ω, défini par :

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_{\mathrm{C}}} \tag{I.9}$$

où ρ est la densité moyenne de l'objet considéré, et ρ_{C} la densité critique définie par :

$$\rho_{\mathrm{C}} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1{,}88h^2 \times 10^{-29}\mathrm{g\ cm^{-3}} = 2{,}8 \times 10^{11} h^2 \mathrm{M_\odot Mpc^{-3}} \tag{I.10}$$

où $H_0 = 100h$ km s^{-1} Mpc^{-1} est la constante de Hubble, dont la valeur se situe entre 50 et 80 km s^{-1} Mpc^{-1} (l'utilisation de h permet donc de paramétriser l'incertitude

qui existe sur la valeur de H_0) ; G est la constante de gravitation, et $M_\odot$ la masse du Soleil.
La valeur du paramètre Ω relatif à l'Univers entier est par ailleurs reliée à la géométrie globale de ce dernier :

- $\Omega < 1$ signifie que nous sommes dans un Univers dit «ouvert» (toujours en expansion)
- $\Omega = 1$ représente un Univers «plat»
- $\Omega > 1$ décrit un Univers fermé (qui finira par se contracter)

Le passé et le futur de notre Univers dépendant directement de Ω, il est très important de connaître sa valeur.
Plusieurs arguments théoriques prédisent $\Omega = 1$. Parmi ces arguments, l'un des plus convaincants provient de la platitude de l'Univers : les observations montrent que la valeur actuelle de Ω est de l'ordre de 1. Or, la valeur de Ω évolue au cours du temps selon la loi $(\Omega - 1) \propto t^{2-2\alpha}$[4]. La valeur $\Omega = 1$ apparaît comme une valeur d'équilibre, mais fort instable : si la valeur originelle de ce paramètre est différente de l'unité, alors soit l'Univers se recontracte très rapidement ($\Omega > 1$), soit au contraire il se dilue totalement ($\Omega < 1$). En remontant par exemple jusqu'au temps de Planck ($t_{Pl} = 5 \times 10^{-44}$ s), on obtient la relation : $|\Omega(t_{Pl}) - 1| \leq 10^{-60}$, ce qui implique un réglage extrêmement précis de la valeur de Ω à l'origine ! Il semble donc logique (et plus simple) de supposer que Ω valait exactement 1 à cette époque, seule valeur invariante au cours du temps.
Par ailleurs, la théorie de l'inflation (qui permet de résoudre plusieurs problèmes cosmologiques indépendants comme par exemple celui de l'apparente homogénéité de l'Univers ou celui de la disparition des monopôles magnétiques) prédit également $\Omega = 1$.

Résultats expérimentaux

Les méthodes expérimentales employées ne permettent pas de déterminer la densité de l'Univers dans son ensemble, mais concernent uniquement des régions de l'Univers, à diverses échelles, à partir desquelles sont extrapolés ces résultats. La plupart des déterminations de Ω proviennent de la mesure du rapport moyen $\Upsilon =$ masse/luminosité d'un système, que l'on multiplie ensuite par la densité de luminosité moyenne de l'Univers : $L = (1{,}7 \pm 0{,}6) \times 10^8 h \mathrm{L}_\odot \mathrm{Mpc}^{-3}$ (valeur dans la bande bleue

4. α est un paramètre valant 1/2 (respectivement 2/3), dans le cas d'un Univers dominé par le rayonnement (resp. la matière).

[36]). La densité cosmologique Ω de la matière lumineuse est alors donnée par :

$$\Omega_{vis} = 6{,}1 \times 10^{-4} h^{-1} \frac{\Upsilon}{\Upsilon_\odot} \tag{I.11}$$

où $\Upsilon_\odot$ désigne le rapport masse sur luminosité du Soleil. Remarquons que la grande incertitude sur la densité de luminosité se répercutera sur la détermination de Ω par cette méthode.

Les mesures relatives à la densité de masse stellaire ne peuvent être effectuées directement que dans la banlieue proche du Soleil, la plupart des étoiles étant de faible luminosité intrinsèque. Dans ce cas, on obtient typiquement $\Upsilon \approx 5\Upsilon_\odot$ [37]. Si on considère que la banlieue solaire est typique de l'Univers, on obtient alors la densité de matière visible :

$$\Omega_{vis} \approx 0{,}003 h^{-1} = 0{,}004 - 0{,}006 \tag{I.12}$$

ce qui est bien plus petit que la valeur critique.

La plus forte indication de la présence de matière noire dans l'Univers provient de la mesure des courbes de rotation des galaxies spirales (c'est-à-dire de la mesure de la vitesse de rotation de la galaxie $v(R)$ en fonction de la distance à son centre R). Ces mesures sont possibles en observant, selon la distance R, les raies d'émission du monoxyde de carbone contenu dans certains nuages de gaz, le mouvement des étoiles périphériques, ou encore les raies d'émission de nuages d'hydrogène neutre. L'un des sujets de cette thèse étant la recherche de matière noire qui serait située dans notre propre Galaxie, qui est une galaxie spirale, nous nous allons décrire ici plus précisément les résultats les concernant.
Si on considère que la loi de la gravitation énoncée par Newton est juste et que la masse d'une galaxie spirale est distribuée de façon sphérique, alors la masse $M(R)$ contenue à l'intérieur du rayon R est reliée à la vitesse de rotation $v(R)$ par :

$$\frac{GM(R)}{R} = v^2(R) \tag{I.13}$$

Ainsi, si la masse d'une galaxie spirale provenait entièrement de sa composante lumineuse, une fois celle-ci dépassée $M(R)$ devrait rester constant et $v(R)$ décroître comme $R^{-1/2}$. Mais ce n'est pas ce qui est observé ! Après une augmentation rapide à proximité de $R = 0$, la vitesse de rotation reste constante aussi loin qu'il est possible de la mesurer. La figure I.3 montre la courbe de rotation obtenue pour la galaxie NGC6503 [38]. Le disque lumineux de cette galaxie ne s'étend pas au-delà de 5 kpc

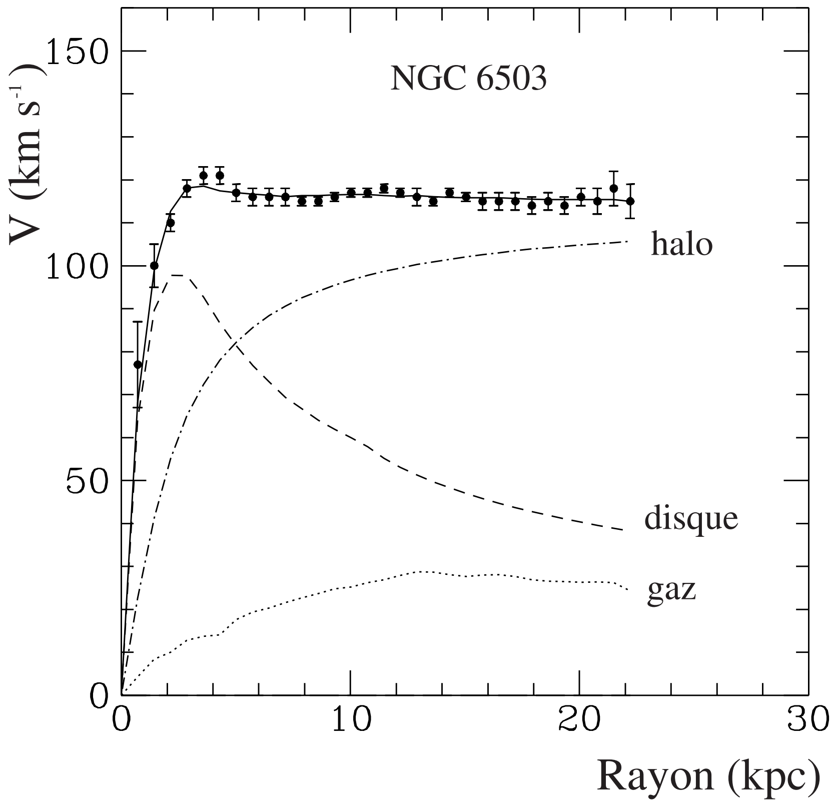


FIG. I.3 – *Courbe de rotation de la galaxie NGC6503. Les points correspondent aux mesures de la vitesse de rotation circulaire en fonction de la distance au centre de la galaxie. Les courbes en points et pointillés représentent la contribution à la vitesse de rotation due au gaz et au disque observés, respectivement. La courbe en tirets- points indique la contribution du halo de matière sombre dont on déduit la présence.*

du centre de la galaxie : si la matière lumineuse était la seule composante présente, la courbe de rotation chuterait à grandes distances. De la différence entre la courbe expérimentale et celles déduites du disque lumineux et du gaz, on déduit la présence d'un halo sombre. Le cas de cette galaxie est typique. De même, la courbe de rotation de NGC3198 [39] implique $\Upsilon > 30h\Upsilon_{\odot}$, soit $\Omega_{halo} > 0{,}017$. La grande différence entre ce nombre et Ω_{vis} est observée dans la plupart des galaxies spirales, et constitue la meilleure preuve de l'existence d'un halo de matière noire rendant stable la rotation des galaxies [40]. Il faut aussi noter que l'on ne possède pas de limite supérieure à la valeur de Ω_{halo} : en effet, on n'a encore jamais observé la diminution de la vitesse de rotation, et cela jusqu'à des distances de 40 kpc (au-delà de cette distance la quantité d'hydrogène est trop faible pour servir de marqueur).

En ce qui concerne notre propre Galaxie, la Voie Lactée, nous avons vu qu'il était possible d'obtenir une valeur de Ω_{vis}, mais, en revanche, la détermination de la courbe de rotation est plus difficile à obtenir, compte tenu de notre position à l'intérieur de celle-ci. Des revues sur le sujet et sur la quantité de matière noire Galactique peuvent être trouvées dans les références [42, 43, 44, 45] ; il semble que la courbe de rotation de la Galaxie ne décroisse pas pour $R > R_{vis}$, indiquant ainsi l'existence d'une quantité importante de matière sombre.

Concernant le reste de l'Univers, le constat est le même: une grande quantité de matière noire est nécessaire pour expliquer les observations.
Ainsi, le cas des galaxies elliptiques: n'étant pas en rotation, on ne peut appliquer la méthode que nous venons de décrire. Mais la distribution de masse est déduite d'après les mesures des vitesses de dispersion des étoiles et des amas globulaires que ces galaxies contiennent, ou encore par observation en rayons X de gaz chaud. Les résultats obtenus indiquent [46, 47] :

$$\Omega \sim 0{,}2 \tag{I.14}$$

A plus grande échelle, lorsque l'on s'intéresse aux amas de galaxies, les méthodes de détermination de Ω deviennent moins sûres, mais aboutissent à des valeurs plus grandes de ce paramètre. Ces méthodes peuvent être basées sur l'application du théorème du viriel (donc sur le mouvement individuel de chacune des galaxies membres de l'amas) ou sur la recherche d'effet de lentille gravitationnelle [48]. Dans la référence [49], les auteurs donnent leurs résultats concernant l'amas de la Chevelure de Bérénice. Ils obtiennent les masses suivantes, à l'intérieur d'un rayon de $1{,}5h^{-1}$ Mpc :

$$\begin{aligned} M_{étoiles} &= 1{,}0 \pm 0{,}2 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot & \text{(I.15)} \\ M_{gaz} &= 5{,}4 \pm 1{,}0 \times 10^{13} h^{-5/2} M_\odot & \text{(I.16)} \\ M_{totale} &= (5{,}5 - 11) \times 10^{14} h^{-1} M_\odot & \text{(I.17)} \end{aligned}$$

la masse totale calculée de deux façons différentes donnant les mêmes conclusions. Cette répartition de la matière est typique. Au final, on aboutit à un rapport masse sur luminosité Υ compris entre 330 et 620 $\Upsilon_\odot$, soit :

$$\Omega_{amas} = 0{,}2 - 0{,}4 \tag{I.18}$$

Les méthodes permettant d'évaluer la quantité de matière noire à des échelles encore plus grandes sont décrites par exemple dans [50, 51]. Ces méthodes ont l'avantage de sonder d'immenses régions, donc certainement assez représentatives de l'Univers dans son ensemble, mais ont aussi l'inconvénient de dépendre d'hypothèse relatives à la formation des galaxies. Par ailleurs, les erreurs expérimentales sont grandes. Ces techniques tendent à donner des valeurs de Ω proches de l'unité.

Les indications expérimentales de la présence d'une grande quantité de matière sombre sont donc nombreuses, indépendamment de la préférence théorique pour $\Omega = 1$. De quoi cette matière sombre, si elle existe effectivement, serait-elle constituée?

I.2.2 Candidats à la composition de la matière noire

Il existe une très grande variété de candidats potentiels pour expliquer la constitution de la matière noire, s'étalant, du point de vue de leur masse, des axions ($m \approx 10^{-5}$ eV$/c^2 = 9 \times 10^{-72} M_{\odot}$) jusqu'aux trous noirs ($m \approx 10^4 M_{\odot}$). Ces candidats sont classés selon deux grandes catégories : ceux qui sont constitués de baryons, et ceux qui ne le sont pas.

Matière baryonique

Les principaux candidats baryoniques pouvant expliquer l'origine de la matière noire sont des objets compacts et massifs situés dans le halo des galaxies, regroupés sous le nom de MACHOs (Massive Astrophysical Compact Halo Objets) [52, 53, 54, 55]. Cette classe comprend, par exemple, les naines brunes, naines rouges, naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs.
Les **naines brunes** sont des boules d'hydrogène et d'hélium de masse comprise entre 10^{-7} M$_{\odot}$ et 0,08 M$_{\odot}$. Elles sont trop légères pour produire de l'énergie en effectuant la fusion de leur hydrogène, et ne rayonnent donc que très faiblement, ce qui empêche leur détection directe. Elles seraient en revanche détectables par effet de microlentille gravitationnelle [52] : le passage d'un objet compact et massif entre une étoile et la Terre donne lieu à une amplification de la lumière de l'étoile visible par des caméras CCD ou même par des plaques photographiques. Diverses expériences basées sur cette technique et sensibles à des masses situées entre 10^{-7} M$_{\odot}$ et 10 M$_{\odot}$ sont actuellement en cours [56, 57, 58]. Elles ont pu conclure que des objets de masse dans le domaine $10^{-7} - 10^{-2}$ M$_{\odot}$ constituent au plus 10% du halo sombre de notre galaxie [60, 61]. Les derniers résultats [59] suggèrent que des objets de masse typiquement de l'ordre de $0{,}5 M_{\odot}$ pourraient constituer de 30 à 100% de la masse du halo de notre Galaxie, selon le modèle considéré. Ce résultat est cependant de plus en plus controversé [62, 63].
Les **naines rouges** sont des étoiles de faible masse, comprise entre 0,08 M$_{\odot}$ et 0,5 M$_{\odot}$. Elles brûlent leur hydrogène, mais restent très peu lumineuses. On peut les détecter par leur émission dans l'infrarouge ou de par leur mouvement propre. Une étude utilisant le télescope spatial Hubble [64] indique que les naines rouges de faible luminosité (de magnitude observée supérieure à 10 dans la bande infrarouge) contribuent à moins de 6% de la matière noire dans le halo de notre Galaxie, et au plus à 15% de la masse

de son disque.
Les **naines blanches** sont des résidus stellaires dont la masse se situe entre 0,3 $M_\odot$ et 1,4 $M_\odot$. Elles sont nombreuses dans l'Univers, et peuvent constituer jusqu'à 20 ou 30% de la masse stellaire des vieux amas globulaires [65]. Il se pourrait aussi qu'elles forment jusqu'à 10% de la masse du halo des galaxies [66] : une quantité plus importante rendrait les halos très lumineux durant la phase stellaire précédant leur «enrichissement» en naines blanches, ce qui n'est pas observé.
Les **étoiles à neutrons** et les **trous noirs** seraient les résidus d'une première génération d'étoiles suffisamment massives pour que peu d'éléments soient dispersés lors de leur explosion en supernova : dans le cas contraire, les éléments lourds produits seraient détectés par spectroscopie dans les nuages moléculaires ou feraient partie des étoiles les plus jeunes, or cette détection n'a pas lieu [54]. Les trous noirs très massifs (de masse supérieure à $10^3 M_\odot$), en revanche, absorberaient les éléments produits au moment de l'effondrement stellaire, mais les précurseurs de ces trous noirs seraient très lumineux et encore détectables de nos jours. Comme on ne voit pas ces précurseurs, ce type de candidat est exclu.
Une autre possibilité est celle des **nuages de gaz**. Toutefois, de nombreux arguments s'y opposent. Ainsi, la quantité de gaz contenu dans le disque des galaxies est bien connue, et est de très loin insuffisante pour obtenir une courbe de rotation plate, telle que celle montrée dans la figure I.3, par exemple. A l'échelle intergalactique, la présence de grandes quantités de gaz, chaud ou froid, aurait été détectée par spectroscopie ou émission de rayons X. La présence d'hydrogène neutre est aussi insignifiante, sans quoi elle serait aussi signée par spectroscopie. Une limite très contraignante sur la quantité d'hydrogène ionisé a été fournie par le satellite COBE, qui exclut cette possibilité. Cependant, certains auteurs [67, 68] ont montré qu'il serait possible d'avoir une quantité significative d'hydrogène sous la forme de nuages moléculaires froids et fractals, suffisamment froids pour ne pas émettre de radiation et suffisamment diffus pour ne pas être détectés. Cette hypothèse est réfutée par Blitz [69].

Il semble donc que la matière noire ne pourrait être que partiellement constituée de baryons [59]. Un argument supplémentaire favorise cette constatation : la nucléosynthèse primordiale, qui prédit la quantité de baryons présents dans l'Univers. En effet, pour justifier les abondances d'hélium, de deutérium et de lithium mesurées, le contenu baryonique de l'Univers doit être tel que $0{,}01 < \Omega_b h^2 < 0{,}015$. [70, 71, 72]. Compte tenu de l'incertitude sur la valeur de h, cela signifie $0{,}01 < \Omega_b < 0{,}1$. Ces valeurs étant loin de l'unité (et tout simplement incompatibles avec les indications observationnelles pour $\Omega > 0{,}3$), cela implique qu'une grande partie de la matière noire soit sous forme autre que des baryons [5], et justement, ce ne sont pas les candidats qui manquent !

Candidats non baryoniques

Les candidats non baryoniques sont représentés par tout un assortiment de particules. On les classe selon deux catégories : celles formant la matière sombre «chaude» et celles formant la matière sombre «froide», la distinction étant basée sur le fait que la particule possède ou non une vitesse relativiste à l'époque de son découplage avec le reste de l'Univers. Cette classification a d'importantes conséquences pour la formation des structures dans l'Univers, et l'étude de la formation des galaxies peut donner des indications quant à la nature chaude ou froide de la matière noire.

Le candidat le plus naturel dans la catégorie de la matière sombre chaude est un neutrino léger ($m_\nu \leq 100$ eV/c^2). Si le neutrino a une masse non nulle, alors sa densité cosmologique est $\Omega_\nu h^2 \simeq (m_\nu/93$ e/c^{2}V)[73] pour un neutrino de Dirac — et la moitié de cette valeur dans le cas d'un neutrino de Majorana. Cependant, les simulations destinées à décrire la formation des structures dans un Univers dominé par la matière sombre chaude reproduisent mal les structures observées [74]. Ce problème pourrait être résolu en supposant qu'une partie de la matière sombre soit chaude et que le reste soit sous forme froide [75, 76].
Du point de vue de la physique des particules, la question de la masse des neutrinos est grandement débattue actuellement, et fera l'objet de la prochaine section de ce chapitre. Pour l'instant, retenons que les limites sur la masse du ν_μ et du ν_τ sont faibles et n'excluent pas que ces neutrinos ferment l'Univers, alors que le ν_e est exclu comme composant de la masse manquante.

D'autres composants possibles de la matière sombre froide sont des particules élémentaires qui n'ont pas encore été découvertes. Les principaux candidats que l'on retient de nos jours sont les axions et les WIMPs (pour Weakly Interacting Massive Particles, particules massives interagissant faiblement).

L'**axion** a été introduit par Peccei et Quinn [77] pour résoudre le problème de la violation de CP par les interactions fortes décrites par la chromodynamique quantique (CDQ). Sa masse est un paramètre libre de la théorie, mais des arguments astrophysiques et des expériences en laboratoire ont permis de la restreindre aux alentours de $10^{-6} - 10^{-3}$ eV/c^2 [78, 79]. Si l'axion existe, alors une quantité d'axions suffisante

5. Mais remarquons aussi que la valeur inférieure de la limite que nous venons de donner se situe au-dessus de la densité visible mesurée pour les étoiles et le gaz : il doit donc y avoir une quantité non négligeable de matière noire baryonique.

pour susciter un intérêt cosmologique (c'est-à-dire conduisant à $\Omega \approx 1$) aurait été produite à la transition de phase de la ChromoDynamique Quantique qui a suivi de peu le Big Bang. Si ces axions peuplent le halo de notre Galaxie, ils pourraient être détectés lors de leur conversion résonnante en photons en traversant un champ magnétique. Diverses expériences sont actuellement en cours pour mettre en évidence cette particule [80, 81, 82], et devraient donner des résultats prochainement (l'une d'entre elles a déjà exclu un certain type d'axion[83]).

La catégorie la plus souvent évoquée de particules pouvant constituer la matière sombre froide est ce qu'on appelle les WIMPs. Ces particules sont stables, et apparaissent dans les extensions du Modèle Standard des interactions faibles. Ce pourrait être soit des neutrinos lourds (appartenant à une quatrième génération), soit des **neutralinos** les plus légers des particules prédites par les modèles supersymétriques. La masse des WIMPs s'étend typiquement de 10 GeV/c^2 à quelques TeV/c^2, et leurs interactions avec la matière ordinaire sont caractéristiques des interactions faibles. Pourquoi ces particules sont-elles de bons candidats à la matière noire ? Supposons que des WIMPs χ sont initialement en équilibre thermique avec le reste de l'Univers ($\chi\chi \longleftrightarrow l\bar{l}$, l étant une quelconque particule plus légère), alors la densité de leur abondance sera donnée par [73] :

$$\eta_\chi \propto e^{-\frac{m_\chi}{T}} \tag{I.19}$$

T étant la température de l'Univers et m_χ la masse des WIMPs. Si cette masse est bien plus grande que la température de l'Univers aujourd'hui, alors cette densité d'abondance à l'équilibre est exponentiellement supprimée une fois que l'Univers s'est refroidi suffisamment, et en conséquence les WIMPs ne sont plus en équilibre thermique. Une abondance cosmologique reste présente, qui peut être approximée par :

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27}\ \mathrm{cm^3 sec^{-1}}}{\sigma_a v} \tag{I.20}$$

où v est la vitesse relative des WIMPs et σ_a leur section efficace d'annihilation. Dans le cas des interactions faibles, cette section efficace est typiquement de l'ordre de 10^{-9} GeV^{-2}, et si on considère la vitesse du halo galactique comme vitesse relative ($v \simeq 270$ km.s^{-1}), alors on obtient $\Omega_\chi \approx 1$!
Ceci revient à dire que les extensions du Modèle Standard, si prisées actuellement, fournissent naturellement des candidats qui résolvent l'énigme de la constitution de la matière noire. En particulier, la théorie de la Supersymétrie prédit l'existence d'une particule appelée neutralino, et divers arguments tendent à favoriser grandement ce

candidat. Nous y reviendrons en détail dans le chapitre V, la recherche de cette particule étant un des principaux sujets de cette thèse.

Il y a bien évidemment encore d'autres possibilités pour expliquer la constitution de la matière noire, des solutions «exotiques», répondant aux doux noms de solitons non-topologiques, technibaryons, pépites de quarks, boules de gluons, trous noirs primordiaux ... mais les arguments en leur faveur sont moins forts que ceux relatifs à tous les objets que nous venons de décrire. On peut également imaginer que la théorie de la gravitation ne soit pas correcte, mais c'est une autre question. Quoiqu'il en soit, la question de la masse cachée de l'Univers est une véritable énigme, posée voilà plus de soixante ans.

I.3 Le «déficit» des neutrinos atmosphériques

Les neutrinos produits dans l'atmosphère lors des interactions du rayonnement cosmique, ainsi que les muons qu'ils induisent, constituent un bruit de fond irréductible non seulement pour l'étude des phénomènes physiques que nous venons de décrire, mais aussi pour nombre d'autres expériences (celles recherchant l'éventuelle désintégration du proton, par exemple). Mais ces neutrinos peuvent aussi fournir un sujet d'étude, permettant de vérifier l'hypothèse que ces particules possèdent une masse. C'est là l'enjeu actuel de la question du «déficit» des neutrinos atmosphériques.

I.3.1 Prédiction théorique

Une connaissance toujours meilleure du spectre des neutrinos atmosphériques a été requise depuis le début des années 1980 de la part de diverses expériences de physique des particules et d'astrophysique. Ce sont les expériences souterraines tentant de détecter la désintégration du proton[6] qui, les premières, ont eu besoin de connaître suffisamment bien ce flux afin de déterminer la quantité de bruit de fond contaminant leurs résultats. Depuis lors, de nombreuses expériences de physique des particules publient des résultats relatifs au flux des neutrinos.

Les cascades atmosphériques à l'origine de la production des neutrinos sont initiées par des protons ou des neutrons constituant le rayonnement cosmique qui interagissent avec les noyaux des molécules de l'atmosphère, produisant ainsi des pions. Ces derniers se désintègrent selon les voies déjà évoquées (équations I.4 à I.7). Il est possible de donner une expression analytique simple du flux de neutrinos attendus

6. Comme par exemple les expériences Fréjus [84], NUSEX [85], IMB [86] ou Kamiokande [87].

moyennant quelques simplifications [27, 8], mais une évaluation précise ne peut être obtenue qu'à l'aide de simulations de type Monte Carlo. En effet, le spectre de rayons cosmiques primaires n'est pas une simple loi de puissance (ce qui est supposé pour la détermination de l'expression analytique), et de plus il dépend de la localisation de l'interaction et de sa direction (à cause des effets géomagnétiques qui dévient la trajectoire des particules chargées). De plus, il faut prendre en compte la perte d'énergie des muons, leur désintégration et leur polarisation. Enfin, les sections efficaces d'interactions ne sont pas invariantes d'échelle, et des noyaux complets sont impliqués lors des interactions : ce ne sont pas de simples nucléons. C'est pour cette raison que les calculs du flux absolu des neutrinos atmosphériques (comme par exemple ceux de [88, 89, 90, 91]) diffèrent entre eux de près de 30%.
Un résultat qualitatif peut toutefois être obtenu très simplement à partir de la cinématique de la chaîne de désintégration des pions. Du fait de l'asymétrie dans la désintégration du pion en muon et neutrino, chacun des deux neutrinos issus de la désintégration du muon possède à peu près la même distribution en énergie que le neutrino provenant de la désintégration du pion. Aussi, et dans une bande d'énergie donnée, on s'attend à trouver les rapports suivants entre les différentes saveurs[7] :

$$\frac{\nu_\mu}{\nu_e} \approx 2, \quad \frac{\bar{\nu}_\mu}{\nu_\mu} \approx 1, \text{et } \frac{\bar{\nu}_e}{\nu_e} \approx \frac{\mu^-}{\mu^+} < 1 \tag{I.21}$$

l'excès des ν_e sur les $\bar{\nu}_e$ provenant de la plus grande quantité de protons que de neutrons dans le flux de rayons cosmiques primaires.
Ces valeurs sont confirmées par les calculs détaillés : les résultats des différents auteurs convergent à mieux que 5% vers une même valeur du rapport des saveurs [92, 93, 94, 95] :

$$r = \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \approx 2. \tag{I.22}$$

valeur obtenue dans l'intervalle $0{,}1 < E_\nu < 1$ GeV (en deçà les calculs divergent entre eux, et au-delà le rapport r augmente en fonction de l'énergie des neutrinos, car l'atmosphère n'étant pas un milieu infini une partie des muons de haute énergie ne peut se désintégrer avant d'atteindre le sol).

Expérimentalement, les résultats sont exprimés à l'aide du rapport R entre le rapport des saveurs mesuré r_{obs} et le rapport des saveurs théorique r_{th}, ce qui réduit

7. Rappelons que trois types neutrinos existent dans la Nature : neutrino associé à l'électron, au muon, et au tau. Ce dernier n'a toutefois pas encore été observé expérimentalement, mais son existence n'est pas remise en cause. Il est possible qu'il existe un quatrième neutrino, dit «stérile», indétectable. Nous en reparlerons dans le chapitre consacré aux oscillations de neutrinos.

une bonne partie des incertitudes sur la normalisation du flux des neutrinos ainsi que certaines erreurs systématiques dans les calculs théoriques. On attend donc la valeur $R = r_{obs}/r_{th} = 1$, et toute déviation sera l'indication d'un phénomène physique «inattendu».

I.3.2 Résultats expérimentaux avant SuperKamiokande

Avant 1997 (date à laquelle le détecteur SuperKamiokande a donné ses premiers résultats), cinq expériences ont notamment publié des mesures du rapport R des saveurs des neutrinos atmosphériques : NUSEX [96], Soudan II [97], Fréjus [98], Kamiokande [99] et IMB [100]. Ces résultats sont résumés dans le tableau I.1. Précisons rapidement les principales caractéristiques de ces détecteurs :

- NUSEX est un calorimètre cubique de trois mètres cinquante de côté et de cent cinquante tonnes de masse active, constitué de plaques de fer entre lesquelles sont intercalés des scintillateurs plastique, situé dans le tunnel du Mont Blanc. Sa réponse a été calibrée au cours de tests en faisceau au CERN, avec un prototype et divers types de particules. Seuls des événements totalement contenus dans le détecteur et touchant au moins cinq plans sont retenus pour l'analyse.
- Soudan II est un calorimètre de neuf cent soixante-trois tonnes, constitué de modules d'acier et de chambres à dérive. Il est installé dans la mine de Soudan, au Minnesota (USA). Un écran actif d'aluminium entoure le calorimètre et permet l'identification des particules entrant ou sortant du détecteur. Seules les traces entièrement contenues sont conservées pour l'analyse (traces pour lesquelles aucune particule ne quitte le volume actif du détecteur, défini par une réduction de vingt centimètres sur toutes les dimensions du calorimètre).
- Le détecteur Fréjus est également un calorimètre de fer, situé dans le tunnel du Fréjus. Sa masse totale est de neuf cents tonnes, et il mesure $6 \times 6 \times 12{,}3$ mètres. En plus de l'alternance des plaques de fer et de chambres à flash, des plans de tubes Geiger permettent de déclencher l'acquisition des événements. La réponse du détecteur aux électrons et aux pions a été déterminée à l'aide d'un prototype exposé à des faisceaux de particules à DESY ainsi qu'à l'université de Bonn. Les événements contenus retenus pour l'analyse présentée ici sont sélectionnés parmi les traces (aussi bien de muons que des gerbes) qui ne quittent pas le détecteur, compte tenu de sa géométrie et de l'efficacité des cellules du calorimètre.
- Kamiokande et IMB sont des détecteurs Tchérenkov à eau. Le premier est situé au Japon, dans la mine de Kamioka, et consiste en un cylindre de dix-neuf mètres de diamètre et seize mètres de hauteur dont la surface est tapissée de neuf cent

quarante-huit photomultiplicateurs chargés de détecter la lumière Tchérenkov émise par les muons ou les gerbes électromagnétiques issus de l'interaction de neutrino de type mu ou électron. IMB se trouve près de Cleveland, Ohio (USA). La cuve d'eau qui le constitue mesure $18 \times 17 \times 22{,}5$ mètres, et est instrumentée de deux mille quarante-huit photomultiplicateurs. Dans les deux cas, la distinction entre les muons et les gerbes électromagnétiques est effectuée d'après la répartition de la lumière sur les parois du détecteur : un muon produit un seul anneau nettement visible, tandis qu'une gerbe électromagnétique donne lieu à une répartition uniforme à l'intérieur d'un disque. L'énergie des événements est estimée à partir de la quantité totale de lumière détectée.

Expérience	Exposition (kt.an)	Nbre d'évts	Valeur de R
NUSEX [96]	0,740	50	$0{,}87 \pm 0{,}15$
Soudan II [97]	1,52	87	$0{,}72 \pm 0{,}19^{+0{,}05}_{-0{,}07}$
Fréjus [98]	2,0	158	$1{,}00 \pm 0{,}15 \pm 0{,}08$
Kamiokande [99]	4,92	310	$0{,}60^{+0{,}07}_{-0{,}06} \pm 0{,}05$
IMB [100]	7,7	507	$0{,}54 \pm 0{,}03 \pm 0{,}05$

TAB. I.1 – *Comparaison des résultats relatifs au flux de neutrinos atmosphériques obtenus par diverses expériences. R représente le rapport entre la mesure du rapport des flux de ν_μ et de ν_e et ce même rapport calculé de façon théorique.*

Seules deux expériences (NUSEX et Fréjus) sont compatibles avec la valeur attendue $R = 1$, les trois autres obtenant des valeurs inférieures à la prédiction théorique. C'est pour cette raison que l'on parle d'un déficit de neutrinos atmosphériques. Mais il faut bien tenir compte de la faible statistique enregistrée par chaque détecteur, pouvant être à l'origine d'un biais. Il faut aussi noter que le faible volume des détecteurs limite l'étude à des particules de quelques GeV au maximum pour certains d'entre eux. Pour améliorer la précision de la mesure, la collaboration Kamiokande a entrepris la construction d'un détecteur beaucoup plus volumineux auquel nous consacrerons la section I.3.4.

I.3.3 Explications possibles

Une mesure de R inférieure à l'unité peut provenir de plusieurs sources et ne pas refléter un phénomène nouveau en physique, mais seulement une mauvaise connaissance de certains paramètres. C'est le cas de l'identification des événements dans le détecteur, qui doit être capable de discriminer efficacement les neutrinos électroniques et les neutrinos muoniques. Remarquons cependant que les techniques employées diffèrent d'une expérience à l'autre.

Une autre source d'erreur systématique possible provient des sections efficaces d'interaction avec échange d'un courant chargé des neutrinos avec la matière utilisées dans les calculs Monte Carlo, notamment parce que Kamiokande et IMB utilisent le même modèle [101, 102]. Certains auteurs [103], considérant un modèle plus complet que celui utilisé par ces deux expériences, ont montré que le rapport ν_μ/ν_e ne se trouve pas modifié.
Du côté de «nouvelle» physique des particules, deux hypothèses peuvent être retenues. La première implique que le flux de neutrinos électroniques est en réalité plus important que celui prédit, du fait de désintégrations de protons dans la voie $p \rightarrow e\nu_e\bar{\nu}_e$ [104]. Mais les résultats d'expériences mesurant le temps de vie du proton rendent cette explication plus qu'improbable.

En revanche, une solution satisfaisante est apportée par le phénomène appelé «oscillation de neutrinos» (que nous expliquerons en détail dans la seconde partie du chapitre V de cette thèse) : si les neutrinos sont des particules massives, alors un neutrino d'un type donné possède une probabilité non nulle de se transformer en un neutrino d'une autre saveur. Ainsi, il pourrait y avoir transformation de ν_μ en ν_e et inversement — donnant lieu à la fois à une diminution du flux de ν_μ et une augmentation de celui des ν_e —, ou encore une oscillation des ν_μ vers des ν_τ ou vers un neutrino d'une hypothétique quatrième famille auxquels les détecteurs ne sont pas sensibles — aboutissant alors à la seule diminution du flux de ν_μ. Dans tous les cas, le rapport R se trouve diminué par rapport à la valeur théorique attendue. Ce phénomène est passionnant en lui-même, puisqu'il est lié à la question de la masse des neutrinos, question constituant une autre grande énigme de la physique en 1999.

Telle était donc la situation en 1997 : le déficit des neutrinos atmosphériques observé semblait être une réalité, mais les faibles statistiques ne permettaient pas de l'affirmer.

I.3.4 Et SuperKamiokande arriva ...

C'est le 1er avril 1996 que le détecteur SuperKamiokande a commencé à prendre des données, et les premiers résultats associés ont été publiés quelques mois après [105, 106, 107] . Il est toujours opérationnel actuellement. Ce détecteur est similaire à Kamiokande et situé comme celui-ci dans une mine située près de la ville de Kamioka au Japon, sous une profondeur de roche équivalente à deux mille sept cents mètres d'eau. Sa caractéristique essentielle réside dans sa taille : son volume est dix fois supérieur à celui de Kamiokande. C'est en effet un réservoir de quarante et un mètres de hauteur et trente-neuf mètres de diamètre contenant cinquante mille tonnes d'eau pure (voir figure I.4) servant de cible aux interactions de neutrinos, ainsi que de milieu de propagation aux particules qui en résultent. Ces dernières émettent de la lumière par effet Tchérenkov, qui est détectée par onze mille deux cents photomultiplicateurs de cinquante centimètres de diamètre (le même principe de détection est utilisé dans ANTARES, et nous le détaillerons dans le chapitre suivant). La répartition de la lumière dans le détecteur n'est pas la même pour les muons et pour les électrons, et c'est sur ce principe que les deux types d'événements sont classés. La validité de la méthode employée à été démontrée au cours d'une expérience en faisceau à l'accélérateur KEK [108].

Les derniers résultats relatifs au flux des neutrinos atmosphériques publiés par cette expérience datent de juillet 1998 [106], complétant une annonce faite au cours de la conférence *Neutrino'98* [107]. Ces résultats ont été obtenus après une exposition de 33,0 kt.an, ce qui correspond à un facteur 4,3 par rapport à IMB, et cela après seulement cinq cent trente-cinq jours de fonctionnement ! Pendant cet intervalle de temps, pas moins de mille cinq cent vingt et un neutrinos et mille trois cent quatre-vingt huit muons ont été détectés. La valeur de R obtenue à partir de ces données est la suivante :

$$R = 0{,}65 \pm 0{,}05 \pm 0{,}08 \tag{I.23}$$

confirmant de façon claire un déficit de neutrinos atmosphériques[8] . L'explication actuellement favorisée est celle des oscillations de neutrinos, les ν_μ de transformant soit en ν_τ soit en un neutrino d'une quatrième famille, dit «stérile» [105, 109, 110]. Cette conclusion s'impose après considération de la distribution angulaire des muons et des électrons mesurées par SuperKamiokande, auxquelles s'ajoutent les résultats d'expériences dédiées aux oscillations de neutrinos (comme par exemple l'expérience CHOOZ qui exclut presque totalement la possibilité que le neutrino électron oscille sur les distances considérées [111]).

Les conclusions de Superkamiokande sont donc très intéressantes, et la prise de données continue, amenant toujours plus de statistiques et de précision. Le déficit des neutrinos atmosphériques semble donc bien réel. Mais son explication en terme d'oscillation de neutrinos doit encore être prouvée, et de nouveaux détecteurs devront voir le jour afin de vérifier cette hypothèse. Trois projets utilisant des faisceaux de

8. de plus, l'analyse de Superkamiokande porte sur d'autres paramètres que ce rapport comme uen corrélation entre l'énergie des particules et leur direction, paramètres qui n'étaient pas accessibles à Kamiokande par son faible volume.

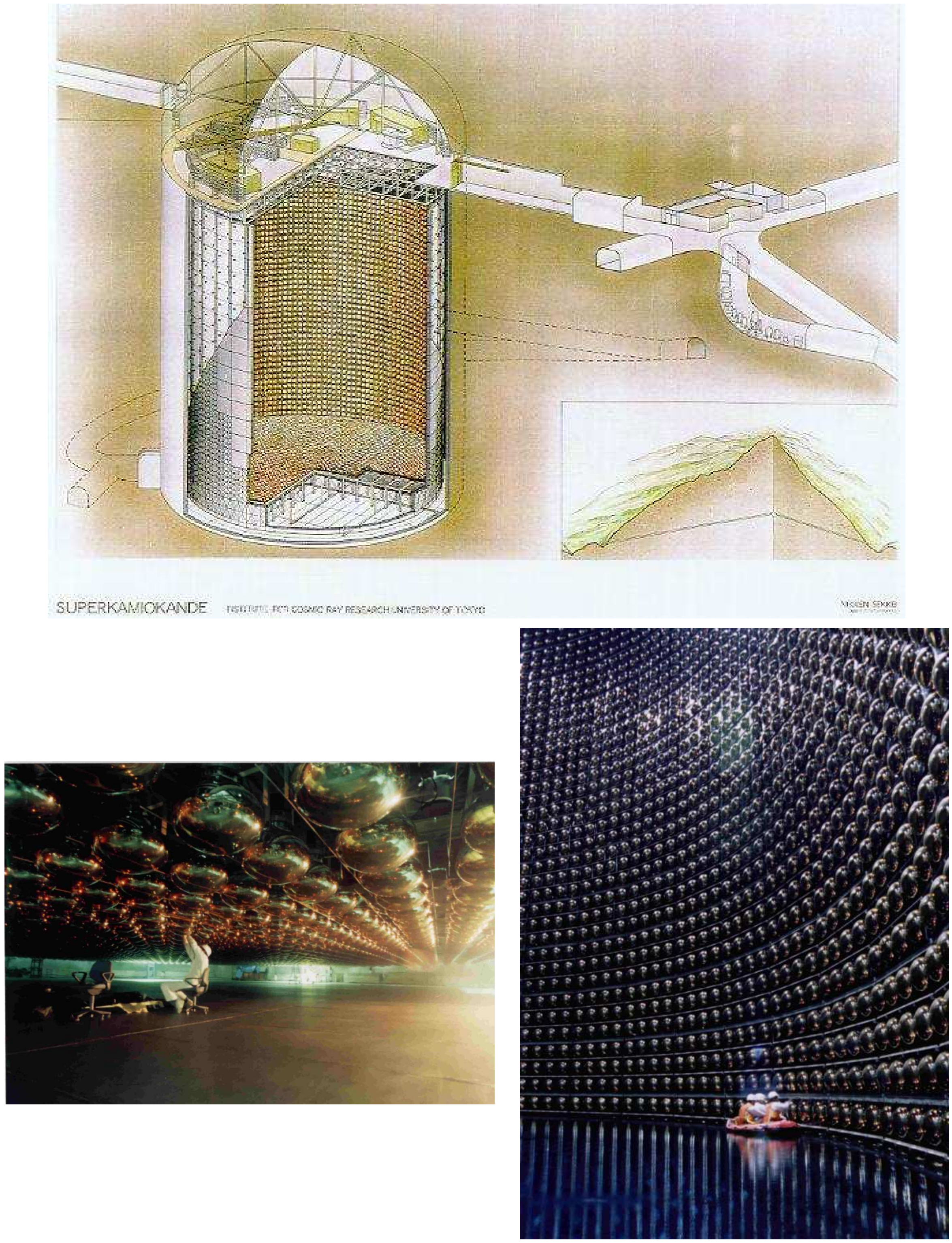


FIG. I.4 – *L'expérience SuperKamiokande : en haut, une représentation générale du détecteur. Il mesure 41,4 m de hauteur pour 39,3 m de diamètre et contient 50 000 tonnes d'eau pure. Sa surface interne est tapissée de 11200 photomultiplicateurs de 50 cm de diamètre. En bas à gauche : un ouvrier travaillant à l'installation de la paroi supérieure du détecteur. A droite : des ouvriers nettoient la surface des photomultiplicateurs pendant le remplissage du réservoir.*

neutrinos produits en accélérateurs sont en chantier : K2K [112] au Japon, utilisant des neutrinos produits à KEK et Superkamiokande ; MINOS [113] aux USA, avec un faisceau produit à Fermilab et un détecteur situé dans la mine de SOUDAN, et enfin ICARUS [114] au Gran Sasso (les neutrinos sont alors produits au CERN). Par ailleurs, les projets de télescopes à neutrinos conçus pour résoudre la question de l'origine des rayons cosmiques de haute énergie peuvent aussi certainement apporter des résultats complémentaires, comme nous l'expliquerons plus avant dans le chapitre VI de cette thèse.

I.4 Le neutrino, particule «miracle» ?

Ainsi, trois des grandes questions ouvertes de la physique pourraient être résolues grâce à l'étude de neutrinos de haute énergie :

- l'origine spatiale des rayons cosmiques de haute énergie ne peut être déterminée avec précision que par la détection de neutrinos, les autres particules étant soit déviées par le champ magnétique Galactique, soit absorbées rapidement
- si une grande partie de la matière noire dans notre Univers se trouve sous la forme d'une nouvelle particule, il serait possible de la mettre en évidence grâce à son annihilation en neutrinos (nous verrons cela dans la première partie du chapitre V)
- la mise en évidence du déficit des neutrinos atmosphériques demande évidemment la détection de neutrinos, de même son explication par le phénomène des oscillations de neutrinos

Il serait donc très intéressant de disposer d'un détecteur de neutrinos de haute énergie capable de déterminer précisément leur provenance. Le chapitre suivant détaille les caractéristiques de tels «télescopes à neutrinos».

Notte con luna e cielo stellato. Terrazzo sopra la casa di Ecclitico con torre nel mezzo, o sia specula, ed un gran canocchiale su due cavaletti. Quattro fanali che illuminano il terrazzo ove si trovano Eccletico e quattro scolari.

Ecclitico

Su via, tosto sugli omeri prendete
l'arcimassimo mio canocchial novissimo,
drizzatel su la specula,
perpendicolarmente in ver l'eccletica.
Vuò veder se avvicinasi
de' due pianeti il sinodo,
id est, quando la Luna al Sol congiungesi
che dal mondo volgare ecclisi appellasi.
Andate, andate, subito,
pria che Cinzia ritorni al suo decubito.

Scolari

Prendiamo, fratelli, il gran telescopio,
o sia microscopio,
o sia canocchial.
vedrem della Luna se il tondo sereno
sia un mondo ripieno
di gente mortal

Prendono il canocciale, e lo portano alla specula, vedendosi spuntar fuori dalla sommità della medesima.

(. . .)

Ecclitico

Nella specula entrate ;
nel canocchial mirate.
Cose belle vedrete,
cose rare, per cui voi stupirete.

Buonafede

Vado, e provar io voglio,
se con quel canocchial si lungo et tondo
alla Luna poss'io vedere il fondo.

Clair de lune et ciel étoilé. Une terrasse au-dessus de la maison d'Ecclitico avec au milieu une tour, qui n'est autre qu'un observatoire, et une longue lunette sur deux trépieds. Quatre lanternes éclairent la terrasse où se trouvent Eccletico et quatre disciples.

Ecclitico

Allons, prenez vite sur vos épaules
ma lunette immense et toute neuve,
dressez-la sur l'observatoire,
perpendiculaire au plan de l'écliptique.
Je veux voir si le synode
des deux planètes s'approche ; cela arrive
quand la Lune se joint au Soleil, ce qui est
appelé par le monde vulgaire une éclipse.
Partez, partez, vite,
avant que Phébé revienne à son décubitus.

Les disciples

Prenons, frères, le grand télescope,
qui est aussi un microscope,
et aussi une lunette.
Nous verrons si le rond serein de la Lune
est un monde
rempli de mortels.

Ils prennent la lunette et la portent à l'observatoire, on la voit pointer du sommet.

(. . .)

Ecclitico

Entrez dans l'observatoire,
regardez dans la lunette.
Vous verrez des choses sublimes,
des choses rares dont vous vous étonnerez.

Buonafede

J'y vais, et je veux essayer
si je peux voir le fond de la lune
avec cette lunette si longue et ronde.

Il Mondo della Luna; acte I
Opéra composé par Joseph Haydn
Livret d'après Carlo Goldoni

Chapitre II

Les télescopes à neutrinos

La détection de neutrinos semble l'un des meilleurs moyens pour tenter de résoudre les grandes énigmes que nous avons décrites au cours du chapitre précédent. Après avoir détaillé les processus d'interaction des neutrinos avec la matière, conduisant à la description du principe de leur détection, nous passerons en revue les différents projets visant à la mise en place d'un «télescope à neutrinos».

II.1 Principe de fonctionnement

Les neutrinos interagissent très faiblement avec la matière : aussi, il est nécessaire d'avoir un détecteur du plus grand volume possible afin de compenser la très faible section efficace d'interaction. La méthode proposée consiste à les détecter de façon indirecte. En ce qui concerne les neutrinos de type muonique, on utilise les réactions de diffusion profondément inélastique avec échange d'un courant chargé :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X \tag{II.1}$$

$$\overline{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X \tag{II.2}$$

où N est un nucléon. Le diagramme de Feynman correspondant à ces interactions est représenté sur la figure II.1. Le muon produit est détecté grâce à l'émission de lumière Tchérenkov qui résulte de son passage dans un milieu transparent comme par exemple l'eau ou la glace. Cette lumière est reçue par un réseau de photomultiplicateurs qui permettent de reconstruire la trajectoire du muon. L'angle entre la direction du muon et celle du neutrino étant faible à haute énergie — voir ci-après —, on obtient une bonne indication de la direction d'origine du neutrino. Il est ainsi possible de viser des sources de neutrinos, et donc de répondre aux questions astronomiques évoquées au cours du chapitre précédent. Notons que c'est le physicien russe Markov qui, en

1960, a eu l'idée d'utiliser un milieu naturel (tel un lac ou l'océan) pour appliquer cette méthode de détection [115].

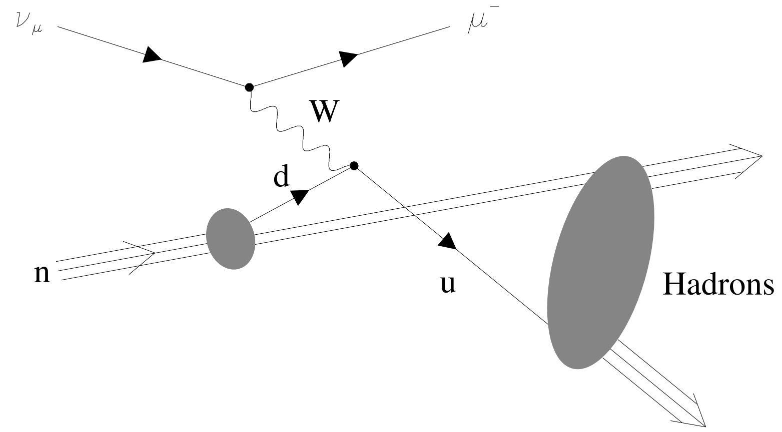


FIG. II.1 – *Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction d'un neutrino de type muonique ν_μ avec un nucléon n par échange d'un courant chargé (boson W), produisant un muon et une gerbe hadronique.*

II.1.1 Interactions des neutrinos avec la matière

La section efficace des interactions des neutrinos avec la matière (telles celles décrites par les équations II.1 et II.2) est décrite par l'expression paramétrique suivante [116] :

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}}{dxdy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi}\frac{M_W^4}{\left(Q^2+M_W^2\right)^2}\left[xq(x,Q^2)+x(1-y)^2\overline{q}(x,Q^2)\right] \tag{II.3}$$

où $-Q^2$ est le carré du quadrimoment transféré entre le neutrino incident et le muon sortant, m_N et M_W sont la masse du nucléon cible et du boson W, G_F est la constante de Fermi, q et $\overline{q}$ les fonctions de distributions en quarks et antiquarks du nucléon. Cette expression fait également appel aux variables d'échelle de Bjorken :

$$x = \frac{Q^2}{2m_N(E_\nu - E_\mu)} \tag{II.4}$$

qui représente la fraction d'impulsion du nucléon portée par le quark interagissant avec le neutrino, et

$$y = 1 - \frac{E_\mu}{E_\nu} \tag{II.5}$$

A basse énergie E_ν, soit pour $E_\nu \ll M_W^2/2m_N \simeq 3$ TeV , le transfert d'impulsion au dénominateur de l'équation II.3 est négligeable devant M_W^2. On peut alors effectuer l'approximation de l'interaction à quatre fermions, qui conduit à ce que la section efficace augmente de façon linéaire avec l'énergie du neutrino :

$$\sigma_{\nu N} \simeq 0{,}5 \times 10^{-38} E_\nu \tag{II.6}$$

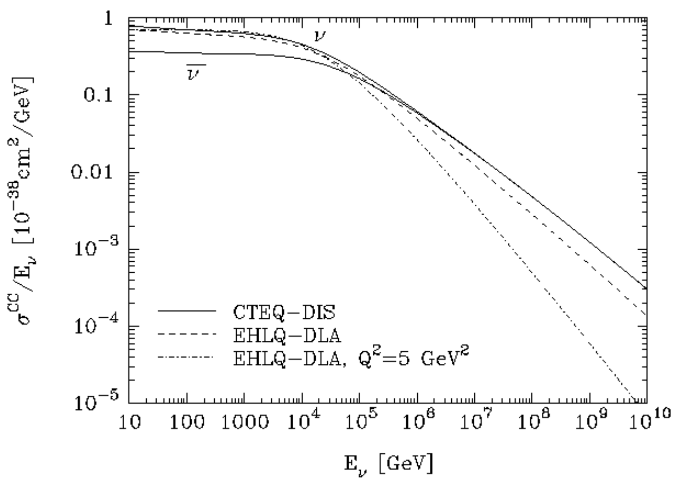
où E_ν est exprimé en GeV. Pour des énergies au-dessus du TeV, les effets du propagateur rentrent en jeu et la croissance de Q est limitée à $< Q^2 > \simeq M_W^2$. Alors la section efficace s'infléchit tout en continuant de croître, et la valeur des fonctions de distributions de partons aux très basses valeurs de x dominent (car $x < M_W^2/2m_N E_\nu$). Mais la mesure expérimentale des fonctions de structure est actuellement limitée à des valeurs de $x > 10^{-4}$, et il faut donc extrapoler pour aller au-delà. Ces extrapolations, basées sur un ajustement global des données au moyen des équations d'évolution d'Altarelli - Parisi ou équivalentes, sont très délicates à mener car les contraintes expérimentales et théoriques sont faibles. Ceci mène à plus d'un facteur deux de dispersion entre les expressions paramétriques les plus récentes, à l'énergie E_ν de 1 PeV [116]. La figure II.2 montre l'évolution de la section efficace d'interaction des neutrinos en fonction de leur énergie, en considérant diverses extrapolations à haute énergie.

L'énergie emportée par le muon est, en moyenne, une importante fraction de l'énergie du neutrino : 52 % (66% pour des $\overline{\nu}_\mu$) à 1 GeV, s'accroissant rapidement à 73% (même valeur pour les $\overline{\nu}_\mu$) à 10^6 GeV, après quoi l'augmentation est beaucoup plus lente. Le reste de l'énergie est libérée dans une gerbe hadronique, qui reste localisée à proximité du vertex, mais ne peut être négligée quand on étudie des événements pour lesquels le neutrino interagit dans le volume du détecteur, et cela d'autant plus que l'énergie du neutrino est faible.

La déviation moyenne entre le neutrino et le muon est :

$$\theta_{\mu\nu} \simeq 0{,}7°/E_\nu^{0{,}6}(TeV) \tag{II.7}$$

ce qui représente un angle très faible, diminuant avec l'énergie. Cette expression a été obtenue en paramétrisant la distribution de l'angle moyen entre des neutrinos et les muons associés produits par des méthodes Monte Carlo, distribution pondérée par la probabilité que le muon parvienne au détecteur [117] (on a par ailleurs représenté sur la figure II.3 la distribution de l'angle entre ces deux particules en fonction de l'énergie du neutrino, sans pondération). Ainsi, il est possible de connaître la direction d'origine du neutrino en reconstruisant la trajectoire du muon.



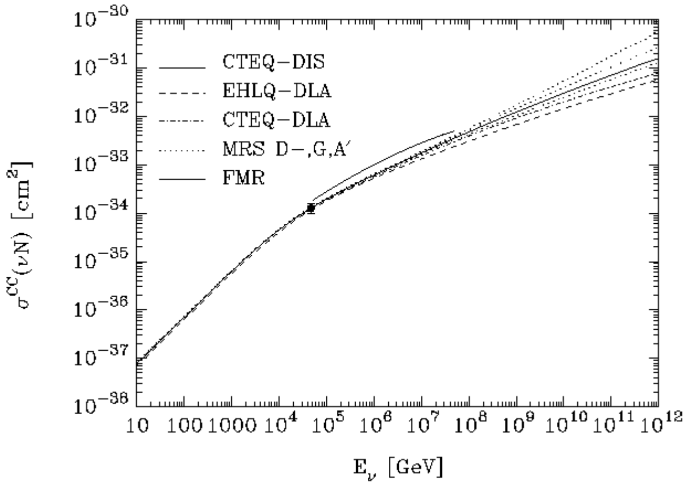


FIG. II.2 – *Evolution de la section efficace d'interaction νN courants chargés en fonction de l'énergie du neutrino, pour différentes extrapolations à haute énergie. [116]*

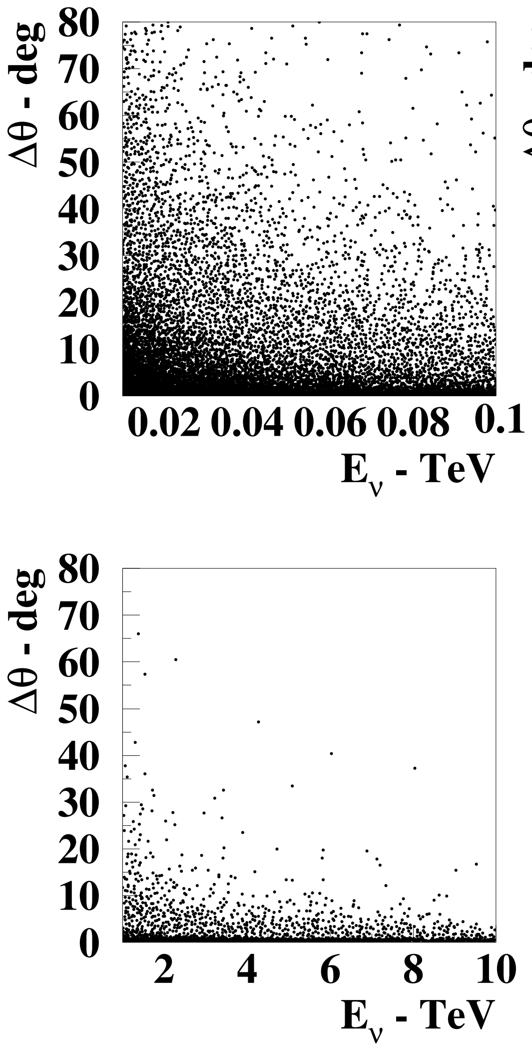


FIG. II.3 – *Distributions de la déviation entre un neutrino et le muon qu'il engendre, en fonction de l'énergie du neutrino, pour des intervalles allant de 10 à 100 GeV, de 100 GeV à 1 TeV et de 1 à 10 TeV.*

II.1.2 Le rayonnement Tchérenkov - Interactions des muons avec la matière

Le rayonnement Tchérenkov

La détection du muon est basée sur l'effet Tchérenkov : quand une particule chargée animée d'une vitesse V traverse un milieu dispersif transparent d'indice n (comme l'eau ou la glace, par exemple), les atomes excités à proximité de la particule deviennent polarisés, et si V est supérieur à la vitesse de propagation de la lumière dans ce milieu c/n, une partie de l'énergie d'excitation réapparaît sous forme de radiation cohérente émise à un angle caractéristique θ_C par rapport à la direction du mouvement. Remarquons au passage que le fameux «Bang» supersonique est basé sur un principe similaire. La condition sur la vitesse de la particule implique que l'émission de lumière ne commence que si l'énergie de la particule dépasse un certain seuil, donné par :

$$E_{\text{seuil}} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2(\lambda)}}} \tag{II.8}$$

où m est la masse de la particule et où nous rappelons que l'indice de réfraction du milieu dépend de la longueur d'onde. Dans le cas d'un muon ($m \simeq 105$ MeV$/c^2$) traversant de l'eau ($n \simeq 1{,}33$), on trouve une énergie seuil totale d'environ 160 MeV (le muon doit avoir au minimum 55 MeV d'énergie cinétique). L'angle d'émission de la lumière est donné par la relation :

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n} \tag{II.9}$$

avec $\beta = V/c$. Dans notre cas, ($E_\mu > 1$GeV) on peut considérer que tous les muons sont relativistes et donc $\beta \equiv 1$. Si le milieu de propagation est de l'eau, alors on trouve la valeur de l'angle Tchérenkov : $\theta_C \simeq 42°$. On aura donc un cône de lumière qui se propage dans ce milieu et pourra être détecté par des photomultiplicateurs. Un réseau tridimensionnel permettra de reconstruire la trajectoire du muon.

L'énergie lumineuse émise par unité de longueur et de fréquence est très faible. Elle est décrite par :

$$\frac{dE_\mu}{dx d\nu} = \frac{2\pi\alpha h}{c}\nu\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}\right) \tag{II.10}$$

x étant la variable d'échelle de Bjorken, ν la fréquence lumineuse, α la constante de structure fine valant environ $1/137$ et h la constante de Planck. On peut considérer que l'indice de réfraction est quasiment constant dans la gamme de longueur d'onde considérée, compte tenu de la sensibilité des photomultiplicateurs et de l'effet de filtre du verre des sphères qui les abritent [1], qui fait que l'on peut se restreindre à une petite fenêtre de longueur d'onde (typiquement comprise entre 330 et 600 nm). Ceci mène au nombre de photons N émis par unité de longueur de trace, dans l'intervalle de longueur d'onde compris entre $\lambda 1$ et $\lambda 2$:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2\theta_C}{\lambda^2}\, d\lambda \tag{II.11}$$

Soit, en considérant l'intervalle sus - cité, environ 300 photons/cm. Cela conduit à une perte d'énergie d'un muon liée à l'émission de lumière Tchérenkov égale à environ 850 eV/cm, ce qui est très faible par rapport aux pertes d'énergie subies dans d'autres processus, que nous allons maintenant passer en revue.

Interactions des muons avec la matière

Divers processus entrent en jeu lorsqu'un muon se propage dans la matière, décrits dans la référence [118]. Certains sont continus (ionisation) et d'autres sont discrets (production de paires, Bremsstrahlung). La figure II.4 représente la perte totale d'énergie subie par les muons lors de leur propagation, ainsi que la contribution de chaque phénomène. Les processus d'ionisation dominent jusqu'à environ 500 GeV, alors que le Bremsstrahlung, la production directe de paires électron - positron et l'hadronisation du muon deviennent importants à des énergies plus élevées. La production de paire muon — anti-muon peut également se produire quand l'énergie du muon dépasse 100 GeV mais contribue pour moins de 0,01% à la perte totale d'énergie. Au-dessus de 1 GeV, la perte d'énergie par unité de longueur liée aux processus d'ionisation est constante, tandis que celle liée aux autres processus croît de façon quasi linéaire avec l'énergie. Aussi, il est possible de décrire la perte d'énergie des muons par la formule suivante :

$$-\frac{dE}{dx} = \alpha(E) + \beta(E).E \tag{II.12}$$

où x est le parcours du muon en g cm^{-2}. Le coefficient α représente les phénomènes d'ionisation, tandis que le facteur β est la somme des pertes par processus radiatifs. Si

1. Les sphères de verre servent à protéger les photomultiplicateurs de la pression environnante, et abritent une partie de l'électronique. Cela sera détaillé dans la section III.3 consacrée aux modules optiques.

on suppose α et β indépendants de l'énergie, on pourra utiliser les valeurs suivantes, valables pour une perte d'énergie dans la roche :

$$\alpha \simeq 2{,}0 \text{ MeV } g^{-1}cm^2 \quad \text{(II.13)}$$
$$\beta \simeq 3{,}9\,10^{-6}\, g^{-1}cm^2 \quad \text{(II.14)}$$

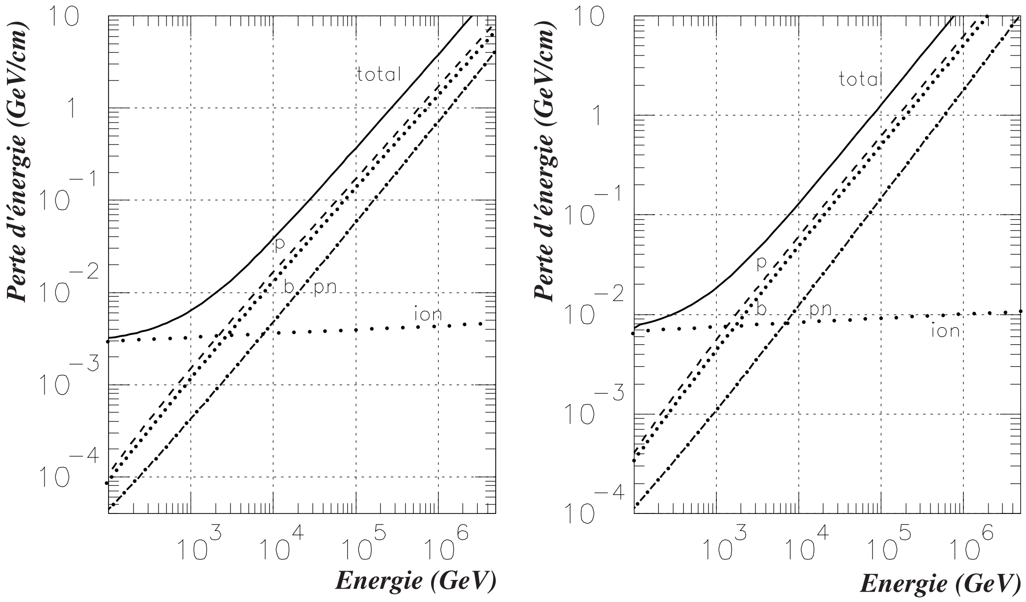


FIG. II.4 – *Pertes d'énergie des muons (totales et partielles) dans l'eau (à gauche) et dans la roche «standard» (à droite) en fonction de leur énergie. Perte totale : ligne pleine ; production de paire (p) : pointillés ; Bremsstrahlung (b) : points ; interactions photonucléaires (pn) : tirets-points ; ionisation (ion) : points espacés.*

On peut également exprimer la distance parcourue par un muon qui subirait une perte d'énergie moyenne donnée. Si E_μ est l'énergie initiale du muon et E_μ^{det} son énergie au point de détection, le parcours moyen est :

$$R_\mu(E_\mu; E_\mu^{det}) = \int_{E_\mu^{det}}^{E_\mu} \frac{dE_\mu}{\langle \frac{dE}{dX} \rangle} \simeq \frac{1}{\beta} \ln \left[\frac{\alpha + \beta E_\mu}{\alpha + \beta E_\mu^{det}} \right] \quad \text{(II.15)}$$

Tant que les processus d'ionisation dominent ($E_\mu < 500$ GeV), on peut considérer que le parcours moyen est proportionnel à l'énergie du muon. Dans le régime $E_\mu \gg$ 500 GeV , on pourra utiliser $R_\mu(E_\mu) \propto \ln(E_\mu)$. Cela dit, cette relation est à considérer avec beaucoup de précautions car les fluctuations des processus radiatifs rendent difficiles l'utilisation des valeurs moyennes. Ainsi, le parcours effectif sera plus court que celui calculé par cette approximation. On devra donc utiliser des calculs basés sur des méthodes de type Monte Carlo pour déterminer la distance parcourue par des muons de haute énergie, comme par exemple ceux décrits par Lipari et Stanev [119].

Profitons de la définition de la distance parcourue pour mentionner une caractéristique importante des télescopes à neutrinos, leur *volume effectif*, défini par :

$$V_{eff} = S_{eff}.R_{\mu} \tag{II.16}$$

où S_{eff} est la surface effective du détecteur, produit de sa surface géométrique par son efficacité de détection.

Compte tenu de la localisation d'un télescope à neutrino et de son mode de fonctionnement, il peut détecter des particules produites bien au dehors du détecteur et passant relativement loin de celui-ci : le volume effectif est bien plus grand que le volume géométrique, ce qui va évidemment être très utile pour la détection des neutrinos ! La figure II.5 résume cette propriété.

II.1.3 Caractéristiques générales et taux d'événements

Un détecteur de neutrinos reposant sur les processus physiques que nous venons de voir se doit donc de capter la lumière Tchérenkov émise par le muon, puis d'en reconstruire la trajectoire. Pour se faire, on utilisera un réseau tridimensionnel de tubes photomultiplicateurs placés dans un milieu transparent. A l'aide des temps d'arrivée de la lumière sur les différents éléments optiques, on peut connaître la trajectoire du muon, d'après reconstruction du front d'onde. La figure II.6 montre le passage de la lumière Tchérenkov au travers du réseau de détection. De façon à instrumenter un très grand volume (nécessaire pour étudier des sources de neutrinos astronomiques, comme nous allons le voir plus loin), on se placera dans l'océan ou dans les glaces de l'Antarctique, et cela à une profondeur suffisante de façon à réduire le bruit de fond dû au rayonnement cosmique.

En effet, d'autres types d'événements physiques que les interactions des neutrinos que nous recherchons sont susceptibles de produire des muons de haute énergie dans le détecteur. Ce *bruit de fond* comporte deux composantes majeures : les neutrinos et les muons produits tous deux dans l'atmosphère terrestre lors de l'interaction de rayons cosmiques primaires. La figure II.7 indique le flux de ces deux composantes à une profondeur de deux mille trois cents mètres d'eau, en fonction de l'angle zénithal.

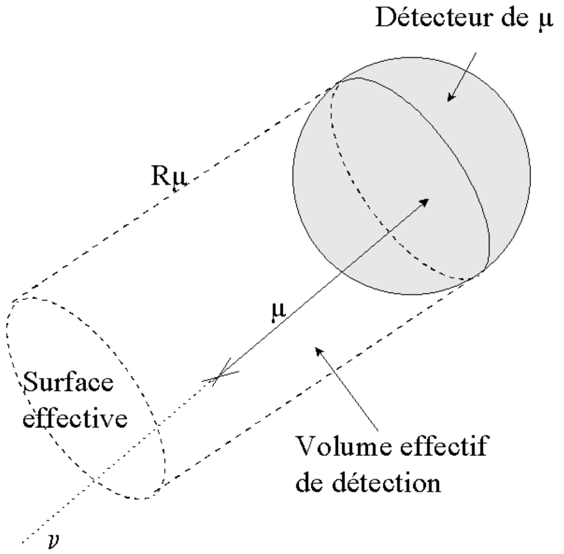


FIG. II.5 – *Illustration de quelques caractéristiques d'un télescope à neutrinos (détecteur de muons) : le volume effectif, la surface effective, et le volume géométrique. R_μ désigne le parcours du muon.*

De ces deux composantes, celle des muons produits directement de façon isolée ou en gerbe dans la haute atmosphère est la plus importante, comme le montre la figure II.7. Pour s'en protéger au maximum, on placera le détecteur sous la quantité de matière la plus importante possible, de façon à absorber les muons descendant indésirables. La figure II.8 indique la variation de ce flux en fonction de la profondeur et sa comparaison aux estimations et mesures de diverses expériences. Mais même à grande profondeur, ce flux domine de très loin celui des muons induits par les neutrinos. Toutefois, ce flux n'est constitué que par des muons descendants : il y en a très peu à l'horizontale et pas du tout dans une direction ascendante, puisque alors la grande quantité de matière traversée les a tous absorbés. Aussi, le signal sera recherché parmi les événements identifiés comme ascendants. Le détecteur devra donc — en plus d'être situé le plus profondément possible — avoir une très grande capacité de rejet, c'est à dire une très faible probabilité de mal identifier la trajectoire des traces.

On ne peut en revanche se protéger des neutrinos atmosphériques, puisqu'ils sont indiscernables des autres neutrinos. Mais on s'attend à ce que le flux de neutrinos cosmiques domine celui des neutrinos atmosphériques, à des énergies supérieures à

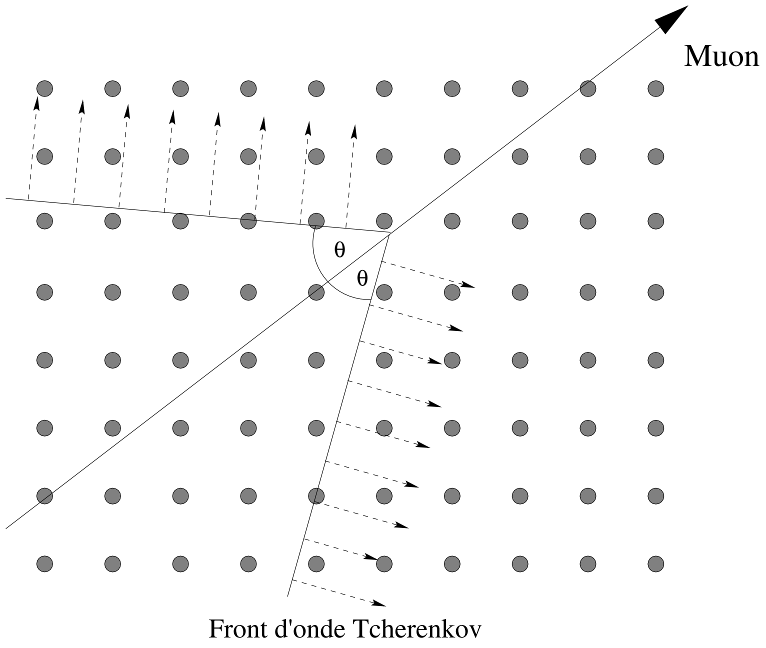


FIG. II.6 – *Passage du cône Tchérenkov (associé à la trajectoire d'un muon) dans un réseau de photomultiplicateurs.*

100 TeV. En effet, les flux de ces deux types de neutrinos suivent des lois de puissance de leur énergie : $d\phi_\nu/dE_\nu \propto E_\nu^{-\gamma}$, où γ porte le nom d'indice spectral de la source. Dans le cas des neutrinos atmosphériques, cet indice vaut environ $\gamma \simeq 2{,}7$, tandis que l'on pense que les neutrinos d'origine cosmique provenant de noyaux actifs de galaxies ont un indice proche de 2. La différence de pente, visible sur la figure II.9, implique la prédominance des neutrinos cosmiques sur les autres aux plus hautes énergies à partir de 100 TeV.
Cette dernière figure représente les flux attendus de neutrinos cosmiques selon divers modèles astrophysiques. Pour des sources extragalactiques, nous considérons des modèles développés par : Stecker, Done, Salamon et Sommers (SDSS) [19] — avec une contribution significative des interactions proton — proton et proton — photon à l'intérieur du disque d'accrétion —, Nellen, Mannheim et Biermann (NMB) [120] — dans lequel les interactions entre protons sont la majeure source de neutrinos —, Protheroe (PRO) [121], et Mannheim (MRLA et MRLB) [122] — qui prennent en considération les neutrinos produits dans les jets de blazars (des radio-quasars pour lesquels l'axe du jet est plus ou moins aligné avec notre ligne de visée). Concernant les neutrinos provenant d'effondrement de défauts topologiques, nous avons retenus les estimations de Sigl (SIG) [124] — où des boucles de cordes cosmiques ou des états liés monopôle - anti-monopôle de masse 2×10^{16} GeV sont considérés —, ainsi que de Battacharjee *et al.* (BHSl et BHSh) [123] — mettant en jeu divers défauts topolo-

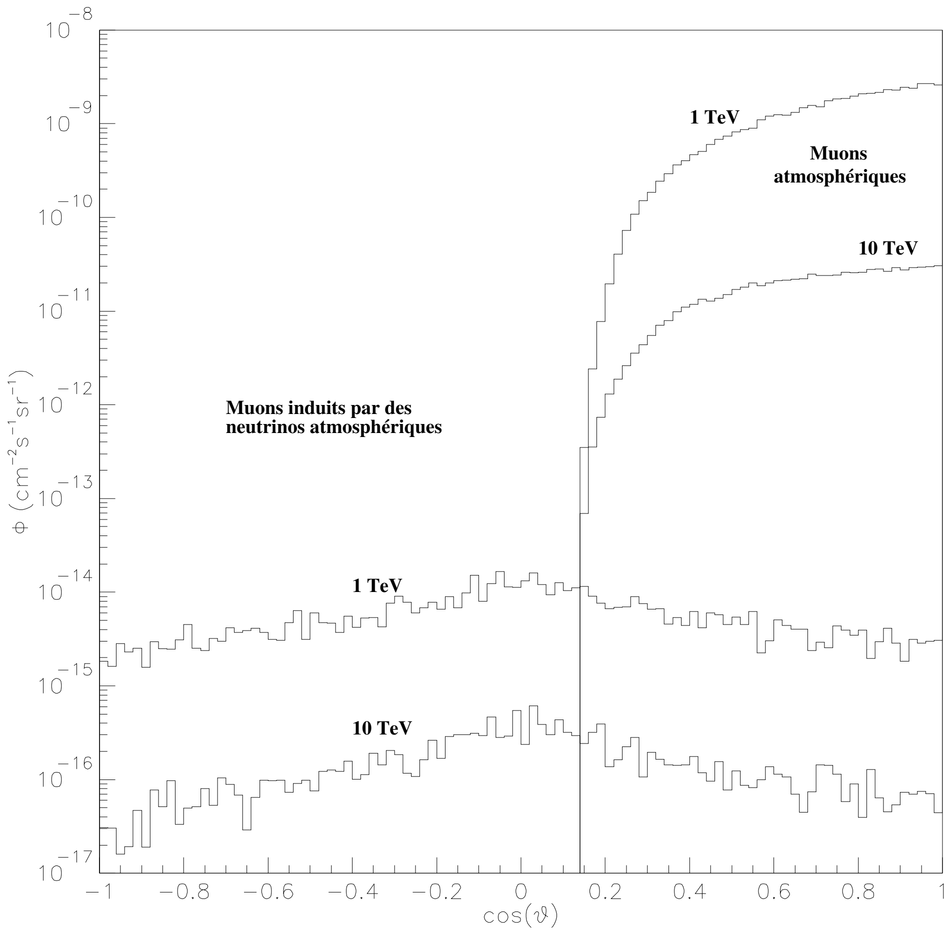


Fig. II.7 – *Flux de muons atmosphériques (à 2300 m de profondeur d'eau) et de muons induits par des neutrinos atmosphériques en fonction de l'angle zénithal, pour deux seuils différents de détection (1 TeV et 10 TeV).*

giques de masse 10^{15} GeV.
A l'aide de ces flux, il est possible de donner une estimation du nombre de muons ascendants. Ces estimations sont présentées dans la table II.1 (mais nous avons laissé de côté les modèles liés aux défauts topologiques). Pour ces calculs, un détecteur de un kilomètre carré de surface effective est considéré, pendant une exposition de un an. Le nombre de muons produits dans le demi - hémisphère inférieur est intégré, à partir d'un seuil en énergie variable pour la détection du muon E_μ^{det}. On voit clairement qu'une surface de un kilomètre carré n'est pas trop grande pour espérer détecter des neutrinos cosmiques avec une statistique suffisante.

Modèle	$E_\mu^{det} = 1$ TeV	10 TeV	100 TeV	1 PeV
Atmosphériques				
ATM [88]	12000	280	3,6	0,04
Extra - galactiques				
SDSS [19]	4200	2700	1100	180
NMB[120]	6300	1700	130	-
PRO[121]	510	360	180	48
MRLA[122]	330	52	5,1	0,7
MRLB[122]	370	81	22	8,8

TAB. II.1 – *Nombre de muons ascendants induits par des neutrinos, par an et par km², intégré sur les angles zénithaux* $\cos\theta_z \in [-1, 0]$ *et pour différentes énergies seuil de détection du muon* E_μ^{det}.

Nous venons de voir que les neutrinos atmosphériques constituent un bruit de fond important. Ceci n'est cependant vrai que dans le cas de la recherche de sources de neutrinos cosmiques, ou encore pour la recherche de particules de matière noire au centre de la Terre, alors que pour l'étude des oscillations de neutrinos décrite au chapitre précédent, on utilise les neutrinos atmosphériques comme signal. Mais dans ce cas, s'agissant de neutrinos de basse énergie (inférieure à cent GeV), le parcours du muon sera au plus égal à la dimension du détecter. C'est pourquoi on s'intéressera aux muons produits à l'intérieur du volume de détection. Dans ce cas, le principal bruit de fond est dû aux événements mal reconstruits à cause de la présence de la gerbe hadronique associée à la conversion du neutrino et aussi à l'interaction des neutrinos de type électron et tau.

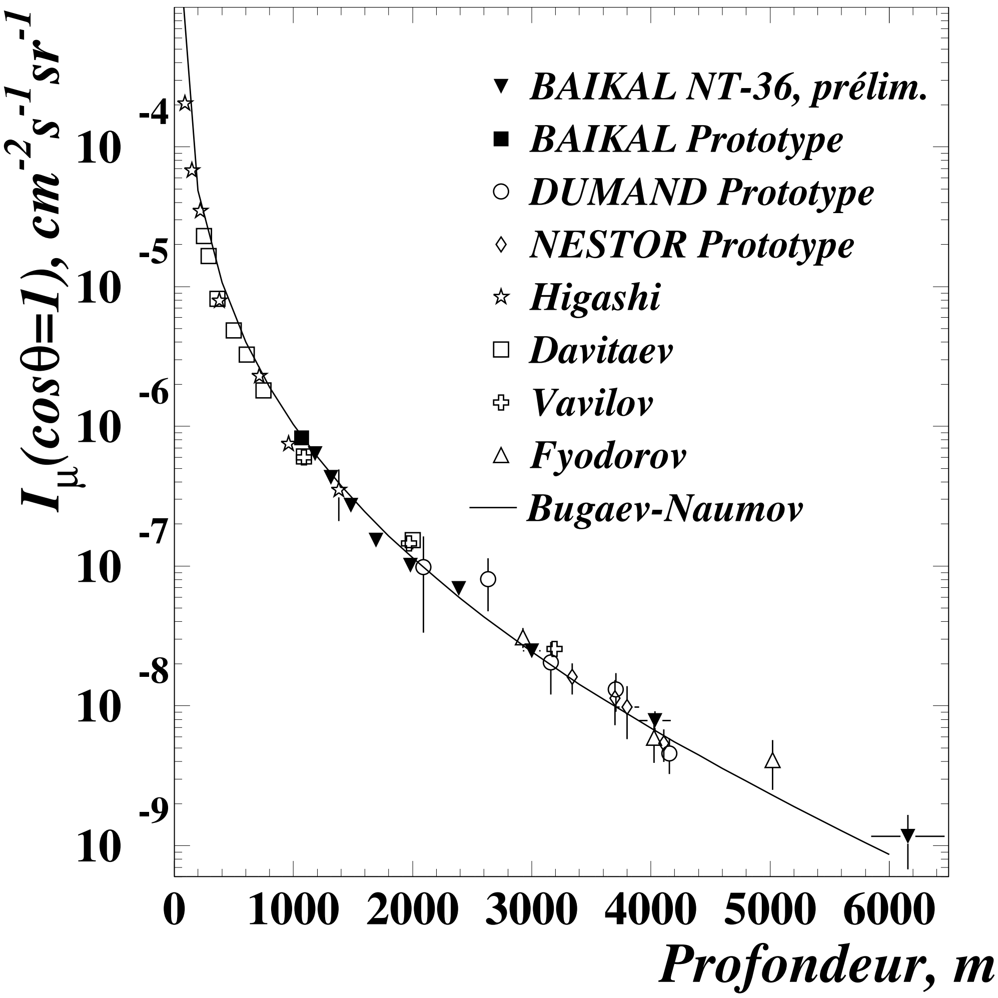


Fig. II.8 – *Flux vertical de muons atmosphériques en fonction de l'épaisseur de matière (mètres d'eau) traversée.*

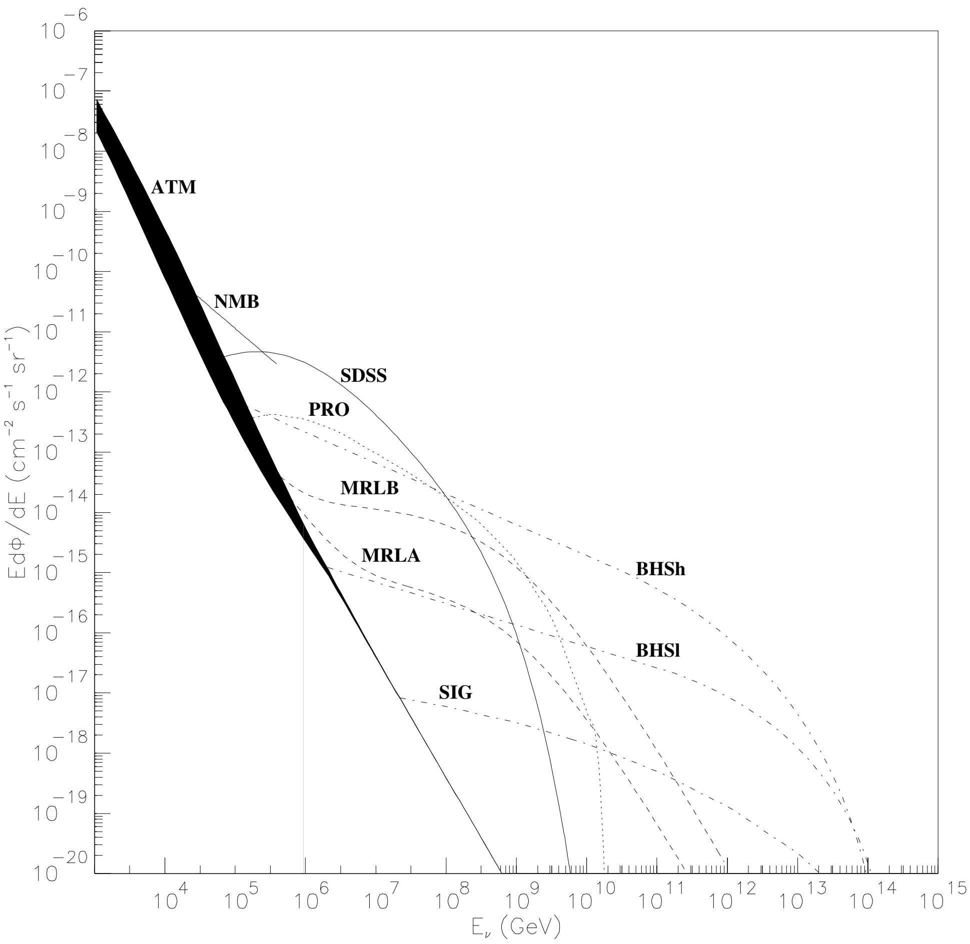


Fig. II.9 – *Flux de neutrinos pour différentes sources (voir le texte et la table II.1.)*

II.2 Projets existants ou ayant existé

Nous l'avons vu : l'idée de Markov à l'origine du concept du «télescope à neutrinos» date de 1960 [115]. Cette idée a fait son chemin, et depuis, cinq projets visant à construire un tel détecteur ont vu le jour. Nous allons les passer en revue ici. En outre, n'oublions pas que plusieurs détecteurs tout aussi ambitieux en leur temps ont déjà permis d'acquérir de précieux résultats sur certains points de physique qui nous intéressent, comme la présence ou non de matière noire au centre de la Terre ou la question de la masse du neutrino. Ces détecteurs, basés sur les mêmes principes, utilisant des photomultiplicateurs ou d'autres détecteurs de lumière et une immense cuve d'eau situés dans des tunnels ou d'anciennes mines, sont par exemple Kamiokande et son descendant Super-Kamiokande (Japon), BAKSAN (Russie), IMB (USA), Fréjus (France) ou MACRO (Italie). Mais aucun de ces instruments n'est suffisamment sensible pour faire de l'astronomie, compte tenu de son «faible» volume et de son bas seuil en énergie.

II.2.1 DUMAND

Le projet **DUMAND**[125] (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) est le premier à avoir tenté de construire un détecteur de neutrinos de grande taille en milieu marin : la proposition d'expérience visant aux travaux de Recherches et Développements fut publiée en 1978. La collaboration regroupait des universités des Etats Unis d'Amérique, du Japon, d'Allemagne et de Suisse.

L'intention de cette collaboration était de déployer, par quatre mille huit cents mètres de fond à trente kilomètres au large de la Grande Ile d'Hawaï, un ensemble de lignes de détection équipées de modules optiques (photomultiplicateurs placés dans des sphères de verre océanographique qui les protègent de la pression ambiante). Ces lignes devaient être connectées entre elles par l'intermédiaire d'une boîte de jonction, elle-même reliée à la côte grâce à un câble électro-optique. De nombreux travaux furent effectués, apportant une meilleure compréhension du milieu marin (mesures des courants marins, des propriétés optiques du site, du bruit de fond lumineux résiduel), ainsi qu'une expertise technologique (par le déploiement et la récupération de lignes de détection autonomes), et surtout, la première mesure du flux de muons atmosphérique à l'aide d'une ligne immergée dans l'océan, en 1987. Tout ces travaux de pionniers ont été utiles aux autres expériences. En 1993, une ligne de détection a été déployée [126], avec la boîte de jonction et le câble électro-optique. Malheureusement, une fuite lente dans l'une des unités électriques a provoqué la défaillance du détecteur après dix-huit heures de prise de données. La ligne fut récupérée, et des projets furent élaborés afin de déployer trois lignes de détection qui auraient été la base d'un plus grand détecteur (neuf lignes à l'origine). Mais tout a été arrêté en 1996, quand le DOE a décidé de ne plus financer le projet.

II.2.2 AMANDA

AMANDA[127] (Antartic Muon And Neutrino Detector Array) est le seul des projets existants qui n'est pas installé dans un milieu aquatique : le détecteur, dont la construction a démarré en 1993, est situé dans les glaces de l'Antarctique, au Pôle Sud. Etre dans la glace a divers avantages sur les milieux aquatiques : facilité d'accès et d'opération pour le déploiement du détecteur (les lignes de détection équipées de photomultiplicateurs qui en constituent les éléments de base sont descendues dans des trous percés par un jet d'eau chaude), stérilité de la glace (pas d'animaux, pas de sédiments, …), très faible radioactivité naturelle, bruit thermique des photomultiplicateurs réduit par les basses températures environnantes. Parmi les désavantages, on citera l'impossibilité de remonter une ligne de détection une fois mise en place, et aussi les propriétés optiques même de la glace, milieu beaucoup plus diffusant que l'eau. L'Antarctique est le seul site glacé envisageable : c'est là qu'on trouvera un socle rocheux assurant la stabilité du glacier, ainsi qu'une épaisseur de glace suffisante. Au Pôle Sud, toutes les conditions sont réunies, avec en plus la présence d'une base scientifique américaine habitée en permanence. Enfin, AMANDA peut travailler en collaboration avec le détecteur de gerbes atmosphériques SPASE situé en surface.

Ce projet réunit actuellement des instituts américains, suédois, allemands, ainsi que la Station Scott - Amundsen du Pôle Sud. La figure II.10 représente le détecteur actuellement en opération.

A une profondeur entre huit cents et mille mètres, on trouve les quatre premières lignes de détection déployées au cours de l'été austral 1993/1994, chacune équipée de vingt modules optiques (au total, soixante-treize modules optiques ont survécus à l'emprise de la glace). Les signaux des photomultiplicateurs sont acheminés par l'intermédiaire de câbles coaxiaux, et non par un câble électro-optique. Des sources de lumière artificielle (diffuseurs situés à l'extrémité de fibres optiques transmettant de la lumière émise par un laser à $\lambda = 515$ nm) permettent de calibrer le détecteur et de mesurer les propriétés optiques de la glace.

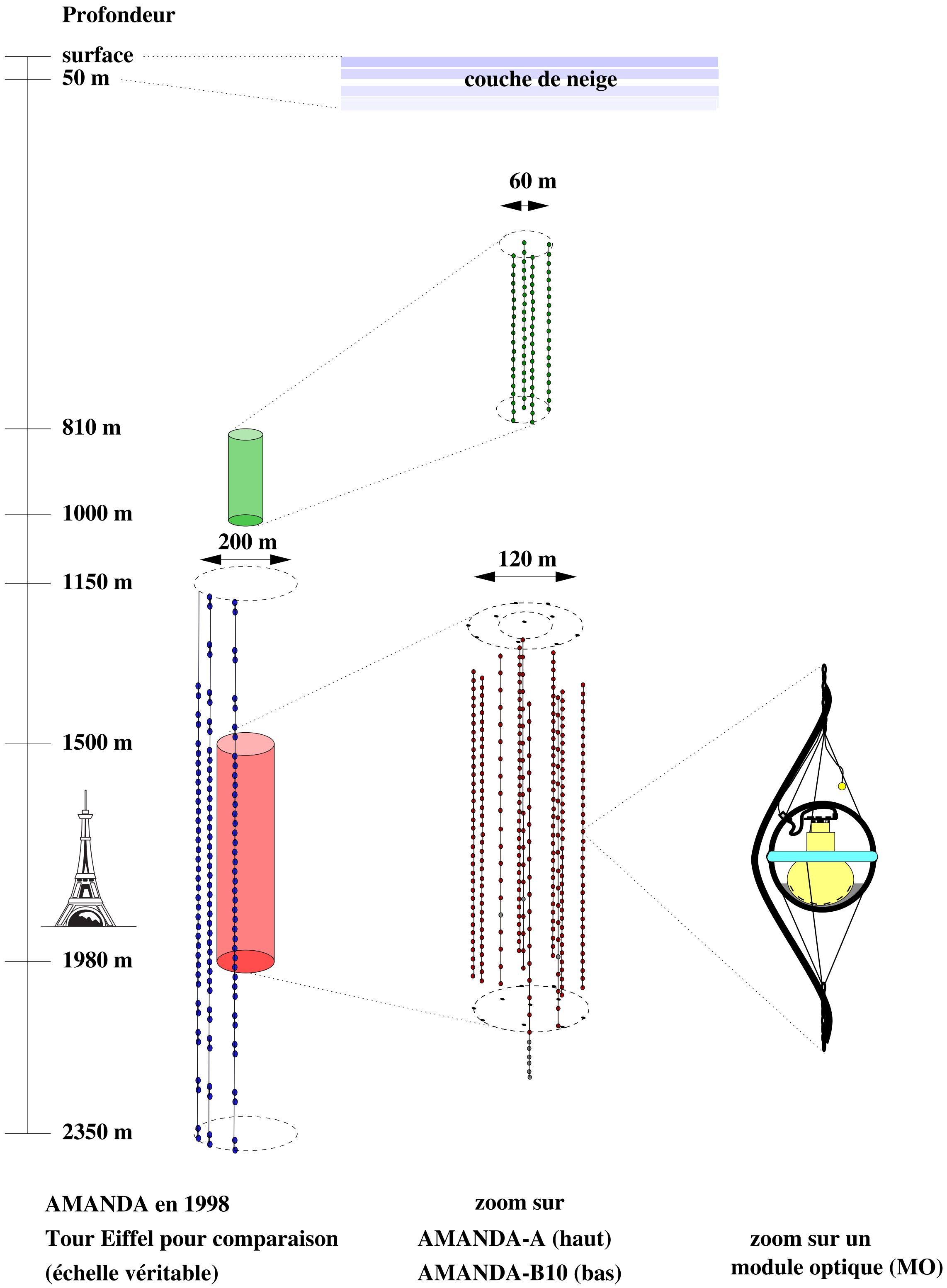


FIG. II.10 – *Le détecteur AMANDA en 1998. On se référera au texte pour la description des diverses parties.*

Il est apparu que la longueur de diffusion de celle-ci est trop petite (entre 12,5 et 25 cm, selon la profondeur [130]) pour permettre la reconstruction des muons. Cela est dû à la présence en grandes quantités de bulles d'air piégées dans la glace, formée au cours des siècles par la neige soumise à la pression de son propre poids. Cependant, les glaciologues estimaient que la glace serait plus transparente à des profondeurs supérieures à mille deux cents mètres, les pressions étant plus élevées. Aussi, quatre nouvelles lignes furent déployées en 1995/1996, amenant quatre-vingt-six modules optiques entre mille six cents et mille neuf cent cinquante mètres sous la surface (soixante-dix-neuf ont résisté à la reprise de la glace). Il est apparu que la glace est effectivement moins diffusante à ce niveau (longueur effective de diffusion de l'ordre de vingt-cinq mètres, et longueur d'absorption de l'ordre de cent mètres), et la construction de la première étape du détecteur fut achevée, avec six lignes comportant chacune trente-six modules optiques (saison 1996/1997) espacés entre eux de onze mètres. Au total, il y a environ deux cent quatre-vingt-dix photomultiplicateurs opérationnels dans cette partie basse du détecteur. L'analyse d'une partie des données acquises par les quatre premières lignes a permis d'isoler deux candidats de muons montants (pour $2{,}9 \pm 0{,}6 \pm 0{,}6$ attendus), qui ont permis de fixer une limite sur le flux de muons induits par l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre [128] : ce flux est inférieur à une valeur se situant dans l'intervalle $5{,}14 \times 10^{-14} - 2{,}6 \times 10^{-13}$ cm^{-2} s^{-1}, en fonction de la masse du neutralino (supposée tel que 150 GeV$/c^2 < m_\chi < 500$ GeV$/c^2$). Cette limite est comparable aux meilleures limites actuelles.

L'ambition de la collaboration est cependant la construction d'un détecteur beaucoup plus grand, nécessaire pour les buts astrophysiques. Pour cela, trois lignes de détection ont été rajoutées en 1997/1998. Ces lignes, équipées de quarante-deux modules optiques, ont pour particularité d'être beaucoup plus longues que toutes les autres, et sondent la glace entre mille trois cents et deux mille trois cent cinquante mètres de profondeur. Une autre particularité des ces lignes est l'utilisation de fibres optiques pour remonter les signaux à la surface. Avec cet ensemble, il devrait être possible de déterminer quel volume de glace possède des caractéristiques convenables pour la construction du grand détecteur. Et si les «faibles» profondeurs ne sont pas exploitables à cause des bulles d'air, les trop grandes profondeurs sont elles aussi à éviter : la base du glacier Antarctique se déplace à une vitesse d'environ dix mètres par an, apportant ainsi des contraintes physiques importantes.

On peut également noter qu'il est impossible de suivre en permanence la géométrie du détecteur à l'aide de signaux acoustiques, comme le font les expériences aquatiques, pour la simple raison que les signaux sonores sont absorbés par la glace. La détermination de la position des photomultiplicateurs repose actuellement sur une double méthode : à l'aide des sources de lumière déployées en même temps que les lignes, on mesure la position relative des détecteurs ; la position absolue est calculée à l'aide de paramètres physiques enregistrés lors du forage de la colonne qui accueille la ligne, par des capteurs situés sur la sonde perforatrice. La combinaison des deux mesures fournit la position de chaque module optique, avec une précision de deux mètres [128].

AMANDA est le plus grand des télescopes à neutrinos actuellement en opération, et prévoit de s'agrandir encore pour offrir une surface effective de cinquante mille mètres carrés aux neutrinos de 1 TeV : les déploiements, suspendus en 1998/1999, devraient reprendre en 1999/2000. Alors il lui sera possible de commencer à remplir les objectifs de physique fixés. En attendant ce moment, ce détecteur a déjà permis d'en savoir plus sur les glaces Antarctique [129, 130] .

II.2.3 BAIKAL

Le projet **BAIKAL** [131], qui réunit des instituts russes et allemands, visait à installer un détecteur constitué de huit lignes équipées chacune de vingt-quatre modules optiques par mille trois cent soixante mètres de fond au sud du Lac Baïkal (51°50'N, 104°20'E), en Sibérie. Ce but a été atteint en avril 1998.

Ce détecteur bénéficie de nombreux avantages. Son déploiement est effectué alors que la surface du lac est gelée, et le site accessible par des camions (et des trains !) : l'équipement nécessaire au forage de la glace peut être amené facilement. Il est également possible de récupérer les lignes de détection. Le détecteur dispose aussi des qualités optiques de l'eau (voir section IV.3) : une longueur de diffusion bien plus longue que dans le cas d'AMANDA, compensée toutefois par une très faible longueur d'absorption due aux éléments en suspension. Concernant les inconvénients, on notera justement l'existence de ces éléments en suspension, qui amènent une forte sédimentation. Le bruit de fond lumineux, lié à des organismes bioluminescents, est également très élevé. Enfin, la faible profondeur du site impose de travailler avec un fort taux de muons descendant : le rejet doit donc être excellent afin de trouver les quelques particules montantes qui nous intéressent.

La construction a eu lieu en plusieurs étapes que nous allons décrire brièvement ici. La figure II.11 présente les diverses configurations.

De avril 1993 à mars 1995 : un premier détecteur, constitué de trois lignes équipées

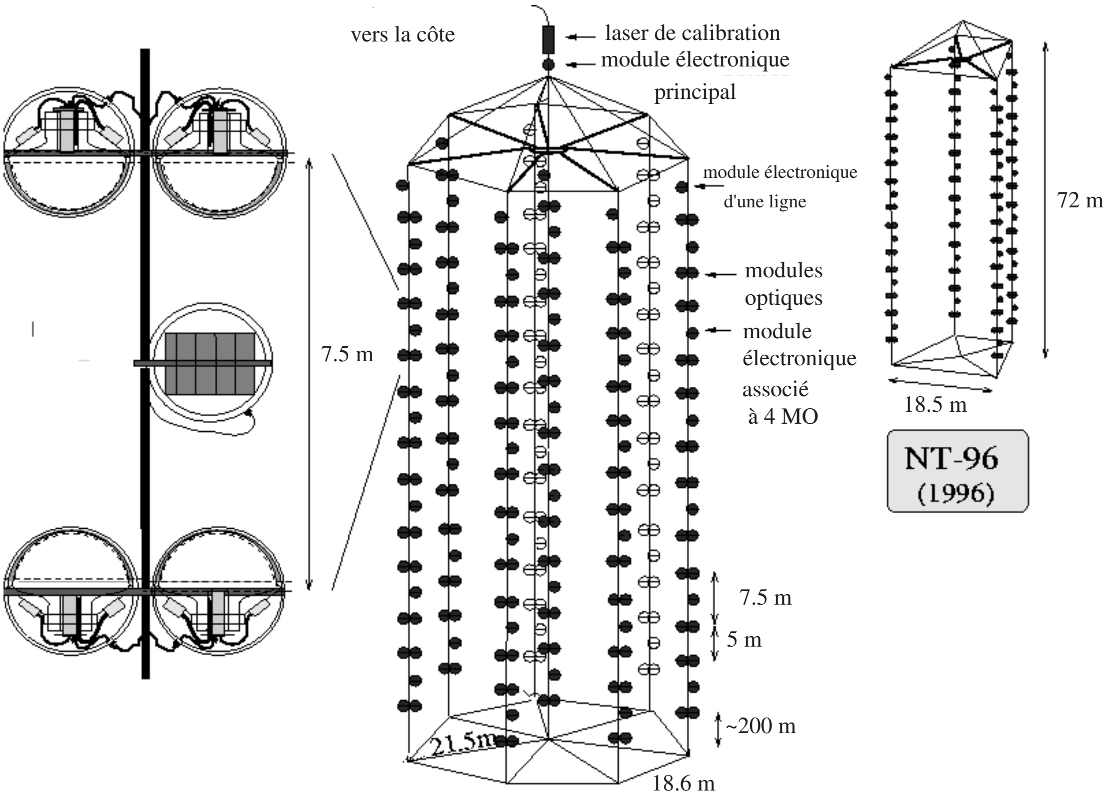


FIG. II.11 – *Les différentes configurations du détecteur BAIKAL. Ce détecteur est désormais complet ; en noir sont indiqués les modules optiques opérationnels juste avant la dernière étape, en avril 1997. Sur la gauche de la figure, l'agrandissement montre 2 paires de modules optiques avec leur module électronique associé. A droite, le premier dispositif opérationnel, équipé de 96 modules optiques. Celui-ci a pris des données entre avril 1996 et mars 1997.*

chacune de six paires de modules optiques, était opérationnel. Il fut ensuite remplacé par un détecteur supportant trois lignes, équipées de douze paires de modules optiques, maintenu en opération jusqu'en mars 1996. Dans ces deux versions, la moitié des modules optiques était orientée vers le haut. Mais le taux de sédimentation de l'eau du lac est trop important ; les modules orientés vers le haut perdaient 60% de leur efficacité après un an d'immersion. Aussi, les versions ultérieures du détecteur comportaient uniquement deux paires par ligne regardant vers le haut, toutes les autres étant vers le bas.

En 1996, une quatrième ligne de douze paires de modules optiques a été ajoutée. En tout, ces trois versions du télescope ont enregistré environ trois cent vingt millions de muons, pendant sept cents jours de prise de données. En avril 1997, deux nouvelles lignes de douze paires de modules optiques ont été installées. En avril 1998, le détecteur complet a été achevé ; il comporte cent quatre-vingt-douze photomultiplicateurs. Sa surface effective est de mille à cinq mille mètres carrés, selon l'énergie des muons. Un neutrino atmosphérique par jour devrait être identifié. Ce détecteur est certainement trop petit pour détecter des neutrinos d'origine cosmique, mais devrait pouvoir repousser les limites actuelles relatives aux WIMPs accumulés au centre de la Terre. Par la suite, il est envisagé de construire un télescope vingt à cinquante fois plus grand, avec environ deux mille modules optiques et une surface effective de l'ordre de cent mille mètres carrés. Cela dit, la faible profondeur du site, la qualité de l'eau, l'accès difficile au site, le manque d'infrastructure et la situation économique générale du pays rendent difficiles la réalisation du projet. Quoiqu'il en soit, BAIKAL aura été le premier télescope à neutrinos opérationnel en milieu aquatique.

La collaboration a déjà publié divers résultats [131] relatifs au flux de muons atmosphériques, à la recherche de muons ascendants verticaux (et donc à la quantité de neutralinos présents au centre de la Terre), ou encore à l'existence des monopôles magnétiques [2]. Ces résultats sont basés sur les événements détectés par les versions à trente-six ou quatre-vingt-seize modules optiques du détecteur. Parmi ces résultats, l'analyse de 12,9 jours d'acquisition avec cette dernière configuration a permis de dégager trois candidats de muons induits par des neutrinos atmosphériques ascendants, pour 2,3 attendus. L'un de ces événements est représenté sur la figure II.12. Par ailleurs, le détecteur a apporté une meilleure connaissance des processus biologiques et aquatiques qui prennent place dans les eaux du lac.

II.2.4 NESTOR

Le projet **NESTOR**[132] (NEutrinos from Supernovae and TeV Ocean Range) a débuté en 1989, et rassemble actuellement des instituts allemands, américains, grecs, italiens, russes et suisses. Le site retenu pour l'installation du détecteur se trouve en Grèce, à une vingtaine de kilomètres au Sud-Ouest de la ville de Pylos. Sa profondeur est de trois mille huit cents mètres. Ce projet vise à déployer en une seule fois un détecteur de taille importante : contrairement à tous les autres projets en cours, le détecteur n'est pas constitué de lignes ; ici, il s'agit de «tours», chacune étant un assemblage semi-rigide de douze étages de trente-deux mètres de diamètre espacés de

2. En effet, BAIKAL dispose d'un système de déclenchement spécialement conçu pour rechercher le passage de particules lentes ($v \simeq c/1000$) très brillantes, telles des monopôles magnétiques catalysant la désintégration de protons sur leur passage, par effet Roubakov. L'existence de monopôles magnétiques est prédite par de nombreuses théories ; toutefois, aucun n'a été détecté à ce jour, après des dizaines d'années d'efforts reposant sur des techniques très diverses.

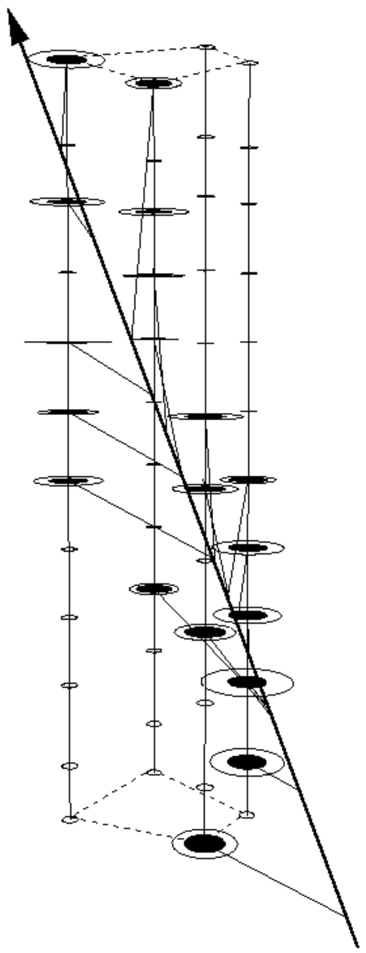


FIG. II.12 – *Un événement vu par BAIKAL, identifié comme étant un muon induit par un neutrino atmosphérique. Cette trace a touché 19 modules optiques (en noir). La flèche représente la trajectoire du muon reconstruite. Les lignes joignant les modules optiques indiquent la trajectoire de la lumière Tchérenkov obtenue d'après les temps d'arrivée des signaux. La surface des disques est proportionnelle à l'amplitude détectée.*

vingt à trente mètres, chaque étage supportant sept paires de modules optiques. Des tests de déploiement de structure autonomes plus petites ont été effectués, permettant d'étudier le déplacement d'un étage de détection en grandeur réelle, de développer l'électronique d'acquisition, de connaître la quantité de bruit de fond optique et enfin, de mesurer la transparence de l'eau.

II.2.5 ANTARES

ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental RESearch) est le dernier-né de tous les projets visant à la mise en place et à l'opération d'un télescope à neutrinos de grande taille. Le travail présenté ici ayant été effectué dans le cadre de ce projet, nous passerons les deux prochains chapitres à décrire précisément divers aspects d'ANTARES. Disons simplement ici que ce projet cherche à montrer qu'il est possible de construire un détecteur sous-marin de grande taille au fond de l'océan, en déployant des lignes équipées de photomultiplicateurs, de façon semblable à celles de BAIKAL, DUMAND ou AMANDA, dans un site qui, pour l'instant, est situé en Méditerranée, par deux mille trois cents mètres de profondeur, à une quarantaine de kilomètres de Toulon.

Isabella

Still your doubts, Don Cristobal
Let my songs smoothe your salted brow
For the ocean is kind
The tides are ordered
Each pass of the waves
Brings near to your feet
The evidence you seek

Isabelle la Catholique

Calme tes doutes, Don Christophe
Laisse mes chants dérider ton front salé
Car l'océan est bon
Les marées sont ordonnées
Chaque passage des vagues
Rapproche de tes pieds
L'évidence que tu recherches

The Voyage; acte II, scène 2
Opéra composé par Philip Glass
Livret de David Henry Hwang

Chapitre III

Le projet ANTARES

ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental RE-Search) est le dernier né des projets visant à la construction d'un télescope à neutrinos de grande taille. La collaboration entre laboratoires et instituts pour l'aboutissement de ce projet a été constituée au mois de juillet 1996, et s'est agrandie au point de réunir, en avril 1999, des laboratoires de physique des particules français (Saclay, Marseille, Mulhouse, Strasbourg), anglais (Birmigham, Sheffield, Oxford), espagnol (Valencia), néerlandais (Amsterdam) et russe (Moscou). Des spécialistes du milieu marin (IFREMER, Centre d'Océanologie de Marseille) et des astrophysiciens (Saclay, Marseille) font également partie de cette collaboration, qui reçoit par ailleurs le soutien et l'expertise d'entreprises comme France Télécom Câbles.
Le projet vise donc à construire un télescope à neutrinos de grande taille, et a choisi pour se faire de se placer en milieu marin [133]. Des lignes instrumentées de photomultiplicateurs seront utilisées comme éléments de base, à la façon de BAIKAL. Un programme pas à pas est mis en œuvre pour parvenir à ce but, visant à démontrer la faisabilité d'un tel détecteur. Cela se traduit par la nécessité de déployer et opérer d'abord une première ligne de détection, équipée d'une électronique analogique, puis complétée par une électronique digitale. Ensuite, d'autres lignes seront ajoutées, et les premiers résultats de physique pourront être obtenus. Par ailleurs, la construction du télescope et ses performances dépendent beaucoup du site sous-marin où il sera installé. Pour cette raison un programme systématique d'évaluation des sites a été mis en place ; nous y consacrerons le prochain chapitre. Auparavant, nous décrirons les principales caractéristiques du détecteur, en insistant sur la toute première ligne qui sera installée, et encore plus particulièrement sur le principal élément du télescope : le module optique.

III.1 Le détecteur

Une vue d'artiste du détecteur est représentée sur la figure III.1. Le télescope est placé en milieu marin, à grande profondeur (plus de deux mille mètres). Il est constitué de lignes de détection élémentaires d'environ quatre cents mètres de hauteur chacune, équipées de photomultiplicateurs. Les lignes, distantes d'environ soixante à quatre-vingt mètres les unes des autres, sont connectées entre elles et reliées à la côte par l'intermédiaire d'un câble électro-optique qui assure l'approvisionnement en énergie de tout le dispositif ainsi que la transmission des données. Un système acoustique permettra de connaître la position de chaque module optique à tout moment. La plupart des éléments entrant en jeu dans la construction du détecteur sont à l'état de recherche et développement, et on ne pourra donc les détailler ici. C'est pourquoi nous nous contenterons de les décrire dans leurs principales fonctions et contraintes.

III.1.1 Les lignes de détection

Le principe de base des lignes de détection est simple : chacune d'elle est constituée d'étages supportant un certain nombre de modules optiques. Elle est maintenue en position verticale par sa propre flottaison, et est ancrée au fond de la mer. La partie active de la ligne est constituée d'un assemblage de segments élémentaires, tous identiques. Ainsi, en plus du confort d'utilisation apporté par leur interchangeabilité, ils pourront être produits et testés de façon économique et garantissant leur qualité. La ligne sera connectée au câble lui fournissant de l'énergie, par l'intermédiaire d'un engin submersible habité. En revanche, sa déconnexion sera automatiquement déclenchée par un ordre acoustique.
Chaque segment élémentaire de la ligne est constitué de modules optiques fixés sur un cadre support, d'un module de contrôle local abritant une partie de l'électronique d'acquisition, et de câbles électromécaniques. Le premier de ces segments est connecté au module de contrôle principal de la ligne, situé au bas de celle-ci, par l'intermédiaire d'un câble électromécanique long de cent mètres. Un dispositif mécanique assure l'ancrage de la ligne au fond de la mer, et permet la connexion au réseau apporté par le câble électro-optique ainsi que la déconnexion et la récupération de la ligne. Nous avons représenté schématiquement l'ensemble de ces éléments sur la figure III.2.
L'optimisation du détecteur est actuellement en cours, et nombre de caractéristiques n'ont pas encore été fixées définitivement. Toutefois, dans un souci d'économie, il a été décidé que :

- il y aura au plus quarante-huit segments de détection par ligne

FIG. III.1 – *Une vue d'artiste du télescope à neutrinos envisagé par ANTARES : des lignes équipées de photomultiplicateurs sont immergées par 2300 m de fond, et reliées à la côte par un câble électro-optique. Un sous-marin assure la connexion des différentes lignes à ce câble. Chaque détecteur mesure typiquement 400 m de hauteur pour 1m60 de large, et 100 m séparent les lignes entre elles.*

- le nombre de modules optiques par segment sera de deux, trois ou quatre
- la longueur des segments sera de huit mètres au moins et de trente-deux mètres au plus
- le nombre total de photomultiplicateurs équipant le détecteur ne devra pas dépasser un nombre situé entre mille et mille cinq cents
- la profondeur maximum pour installer le détecteur sera de deux mille cinq cents mètres
- les éléments immergés devront fonctionner pendant trois ans minimum avant maintenance, l'ensemble du détecteur devant être opérationnel au moins dix ans

Le dispositif d'ancrage n'est pas qu'un simple lest. Bien sûr, il doit être suffisamment lourd pour assurer la stabilité de la ligne, soumise dans son ensemble à l'action des courants marins qui la déforment. Mais il doit aussi permettre l'installation de la ligne de façon simple et précise, de connaître sa position avec précision, et être optimisé pour la manœuvre lors des opérations de déploiement et de récupération : installation à bord du bateau assurant ces opérations, résistance aux chocs, stabilité lors de la descente. Evidemment, il doit résister (comme tous les éléments du détecteur) à la corrosion et à l'usure. Il doit également permettre au sous-marin chargé de connecter la ligne d'opérer aussi facilement que possible, et en toute sécurité. De plus, la ligne doit pouvoir être déconnectée de son câble ainsi que du lest à tout moment sur ordre acoustique envoyé par le sous-marin ou depuis la surface, en cas de panne ou de difficulté rencontrée lors de l'opération, et remonter verticalement. Un tel système a été réalisé, et testé avec succès lors d'une campagne en mer en décembre 1998 ; nous y reviendrons dans la section III.1.6.

Le câble électromécanique est un élément essentiel, ayant à la fois la charge de transmettre les signaux et de constituer le corps de la ligne. Cette double fonction permet de réduire le nombre de câbles, donc de connexions (et ainsi, le risque de ruptures, fuites, etc.), et diminue le prix d'une ligne. Cette diminution de coût est aussi assurée par la standardisation des tronçons, produits en masse par un fabricant. Ce câble devra pouvoir résister aux tensions et torsions, et être antigiratoire pour éviter que la ligne ne tourne sur elle-même, entraînant d'importantes contraintes pouvant aboutir à des arrachages de connecteurs. Il doit également résister à la pression, à la corrosion, être étanche … et d'une couleur telle qu'il ne réfléchira pas la lumière ! D'un point de vue électrique, il assure la liaison entre deux modules de contrôles locaux. Cela peut se faire par l'intermédiaire de câbles électriques ou bien par des fibres optiques.

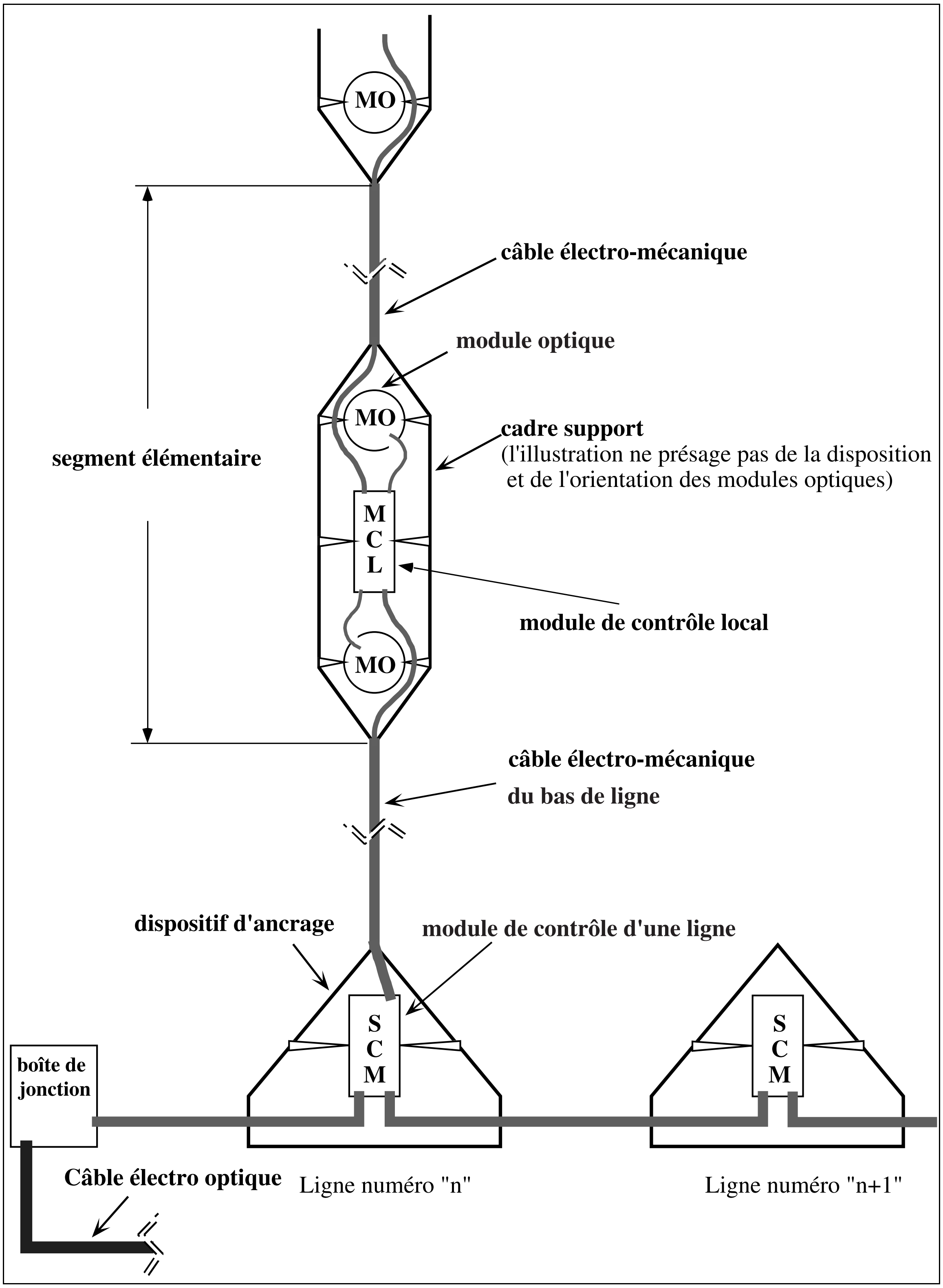


FIG. III.2 – *Représentation schématique de la disposition des divers éléments constituant le détecteur. Ces éléments sont décrits en détails dans le texte.*

Le segment élémentaire comporte le câble électromécanique, un module de contrôle local abritant de l'électronique, et le cadre support de modules optiques (se reporter à la section III.3 qui leur est entièrement consacrée). Par ailleurs, ce cadre maintient le module de contrôle local, et certains seront équipés en plus d'un hydrophone faisant partie du système de positionnement global de la ligne. Le cadre comporte également un système d'inclinomètres et de compas permettant de connaître la position et l'orientation de chaque module optique. Il doit également assurer l'interface mécanique avec les deux câbles électromécaniques qui le jouxtent, l'un au-dessus et l'autre en dessous de lui. Il doit être optimisé de façon à présenter le plus grand champ de vision pour les photomultiplicateurs, avoir de bonnes propriétés hydrodynamiques, ne pas donner lieu à la réflexion de la lumière, ne pas avoir de propriétés magnétiques qui perturberaient le fonctionnement des photomultiplicateurs, et, comme tous les autres éléments, résister à la corrosion. Il faut aussi pouvoir protéger facilement les modules optiques lors de la manutention de la ligne, entre l'installation des modules et la mise à l'eau.

Pour finir, le haut de la ligne est conçu essentiellement pour assurer la flottabilité nécessaire pour maintenir la ligne en position verticale ainsi que pour permettre sa remontée à la surface de la mer après déconnexion du lest. Il doit aussi pouvoir être utilisé comme sommet de ligne lors des opérations de déploiement et de récupération. Les dimensions et la forme du système de flottaison sont définies pour minimiser les effets hydrodynamiques sur la ligne, tels la dérive et la vibration, tout en assurant une tension suffisante. Un modèle a été réalisé pour faire cette étude hydrodynamique, et un test en bassin a eu lieu.

III.1.2 Transport d'énergie et des données

Le transport de l'énergie et des données est assuré par l'intermédiaire d'un câble abritant à la fois une liaison électrique (pour l'énergie) et des fibres optiques (pour les données).
Du point de vue de l'énergie, il s'agit de fournir un kiloWatt par ligne de détection, et cela à une distance maximum de cinquante kilomètres de la station côtière, au travers d'un seul câble, du moins jusqu'à ce que huit lignes soient installées. Cet objectif est compatible avec l'opération de quatre-vingt modules optiques par ligne, chacun nécessitant trois Watts. Le retour du courant électrique se fait par la mer, et cela que le courant soit continu ou alternatif. Ceci est possible grâce à une anode installée à proximité du module de contrôle de la ligne, et une électrode plantée dans le sol proche de la station à terre. Une boîte de jonction est chargée de recevoir le câble

électro-optique ainsi que le câble d'anode, et abrite également des convertisseurs, qui transforment le courant avant de le redistribuer au module de contrôle des différentes lignes. L'un des principaux problèmes au niveau de cette boîte de jonction est la dissipation de la chaleur produite par les convertisseurs, qui doit être facilitée par l'utilisation d'un bain d'huile.
Les données, provenant aussi bien de la ligne (modules optiques, positionnement et contrôle lent) que de la côte (contrôle lent) voyagent sous la forme d'impulsions lumineuses. Elles sont codées et décodées par l'intermédiaire de diodes laser.

III.1.3 Electronique

L'électronique sera entièrement numérique. A la base se trouve une puce conçue et développée spécifiquement pour ANTARES chargée de numériser la forme des impulsions produites par les photomultiplicateurs et située à l'intérieur même des modules optiques. Ce circuit, baptisé ARS pour Analogue Ring Sampler est un ASIC (Application Specific Integrated Circuit). L'idée d'utiliser d'un tel circuit remonte à 1996 et est due à D. Nygren [134]. En effet, son utilisation présente de nombreux avantages par rapport à ceux de FADC (Flash Analog to Digital Converter) traditionnels :

- quelques centimètres cubes sont nécessaires pour l'abriter
- la consommation d'énergie est minimale (200 mW environ)
- le circuit ne vieillit quasiment pas, et est ainsi très sûr pendant au moins dix ans
- il est possible de le produire en grande quantité, ce qui rend son prix très abordable (environ cent francs ou treize euros par circuit)
- il est possible de construire le circuit selon nos propres spécifications

Cette puce échantillonne en permanence le signal de sortie du photomultiplicateur qui lui est associé, à une fréquence réglable pouvant aller de 300 MHz à 1,5 GHz, et maintient l'information stockée dans un tableau de cent vingt-huit condensateurs, en attente d'un déclenchement de niveau 0. Alors, l'information est digitisée par un ADC (Analogue to Digital Converter) externe.
De façon à réduire le temps mort et le flot de données, un autre ASIC a été développé, dédié au traitement des impulsions simples correspondant à un ou plusieurs photoélectrons. La première partie de cette puce réalise une discrimination sur la forme de l'impulsion (PSD - Pulse Shape Discrimination), déclenchée par l'un des trois critères suivant :

- franchissement d'un certain seuil en amplitude, correspondant à plusieurs pho-

toélectrons (pour les grandes impulsions)
- durée de l'impulsion au-dessus d'un certain seuil pour une amplitude supérieure à quinze nanosecondes (pour les impulsions larges)
- deux impulsions distinctes séparées de moins de soixante nanosecondes (impulsions multiples)

Si aucune de ces conditions n'est réalisée, seuls la charge totale de l'impulsion et son temps d'arrivée sont enregistrés. C'est que l'on appelle le mode de fonctionnement «simple photoélectron», et il représente environ 99% des cas. Dans 1% des cas restants, l'ARS est utilisé pour décrire précisément la forme de l'impulsion qui sera analysée à terre.
Une nouvelle version du circuit est actuellement à l'étude, afin d'intégrer sur la même puce toutes les fonctions des deux ARS que nous venons de décrire, avec en plus les ADCs, DACs et l'interface au contrôle lent. Une mémoire sera implémentée pour garder l'information en mode simple photoélectron pendant suffisamment de temps pour attendre la formation et la propagation du déclenchement de niveau 2, qui nécessitera environ dix microsecondes pour un détecteur d'une dizaine de lignes. Il sera possible d'utiliser jusqu'à quatre mémoires du même type dans le même module optique digital, permettant ainsi d'utiliser de gros photomultiplicateurs (plus de vingt-cinq centimètres de diamètre) pour lesquels les taux de comptage permanents liés au bruit de fond optique des désintégrations du ^{40}K (voir section IV.1) pourront dépasser soixante kiloHertz. Elles permettront aussi d'attendre l'ordre de déclenchement, qui pourra prendre jusqu'à trente microsecondes dans un détecteur de taille kilométrique.

On ne peut pas ramener à terre ni enregistrer l'ensemble des données prises par les photomultiplicateurs : chacun d'eux compte des impulsions à une fréquence moyenne de cinquante kiloHertz, compte tenu du bruit de fond lumineux ambiant, comme nous le verrons dans la section IV.1 consacrée à la mesure de cette composante, et cela donnerait lieu à un flux de données colossal. C'est pour cela que l'on met en place un système de filtrage des données à plusieurs niveaux, le passage d'un niveau à celui qui le suit étant déclenché par la réalisation de certains critères.
L'ensemble du système de déclenchement d'acquisition d'ANTARES est encore à l'étude : en effet, sa réalisation est complexe car elle dépend des types d'événements qui sont sélectionnés. Or, ANTARES s'intéresse à deux types de physique : l'astronomie neutrino demande de pouvoir reconstruire des traces de muons passant dans toutes les directions, tandis que la recherche de particules de matière noire ou des oscillations de neutrinos s'intéresse essentiellement à des traces ascendantes et quasi verticales. Ces deux domaines ne sont pas incompatibles, mais compliquent la définition du système de déclenchement. De plus, il ne faut pas oublier le bruit de fond. Voici ce

que pourrait être le système de déclenchement dans le cadre de la recherche de muons quasi verticaux ascendants :

- Niveau 0 : lorsque l'une des impulsions d'un photomultiplicateur dépasse un certain seuil en amplitude, l'ARS associé arrête l'échantillonnage des signaux qu'il reçoit, et envoie un ordre (une porte analogique) au module de contrôle local (LCM pour Local Control Module) auquel il est rattaché.
- Niveau 1 : si au cours des quinze nanosecondes qui suivent (correspondant à environ cinq nanosecondes de transit d'une trace entre deux modules optiques d'un étage plus dix nanosecondes de largeur de la porte), le LCM reçoit un ordre du même type provenant d'un autre module optique (il y aura probablement trois modules optiques associés à chaque LCM), alors un signal est envoyé au module de contrôle de la ligne de détection (SCM pour String Control Module).
- Niveau 2 : si au moins une autre paire de modules optiques a envoyé son signal de niveau 1 à l'intérieur d'une porte de deux cent cinquante nanosecondes décalée dans le temps selon la position du LCM dans la ligne (ce qui correspond à deux étages de détection touchés le long de la ligne), alors le critère de niveau 2 est rempli. On envoie à la côte l'information relative aux impulsions des photomultiplicateurs qui étaient restées mémorisées dans les ARS.
- Niveau 3 : un circuit programmable extrêmement rapide (de type FPGA pour Field Programmable Gate Array) vérifie que les signaux injectés correspondent à un certain schéma temporel prédéfini, correspondant, par exemple ici, à une trace de muon ascendant quasi verticale : on garde les impulsions à l'intérieur d'une fenêtre de vingt nanosecondes autour de la trace définie par deux étages touchés. Si le critère est rempli, on passe à l'étape suivante.
- Niveau 4 : une ferme d'ordinateurs (des compatibles PC) utilise les signaux pour tenter de reconstruire la trajectoire du muon, gardant les impulsions arrivant dans une fenêtre de huit nanosecondes autour de la trajectoire prédéterminée en sortie du FPGA. Si une trace est trouvée, les informations sont enregistrées sur disque.

Les taux de déclenchement obtenus à chacun de ces niveaux sont indiqués dans la table III.1. Ceci n'est qu'un exemple : la valeur des différents délais temporels représente toute une optimisation encore en cours. En effet, plus les délais sont longs et plus on dispose d'informations physiques, mais plus on a de bruit de fond aussi. A l'inverse, des portes trop courtes rejettent des données indispensables à la reconstruction des traces, et font donc perdre des événements. Notons aussi que le critère de niveau 2 peut être réalisé à l'intérieur du conteneur électronique principal, qui relie les différentes lignes de détection entre elles : en effet, l'astronomie neutrino demande des informations venant de toutes les lignes, et donc des coïncidences doivent être réalisée entre elles.

Type de déclenchement	Taux associé (Hz)
Muons atmosphériques ($E > 100$ GeV)	
Au moins une paire de modules optiques touchée	30
Muons induits par les neutrinos atmosphériques ($E > 5$ GeV)	
Taux de muons traversant le détecteur	$2{,}20 \times 10^{-4}$
Bruit de fond optique	
Taux de comptage d'un module optique	40000
Niveau 1, par paire de modules optiques	64
Niveau 1, par Module de Contrôle Local	150
Niveau 1, ensemble du détecteur	115200
Niveau 2, ensemble du détecteur	3017
Niveau 3, ensemble du détecteur	412

TAB. III.1 – *Taux de déclenchements attendus pour divers signaux, et après application des critères décrits dans le texte. Le détecteur considéré consiste en seize lignes de détection, chacune équipée de quarante-huit étages distant de huit mètres entre eux et comportant trois modules optiques répartis sur un cercle de un mètre soixante de diamètre. Ce détecteur est l'un de ceux envisageables pour l'étude des muons ascendants quasi verticaux.*

III.1.4 Calibrage

Les méthodes pour calibrer le détecteur aussi bien en temps qu'en position sont encore à l'étude et leurs conclusions sont très préliminaires. Le long d'une ligne, un calibrage des modules optiques adjacents pourrait être assuré par des LEDs bleues placées à l'intérieur des modules optiques et émettant de façon pulsée. Ceci a l'avantage de prendre en compte la différence du temps de transit entre les différents photomultiplicateurs ainsi que la dispersion du temps de transit interne de chaque photomultiplicateur. Un test en grandeur réel d'un dispositif basé sur ces LEDs pulsées a montré que leurs impulsions sont visibles à cinquante mètres de distance.
Il faut utiliser des sources de lumière beaucoup plus puissantes pour parvenir à synchroniser les modules optiques appartenant à des lignes différentes. Idéalement, ces sources devraient émettre à une longueur d'onde la plus proche possible de celle qui est la moins atténuée dans l'eau de mer (égale à 470 nm), et émettre leur lumière le plus efficacement dans l'angle solide le plus grand possible. La dispersion temporelle des impulsions devra être de l'ordre de la nanoseconde de façon à atteindre la résolution angulaire désirée concernant la détection des muons de très haute éner-

gie[1]. La technologie exacte à utiliser est à l'étude ; le choix se fera entre des lasers solides pulsés ou des lampes émettant des flashs. Des lasers Nd-YAG (émettant dans le vert), suffisamment puissants et de largeur d'impulsion adéquate sont disponibles sur le marché. Mais en plus de posséder ces caractéristiques[2], les lasers devront être de taille réduite, sans quoi il ne pourront être logés dans les sphères résistantes à la pression actuellement disponibles. A l'heure actuelle, il n'existe pas de laser solide émettant dans le bleu, mais il est fort possible que ceux-ci soient disponibles dans un futur proche, ce qui augmenterait considérablement leur portée à énergie donnée, par opposition aux lasers verts.

III.1.5 Positionnement et contrôle lent

Les lignes de détection étant en permanence déformées par les courants marins, il est obligatoire de connaître à chaque instant la position de chaque photomultiplicateur, et cela avec une précision relative meilleure que vingt centimètres. C'est cette précision relative qui permet la reconstruction des muons avec la résolution angulaire souhaitée (rappelons que la lumière, dans l'eau, parcourt environ vingt-deux centimètres par nanoseconde.). D'autre part, la recherche de sources ponctuelles de neutrinos cosmiques demande de connaître la position absolue du détecteur par rapport au ciel : les simulations informatiques ont montré qu'une précision de deux mètres sur ce positionnement absolu est nécessaire pour obtenir une détermination de la position d'une source cosmique avec une précision de 0,2°.
Le positionnement absolu est effectué à l'aide d'une triangulation acoustique, entre des balises acoustiques à basse fréquence et un bateau situé en surface équipé d'un GPS (Global Positioning System) différentiel. La mise en place par deux milles trois cents mètres de profondeur de quatre balises, servant par ailleurs au positionnement relatif, a eu lieu au cours de l'été 1998, quand ont pris place les tests de système de positionnement complet et l'immersion de la première ligne prototype d'ANTARES. La position de chacune de ces balises, situées aux sommets d'un carré d'environ deux cents mètres de côté, a été déterminée avec une précision de un mètre.
Le positionnement relatif du détecteur est basé sur deux opérations :

- une triangulation acoustique est effectuée entre quatre hydrophones (distancemètre) répartis le long de la ligne de détection et quatre balises acoustiques externes (transpondeurs), placées sur le sol, autour de la ligne. Ceci permet de

1. Des simulations informatiques ont montré que la résolution angulaire du détecteur, après reconstruction complète, dépend linéairement de la résolution temporelle globale : 0,2° par nanoseconde
2. Plusieurs dizaines de nanojoules sont requis pour que la lumière émise par un laser Nd-YAG à 532 nm voyage sur au moins cent cinquante mètres, atteignant ainsi plusieurs lignes de détection.

connaître la position de chaque hydrophone avec une précision de dix centimètres.
- les mesures de l'angle d'inclinaison local ainsi que de l'orientation géomagnétique sont effectuées par un ensemble d'inclinomètres et de compas magnétiques situés le long de la ligne[3].

La reconstruction de la forme de détecteur, aboutissant au positionnement relatif de chaque module optique, est basée sur la combinaison de ces deux types d'informations. Nous pouvons préciser que les systèmes standard de positionnement acoustique disponibles sur le marché ne sont pas capables de fournir la précision nécessaire pour ANTARES. C'est donc un nouveau type de système à hautes fréquences qui a été développé pour nos besoins. Il ne faut pas non plus oublier que la vitesse du son, dont la connaissance est cruciale pour l'opération de triangulation, varie avec la température, la salinité et la pression. C'est pour cette raison qu'il est adjoint à tout le dispositif une sonde conductivité - température - profondeur, capable de mesurer ces trois paramètres avec une grande précision. Un célérimètre acoustique est également utilisé pour référence globale à la base du détecteur. L'ensemble du dispositif a été testé avec succès lors des immersions du premier prototype d'une ligne de détection, aux mois de juillet et septembre 1998 [135]. Nous reviendrons sur ce prototype et ces campagnes de validation dans la section III.2.

Le système de contrôle lent assure la lecture et le contrôle des divers instruments équipant le détecteur : réglage de la tension d'alimentation de chaque photomultiplicateur, opération des éléments assurant le calibrage et le positionnement ... Toutes les données voyagent au travers du câble électro-optique et leur transfert repose sur la technologie d'un réseau de bus de terrain développé à l'origine pour l'industrie, du nom de WorldFip. Pour plus de renseignements relatifs à cette partie très technique du projet, on ira consulter la référence [133].

III.1.6 Déploiement des lignes

Cette étape est évidemment cruciale, et l'expertise de l'IFREMER ainsi que de la DGA a permis de mettre au point des procédures permettant de mettre une ligne à l'eau. Pour se faire, on utilise un bateau à positionnement dynamique permettant de rester à un point déterminé. La ligne est rangée sur le pont, toutes les connexions ayant été réalisées à terre. Toute l'opération de déploiement est surveillée à la surface

3. La première ligne de détection déployée par ANTARES sera équipée de douze petits conteneurs, abritant chacun deux inclinomètres (précision : 0,05°) et un compas (précision : 0,3°).

de l'eau par des plongeurs, qui vérifient que tout se déroule convenablement (qu'il n'y a pas de câbles qui s'emmêlent, par exemple).
Le lest est mis à l'eau en premier, puis les cadres supports de modules optiques sortis un par un de leur zone de stockage. La ligne est ainsi immergée étage par étage, en position verticale et en tension. Une fois le haut de la ligne mis à l'eau, la descente de tout le dispositif est effectuée à vitesse constante et maîtrisée par l'intermédiaire d'un câble déroulé depuis le bateau. La progression de la descente est surveillée grâce à un sonar. A l'arrivée, on décroche le câble par une commande acoustique. Il ne reste plus qu'à connecter la ligne au réseau.
Pour se faire, on déploie à proximité de la ligne un touret, à l'intérieur duquel est enroulé le câble à connecter. Un sous-marin habité (par exemple *le Nautile* de l'IFREMER, connu par ailleurs pour ses opérations sur l'épave du Titanic) vient alors se saisir du connecteur situé à l'une des extrémités du câble, déroule celui-ci en tirant dessus, et vient placer le connecteur dans la prise équipant le lest, puis le recouvre avec une fourche qui le maintient en place. La figure III.3 représente ces opérations. L'autre extrémité du câble ira rejoindre soit une autre ligne, soit une boîte de jonction principale située à l'extrémité du câble électro-optique allant à la côte.
Lorsque l'on voudra remonter la ligne, un ordre acoustique de largage sera envoyé, ayant pour effet de décrocher la ligne de son lest. La flottaison de la ligne tirera sur le connecteur, toujours maintenu par la fourche. La tension ainsi exercée déconnectera la ligne du réseau. Ce système permet de ne pas recourir à l'utilisation d'un sous-marin pou la récupération. De plus, le connecteur reste en place et pourra être réutilisé quand la ligne sera redéployée.

Au cours d'une campagne effectuée au mois de décembre 1998, nous avons pu valider en grandeur réelle les procédures de connexion et déconnexion des lignes, grâce à l'utilisation du sous-marin *le Nautile*. Les opérations ont été couronnées de succès. L'utilisation du sous-marin a également permis d'effectuer une reconnaissance visuelle de la zone définie pour l'ensemble des opérations ANTARES : nous y reviendrons dans la section consacrée à l'évaluation des sites.

Beaucoup de travaux de recherche et développement sont en cours, comme nous venons de le voir. Plusieurs réponses aux questions encore ouvertes seront apportées par la réalisation de la toute première étape du projet ANTARES : le déploiement et l'opération d'une première ligne. Nous allons maintenant décrire ce dispositif, ainsi que son test final qui a pris place en septembre 1998, avant une mise en place pour opération qui pourrait avoir lieu fin mai 1999.

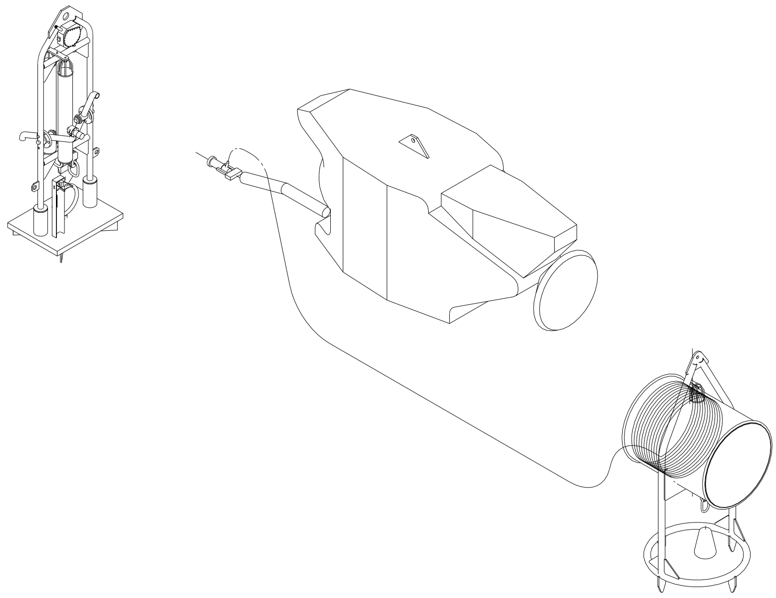


FIG. III.3 – *Principe de la connexion sous-marine d'une ligne de détection au réseau : un sous-marin habité vient dérouler le câble, et branche le connecteur qui le termine sur le lest de la ligne, déployé au préalable. L'autre extrémité du câble est ensuite connectée à une autre ligne ou sur la boîte de jonction principale terminant le câble électro-optique reliant le détecteur à la côte.*

III.2 Le démonstrateur ANTARES

La première ligne qui sera mise en place par ANTARES est le produit des toutes premières considérations de la collaboration, que ce soit au niveau de la mécanique, de l'électronique, du choix des photomultiplicateurs ... et nombre de ces choix ne seront pas conservés pour le futur. Cependant, le but de cette ligne est avant tout de démontrer la faisabilité de son déploiement et de son opération : jamais encore un tel détecteur n'a été déployé en haute mer et connecté à un câble électro-optique permettant de ramener des données à la côte, puis maintenu en opération [4]. Le succès de ces opérations et, au final, la reconstruction de muons atmosphériques, sont donc d'une importance cruciale.

4. Rappelons que le détecteur mis en place dans des conditions similaires par la collaboration DUMAND n'a fonctionné que pendant dix-huit heures.

III.2.1 La première ligne de détection

Au début du projet ANTARES, il fut décidé que le déploiement d'un premier détecteur constitué d'une seule ligne équipée aurait lieu en Méditerranée, au large de Toulon. Ce site, que nous avons exploré depuis en détails (voir le chapitre IV) a été retenu pour sa grande profondeur (2300 m), tout en étant situé à seulement quarante kilomètres de la côte, et plus précisément de la ville de Toulon où l'IFREMER dispose d'une partie de ses équipements. Un terrain a été mis à notre disposition par la mairie de La Seyne-sur-Mer, commune proche de Toulon, pour installer le local abritant l'électronique d'acquisition du détecteur ainsi que l'arrivée du câble électro-optique qui permet d'acheminer l'énergie et les données.

Les choix pris pour la conception de la ligne aboutissent à l'architecture représentée schématiquement sur la figure III.4.

Il y a seize étages, distants de quinze mètres. Le premier étage est situé à cent mètres au-dessus du sol. Chacun de ces étages est représenté par un cadre (voir figure III.5), support de deux sphères de verre distantes de un mètre soixante et d'un éventuel conteneur d'électronique. Les étages sont accrochés le long de deux câbles porteurs, le long desquels courent les divers câbles électriques nécessaires. Des écarteurs servent à maintenir la distance entre deux supports, et absorbent les contraintes mécaniques liées aux distorsions de la ligne. Pour les lignes qui seront construites dans le futur, toutes les sphères de verre abriteront un photomultiplicateur, constituant ainsi des modules optiques (décrits en détails dans la section III.3) chargés de détecter la lumière Tchérenkov émise par les muons. Mais en ce qui concerne cette première ligne, il a été décidé que seuls huit modules optiques seront installés, répartis sur six étages consécutifs : les deux premiers et derniers étages ont un seul module, et les deux étages au milieu sont instrumentés de deux modules. Ces modules sont orientés de sorte que les photomultiplicateurs regardent dans la direction horizontale. Ainsi, la partie sensible de cette ligne sera longue de soixante-quinze mètres. Les autres sphères de verre (au nombre de vingt-quatre) seront simplement lestées pour simuler la présence d'un module optique, certaines étant équipées d'un compas et d'inclinomètres qui apporteront des informations sur le comportement mécanique de la ligne.
Ces informations viendront s'ajouter à celles acquises par le système de positionnement à proprement parler. Celui-ci consiste en un réseau de trois compas et inclinomètres associés à trois hydrophones répartis le long de la ligne, un quatrième étant situé sur le système de lest. Ces hydrophones communiquent avec trois autres,

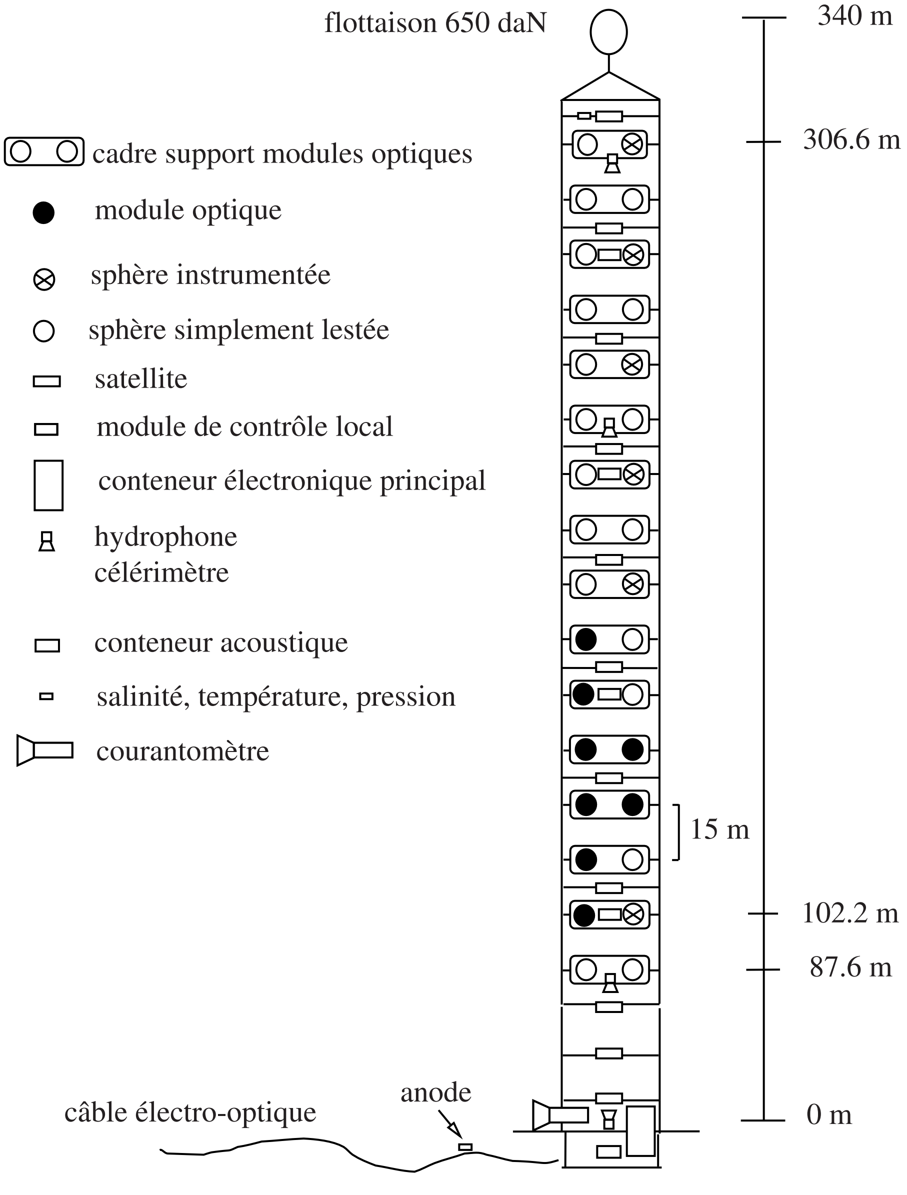


FIG. III.4 – *Représentation de la première ligne prototype d'ANTARES, équipée de 32 étages supportant chacun deux sphères. Huit de ces sphères contiendront un photomultiplicateur, formant ainsi des modules optiques. L'ensemble mesure près de 400 m : la distance entre le lest et le premier étage est de 100 m, et 15 m séparent deux étages consécutifs.*

positionnés sur des stations autonomes réparties autour de la ligne. En communiquant entre eux en permanence, ils réalisent une sorte de triangulation qui permet de connaître la position de chaque élément de la ligne avec une précision meilleure que dix centimètres.
Les signaux analogiques de quatre modules optiques sont envoyés à un même module de contrôle local électronique (deux seront donc opérationnels pour gérer les huit modules optiques équipant cette première ligne), qui sera chargé de les étiqueter et de les multiplexer, avant de les transmettre au système abrité par le conteneur électronique principal situé en bas de ligne, sur le lest. Ce système assure le codage des signaux, permettant de les envoyer à travers deux des quatre fibres optiques du câble allant à la côte.
Le calibrage en temps et en amplitude du détecteur seront effectués grâce à une LED bleue placée à l'intérieur de chacun des huit modules optiques à laquelle des ordres d'impulsion seront envoyés régulièrement. Ces impulsions seront détectées par les modules optiques du ou des étages situé(s) immédiatement au-dessus ou en dessous de l'étage émetteur.
Le lest de la ligne est une structure complexe, comme on peut le voir sur la figure III.6. Il assure non seulement la stabilité du détecteur, mais aussi la connexion avec le câble électro-optique en minimisant les efforts mécaniques sur ce dernier. Il abrite le conteneur électronique principal, et un ensemble d'hydrophones. Ce dispositif sera totalement modifié par la suite, car il ne répond pas aux exigences imposées par les procédures de connexion et déconnexion que nous avons exposées plus haut, et sera donc entièrement revu pour la prochaine ligne de détection envisagée[5].

Il était nécessaire d'effectuer des tests, aussi bien de mécanique que du système de positionnement, avant de déployer ce détecteur et de le maintenir en opération. C'est tout d'abord la «base longue» du dispositif acoustique qui fut mise en place et testée avec succès sur le site ANTARES. D'autre part, une première opération de la ligne entièrement assemblée (à l'exception des modules optiques) et mise sous tension a eu lieu, en juin 1998 : la ligne est restée immergée sous quelques mètres d'eau pendant plusieurs heures, rangée dans son support de stockage. Cette opération s'étant parfaitement déroulée, la ligne a pu être déployée une première fois, par seulement quatre cents mètres de fond, en juillet 1998 : il était ainsi possible de mettre la ligne

5. Les procédures de déploiement prévoient en effet de remonter dans une première étape le câble électro-optique déjà en place, et de le connecter à la ligne sur le pont du bateau assurant la mise à l'eau. L'ensemble est déployé, puis une queue de dragage prolongeant la ligne est déposée sur le sol à proximité. Pour remonter la ligne, il faudra utiliser cette queue de dragage en l'accrochant puis en tirant dessus, faisant remonter la ligne dans son suivi.

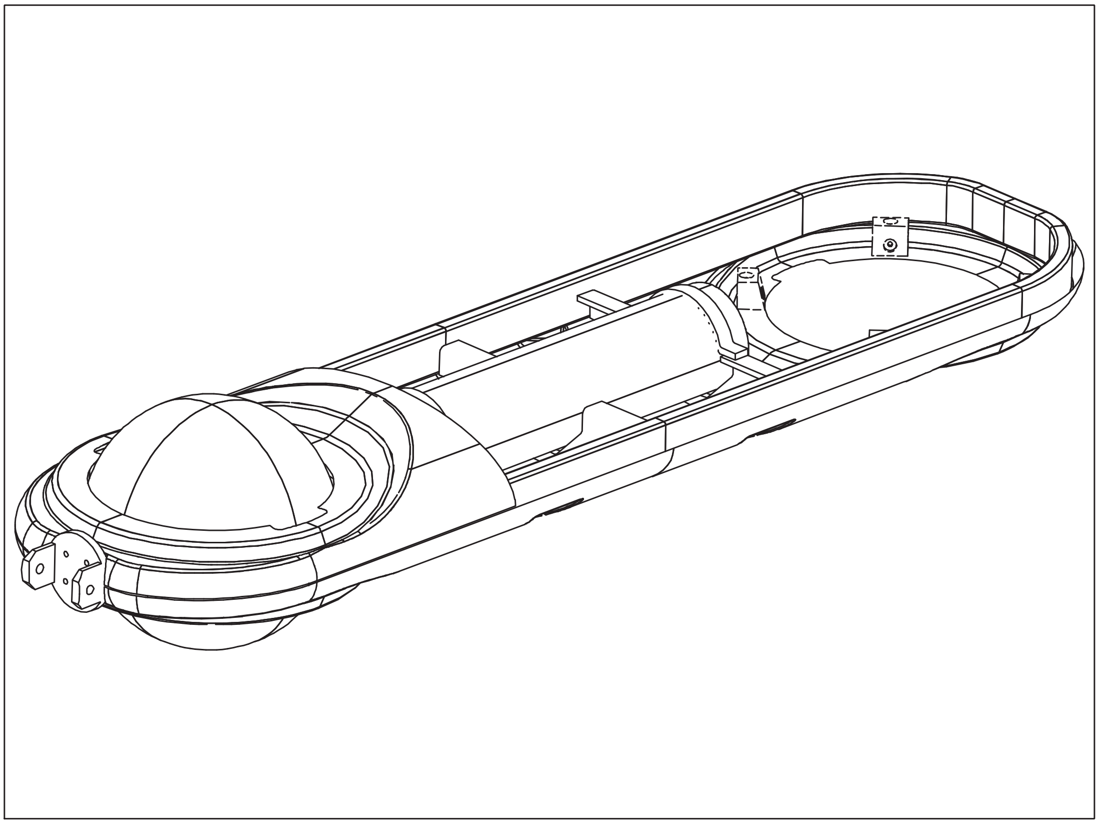


FIG. III.5 – *Représentation du support de modules optiques utilisé pour la première ligne d'ANTARES, long de 1m60. Deux modules optiques peuvent y prendre place, ainsi qu'un conteneur abritant l'électronique locale. Les divers câbles électriques et mécaniques nécessaires sont accrochés aux extrémités du support. La partie centrale est protégée par une coque — non visible sur ce schéma — assurant une bonne stabilité hydrodynamique.*

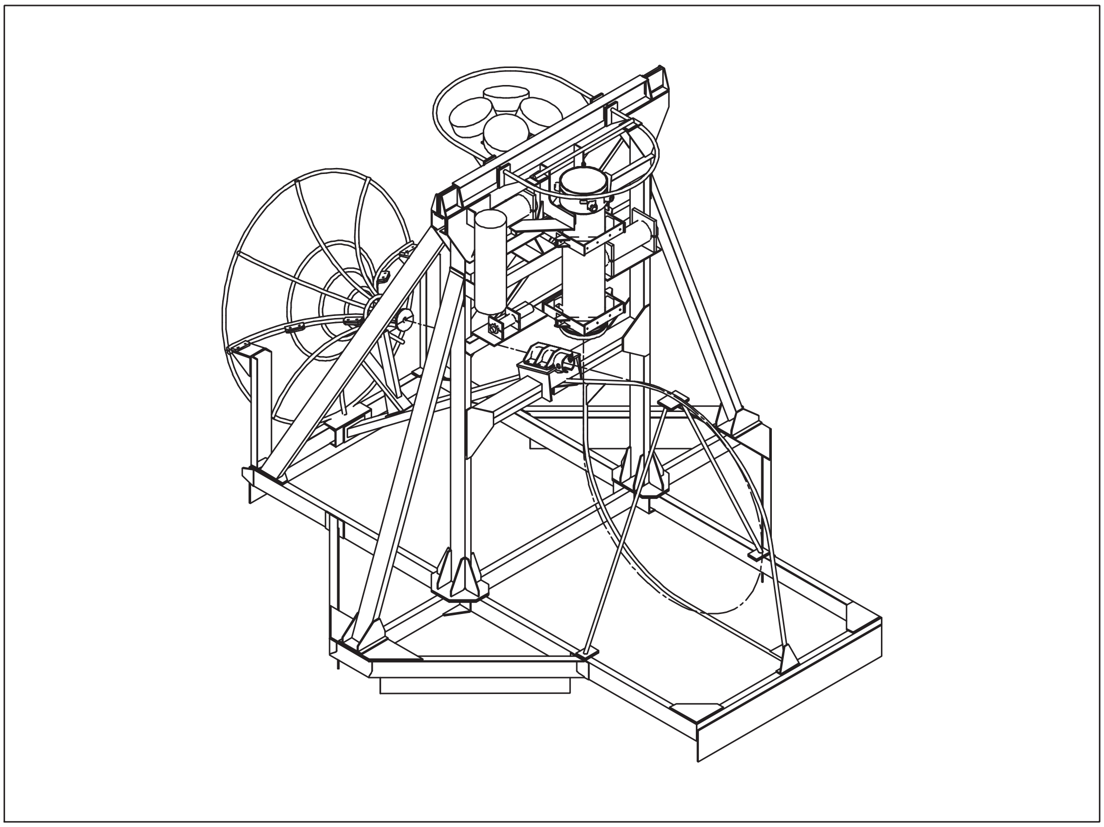


FIG. III.6 – *Représentation du système de lest utilisé sur la première ligne d'ANTARES. L'ensemble mesure environ 4 m de hauteur. La sorte d'entonnoir à gauche est le point d'entrée du câble électro-optique qui relie la ligne à la côte. Le câble pénètre ensuite dans le conteneur électronique principal. Au sommet, les quatre hydrophones utilisés pour le calcul de la forme de la ligne.*

à l'eau comme prévu par les procédures de déploiement en haute mer, et de la maintenir verticale, tout en facilitant les opérations de récupération dans l'hypothèse où quelque chose se serait mal passé. La dernière étape consistait à effectuer le déploiement de la ligne sur le site ANTARES, la maintenir sous tension quelques heures en prenant des données relatives à son comportement mécanique et à son positionnement, toujours sans la présence des photomultiplicateurs. Ce test a pu être effectué en septembre 1998, et avec succès encore une fois. Les données relatives au comportement mécanique ont été analysées, et les conclusions de cette étude serviront pour éventuellement améliorer certains paramètres de cette ligne et alimenter les réflexions sur la conception des détecteurs futurs.

Tout est donc prêt désormais pour la réalisation du premier objectif d'ANTARES : le déploiement d'une première ligne de détection et l'exploitation de ses données. Il est prévu que cette opération ait lieu à la fin du mois de mai 1999. Elle aurait due être effectuée quelques semaines plus tôt, mais un problème est survenu au mois de janvier qui a modifié le calendrier originel : le câble électro-optique, un vieux câble de récupération, qui avait été mis en place en mai 1998 entre le site sous-marin et la station de La Seyne-sur-Mer a subi une avarie, vraisemblablement liée à une entrée d'eau alors que le câble était maintenu sous tension, le rendant totalement inutilisable. Une solution aurait été de remplacer ce câble, qui était usagé et nous avait été fourni gracieusement par France Télécom Câble, par un câble neuf. Mais ceci imposait un délai de livraison d'au moins un an. Par ailleurs, son coût est très élevé. Pour pallier cette situation, des négociations ont pris place, qui nous permettent d'utiliser un câble existant qui relie la ville de Marseille à la Corse. Ceci imposait d'intervenir sur le câble pour rendre possible la connexion de la ligne, et déplacer la station qui se trouve à La Seyne-sur-Mer (nécessitant ainsi entre autres d'installer un nouveau dispositif assurant le retour du courant par la mer). Malheureusement, au cours de l'intervention sur le câble (effectuée en mars 1999), il est apparu qu'il est impossible de connecter l'une des fibres optiques chargées d'acheminer à terre les signaux de quatre des huit modules optiques équipant la ligne. Le développement de solutions permettant de transmettre tous les signaux demandant un nouveau délai de plusieurs semaines, il ne sera possible de faire fonctionner que la moitié des modules optiques, mais chacune des deux moitiés pourra être utilisée, à tour de rôle. Ces conditions ne permettent pas de reconstruire des traces de muons atmosphériques, et donc la mise en place de ce détecteur permettra essentiellement de valider, en grandeur réelle, les systèmes de contrôle lent et de positionnement.

III.2.2 Le futur

Cette première ligne de détection que nous venons de décrire n'est que la première étape d'ANTARES, visant à montrer la faisabilité des opérations de déploiement et de maintenance d'un ensemble de modules optiques permettant de reconstruire des trajectoires de muons. Une fois cette étape franchie, la collaboration pourra commencer à construire un détecteur de grande taille qui donnera de premiers résultats physiques. On peut raisonnablement envisager la mise en place d'une première ligne de détection totalement instrumentée en 2001, suivie rapidement par d'autres pour aboutir à un réseau de six ou sept lignes en 2003. L'architecture de ces lignes devra être la même, pour les raisons explicitées dans la section précédente. A l'heure actuelle, les spécifications de cette architecture ne sont pas définies ; seules quelques hypothèses ont été retenues et nous les avons évoquées. En effet : non seulement il est souhaitable d'avoir les résultats de l'opération de la première ligne avant de prendre de décisions trop importantes, mais les travaux de recherche et développement doivent continuer, notamment ceux sur le calibrage en temps et en amplitude. Enfin, et un travail important est consacré à ce point, les simulations informatiques de diverses géométries du détecteur doivent se poursuivre, afin d'estimer leurs performances relatives aux divers objectifs physiques envisagés. Ainsi, les priorités de l'expérience seront définies clairement, et la meilleure architecture pourra être conçue.
Il est cependant un élément qui évoluera très peu, entre maintenant et la construction d'un détecteur de grande taille : il s'agit du module optique.

III.3 Les modules optiques

Le but de l'expérience ANTARES étant la détection de la faible lumière émise par des muons, il est important de disposer des meilleurs éléments optiques possibles. Nous consacrons cette section à la description de cette partie essentielle du détecteur.

Une représentation schématique du module optique ANTARES est présentée sur la figure III.7. Le principal composant de ce module est un photomultiplicateur, inclus dans une sphère de verre résistante aux fortes pressions, avec son dispositif de lecture et un convertisseur de tension. Les aspects mécaniques et optiques de ces modules ont été étudiés en détail dès l'origine du projet ANTARES. Voici quelles conclusions ont été atteintes, concernant les divers éléments.

III.3.1 Les sphères de verre

C'est un élément fondamental du module optique, car elles doivent non seulement résister aux pressions élevées régnantes aux profondeurs abyssales (typiquement plus de trois cents bars dans les sites envisageables pour installer le détecteur), mais aussi offrir une bonne transparence à la lumière Tchérenkov. Leur diamètre intérieur définira aussi la taille maximale du photomultiplicateur qui pourra être utilisé. Les sphères retenues sont produites par la société américaine Benthos ; leur rayon externe est de dix-sept pouces (soit environ 43 cm) et leur épaisseur est de un centimètre et demi. Ces sphères sont garanties pour résister à des pressions pouvant aller jusqu'à six cents bars. Nous avons mesuré une atténuation de la lumière inférieure à 2%, à une longueur d'onde de 450 nm (voir la figure III.8).
Chaque sphère se présente en deux hémisphères, dont l'un est peint en noir de façon à éviter que de la lumière ne puisse rentrer par l'arrière du module et risquer d'être réfléchie sur le photomultiplicateur. Après intégration des divers éléments constituant le module, les deux parties d'une sphère sont refermées et maintenues ensemble à l'aide d'une dépression interne d'environ deux cents millibars. Avant immersion, chaque sphère est testée jusqu'à une pression de quatre cents bars à l'intérieur d'un caisson hyperbare de l'IFREMER, à Brest.

III.3.2 Le contact optique

Un contact parfait et rigide entre le photomultiplicateur et la surface interne de la sphère n'est ni possible ni désirable (cela est lié aux différences de formes géométriques comme au fait que le rayon de la sphère diminue de un à deux millimètres lorsque les fortes pressions lui sont appliquées). C'est donc un gel silicone qui assure à la fois le contact optique et le support mécanique du photomultiplicateur. Bien que son indice de réfraction (n_{gel} = 1,40) ne soit pas identique à celui de la sphère de verre (n_{verre} = 1,48), il est plus élevé que celui de l'eau (n_{eau} = 1,33), et ceci assure qu'un minimum de lumière se trouve réfléchie hors du module optique.
Le photomultiplicateur est englué dans le gel de sorte que celui-ci couvre toute la surface de la photocathode. Une longue phase de dégazage à basse pression pendant la polymérisation du gel permet d'éviter la formation de bulles dans le gel, qui apparaîtraient après fermeture du module optique, en présence de la dépression de deux cents millibars. Compte tenu de la différence de géométrie entre le photomultiplicateur et la sphère, l'épaisseur de gel entre les deux varie de cinq millimètres au sommet à plus de cinq centimètres sur les côtés.
L'atténuation du gel a été mesurée [136], en fonction de la longueur d'onde de la

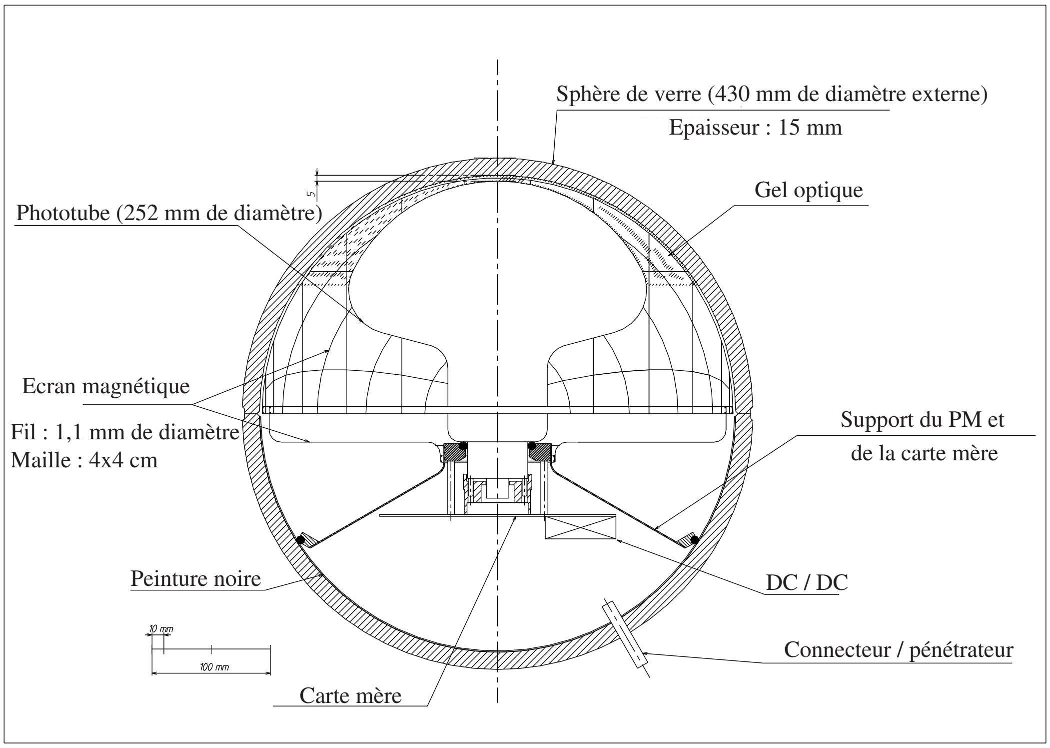


FIG. III.7 – *Coupe schématique du module optique ANTARES utilisé pour la première ligne de détection.*

lumière (voir figure III.8). Ainsi, il a été déterminé qu'au sommet du photomultiplicateur, et à une longueur d'onde de 450 nm, moins de 1% de la lumière est absorbée.

III.3.3 Effet du champ magnétique terrestre

Il est bien connu que les photomultiplicateurs de grande taille sont particulièrement sensibles au champ magnétique terrestre : ce dernier dégrade l'efficacité de collection du phototube, en courbant la trajectoire des électrons émis, principalement entre la photocathode et la première dynode. Cet effet dépend fortement de l'orientation du photomultiplicateur et de la position d'arrivée du ou des photons sur la photocathode.
Une cage, fabriquée à l'aide d'un fil de métal à haute permittivité est utilisée pour protéger le photomultiplicateur de l'effet du champ magnétique terrestre, et ainsi assure une bonne uniformité angulaire de sa réponse. Chaque cage est constituée de deux parties : l'une est hémisphérique et vient recouvrir la photocathode du photomultiplicateur, et l'autre, plate, lui est accrochée. La cage est faite de fil de 1,1 mm de diamètre, et la taille des mailles de la cage (6,8 cm) a été optimisée de façon à

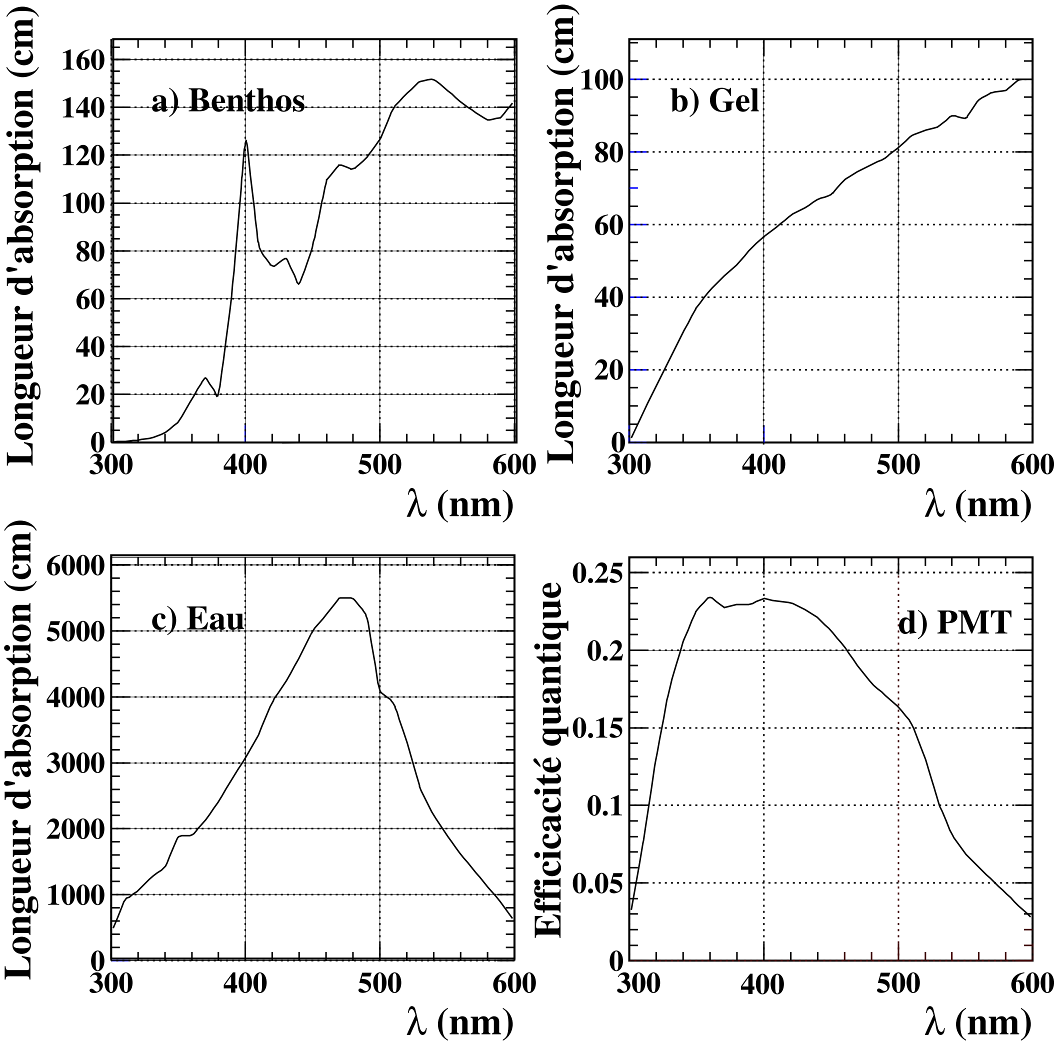


Fig. III.8 – *Paramètres optiques de divers milieux, en fonction de la longueur d'onde de la lumière les traversant : a) et b) : longueur d'absorption pour la sphère de verre et le gel silicone, c) : longueur d'atténuation de l'eau, d) efficacité quantique des photomultiplicateurs Hamamatsu.*

améliorer l'uniformité de la réponse du photomultiplicateur (meilleure que 5%) tout en minimisant la quantité de lumière perdue par effet d'ombre de la cage sur le photomultiplicateur (moins de 5%)[137]. La cage est insérée dans le gel avant fixation du photomultiplicateur, à mi-distance entre la sphère de verre et la photocathode.

III.3.4 Les photomultiplicateurs

La mission essentielle d'un photomultiplicateur est de détecter le plus grand nombre possible de photons porteurs d'informations sur l'événement physique, c'est à dire les photons qui arrivent le plus tôt (qui n'ont pas subi de diffusion). Il a par ailleurs été montré par les simulations informatiques que la résolution angulaire du détecteur, après reconstruction complète, dépend linéairement de la résolution temporelle globale : 0,2° par nanoseconde. Le système de positionnement des photomultiplicateurs permettra de connaître leur emplacement avec une erreur de dix centimètres, soit une demie nanoseconde ; par ailleurs, l'électronique de lecture, le système de distribution de l'horloge, l'étiquetage temporel des événements et le système de calibrage en temps devraient permettre d'aboutir à une précision meilleure que une nanoseconde. Afin de préserver toute cette information, les photomultiplicateurs doivent avoir également une très bonne résolution temporelle intrinsèque (de l'ordre de la nanoseconde). Celle-ci est limitée par la dispersion du temps de transit des photoélectrons, qui reflètent essentiellement la qualité de l'optique d'entrée du phototube. La dispersion de ce temps de transit (TTS, pour Time Transit Spread) est l'un des principaux paramètres guidant le choix d'un photomultiplicateur.
Un autre paramètre important est l'efficacité de détection des photons. Celle-ci résulte du produit de la surface sensible du tube, de l'efficacité quantique de la photocathode, et de l'efficacité de collection des photoélectrons. Ce paramètre global d'efficacité peut être quantifié par des dispositifs comme ceux décrits ci-après, mais il est difficile de le relier directement aux mesures standard effectuées par les fabricants. Aussi, ce sont essentiellement des mesures relatives qui sont utilisées, et comparées à un tube de référence bien connu.
On peut résumer ainsi les critères de sélection d'un photomultiplicateur pour un télescope à neutrinos tel qu'ANTARES : maximiser l'efficacité de comptage des photons (qui donne la surface effective du détecteur) tout en minimisant la dispersion temporelle (qui donne sa résolution angulaire). Ce qui se traduit par : une grande surface de photocathode, une bonne efficacité quantique et une bonne collection des photoélectrons associées à une faible dispersion du temps de transit. Par ailleurs, d'autres critères interviennent comme : le prix du photomultiplicateur, la forme de l'impulsion d'anode qu'il fournit (temps de descente, largeur, ...) , le taux d'impulsions arrivant

hors temps («after pulse»), un bruit d'obscurité raisonnable, le gain (de l'ordre de 10^8), une bonne linéarité associée à une grande dynamique (pour se faire, au moins une dynode sera lue, en plus de l'anode). Enfin, les photomultiplicateurs doivent être capables de résister aux chocs et aux illuminations directes par la lumière solaire qu'ils subissent au cours des immersions et récupérations. L'ensemble précis des spécifications établies pour ANTARES peuvent être trouvées dans la référence [138].

III.3.5 Evaluation des modules optiques

Des efforts considérables ont été fourni depuis 1996 en vue d'optimiser le choix des photomultiplicateurs et des modules optiques dans leur ensemble. Pour se faire, divers dispositifs de tests ont été conçus et développés afin de mesurer et comparer les principales caractéristiques de différents photomultiplicateurs et fournir une caractérisation détaillée de la réponse des modules optiques.
Ainsi, différentes boîtes noires permettent une mesure systématique et précise des caractéristiques suivantes des photomultiplicateurs [139] : gain, dispersion du temps de transit des simples photoélectrons, efficacité relative globale, linéarité et domaine dynamique, bruit d'obscurité, impulsions hors temps, ... Ceci est possible grâce à l'installation, dans ces boîtes, d'une LED rouge, verte ou bleue ou encore d'un laser, qui éclairent le photomultiplicateur de façon homogène. L'une de ces boîtes noires est équipée d'un système mécanique, qui permet à une LED bleue focalisée de parcourir de façon automatisée toute la surface de la photocathode. Il est ainsi possible de contrôler l'homogénéité de la réponse d'un photomultiplicateur ou d'un module optique en fonction de la position de la tache de lumière.
Un dernier dispositif d'importance est un réservoir d'eau, conçu pour reproduire les conditions de fonctionnement d'un module optique de façon aussi proche que possible de celles trouvées dans les profondeurs abyssales. Ce système [140], représenté schématiquement sur la figure III.9, consiste en un réservoir d'acier, cylindrique et étanche à la lumière, haut de un mètre cinquante et de soixante-dix centimètres de rayon, rempli d'eau dont la pureté est assurée par un recyclage constant au travers d'un dispositif de filtrage. Un module optique immergé dans ce réservoir détecte la lumière Tchérenkov produite par des muons atmosphériques quasi verticaux le traversant (d'énergie supérieure à 0,6 GeV).
Le passage de ces muons atmosphériques est détecté par deux plans de barres de scintillateurs croisées, situées approximativement à un mètre au-dessus et en dessous du réservoir. Ces barres sont lues à l'une de leurs extrémités par un photomultiplicateur, et l'ensemble des signaux est multiplexé pour déclencher un système d'acquisition. Les deux plans supérieurs permettent de déterminer le point d'entrée du muon, tandis que

les deux plans inférieurs donnent son point de sortie. Les coordonnées horizontales de chaque point sont mesurées avec une précision inférieure à six centimètres. A partir de la trajectoire, la distance entre la trace du muon et le centre du module optique peut être calculée avec une précision de deux à trois centimètres.
Une motorisation permet au module optique de tourner autour de son axe horizontal (passant au centre du module et perpendiculaire à l'axe du réservoir), rendant ainsi possible la mesure de la réponse du module optique à différents angles d'incidence des muons. L'angle zénithal θ_{OM} du photomultiplicateur peut varier de 0° (photomultiplicateur vertical regardant vers le haut) à 180° (photomultiplicateur vertical regardant vers le bas).
Un exemple de résultat obtenu avec ce réservoir est visible sur la figure III.10 : nous y avons représenté la réponse d'un module optique (contenant un photomultiplicateur de 10" de diamètre Hamamatsu, de type R7081-20) en fonction de l'angle θ_{OM} entre la direction pointée par le photomultiplicateur et le muon incident. Comme on peut le constater, le module optique donne une réponse de cinquante-deux photoélectrons en moyenne, pour des muons de 1 GeV passant à un mètre de son centre, dans le cas d'une illumination maximale ($\theta_{\mathrm{OM}} = 42°$, compte tenu de l'angle Tchérenkov). L'acceptance angulaire effective du module optique, définie comme la région angulaire dans laquelle le module optique voit plus de la moitié du signal obtenu pour cette orientation optimale, est de l'ordre de plus ou moins soixante-dix degrés.

Depuis l'origine du projet ANTARES, cinq modèles de photomultiplicateurs ont été testés. Le tout premier modèle, un photomultiplicateur de quinze pouces de diamètre produit par la société Hamamatsu (modèle R2018) utilisé par la collaboration NESTOR, a été rapidement rejeté : il est apparu que la structure des dynodes est très fragile et peut être facilement brisée, le bruit d'obscurité montrait d'importantes variations au cours du temps (il pouvait monter brusquement jusqu'à 200 kHz), et par ailleurs la forme des impulsions correspondant à un simple photoélectron montrait de fortes irrégularité. En revanche, les quatre modèles suivants sont dignes d'intérêt. Il s'agit des :

- Hamamatsu R5912-02, de 8" de diamètre, à 14 étages d'amplification
- Hamamatsu R7081-20, de 10" de diamètre, à 14 étages d'amplification
- Electron Tubes Ltd 9353, de 8" de diamètre, à 12 étages d'amplification
- Electron Tubes Ltd D694, de 11" de diamètre, à 12 étages d'amplification

Une description détaillée des résultats de l'évaluation de ces différents appareils peut être trouvée dans les références [139, 140]. Nous résumons quelques-uns de ces

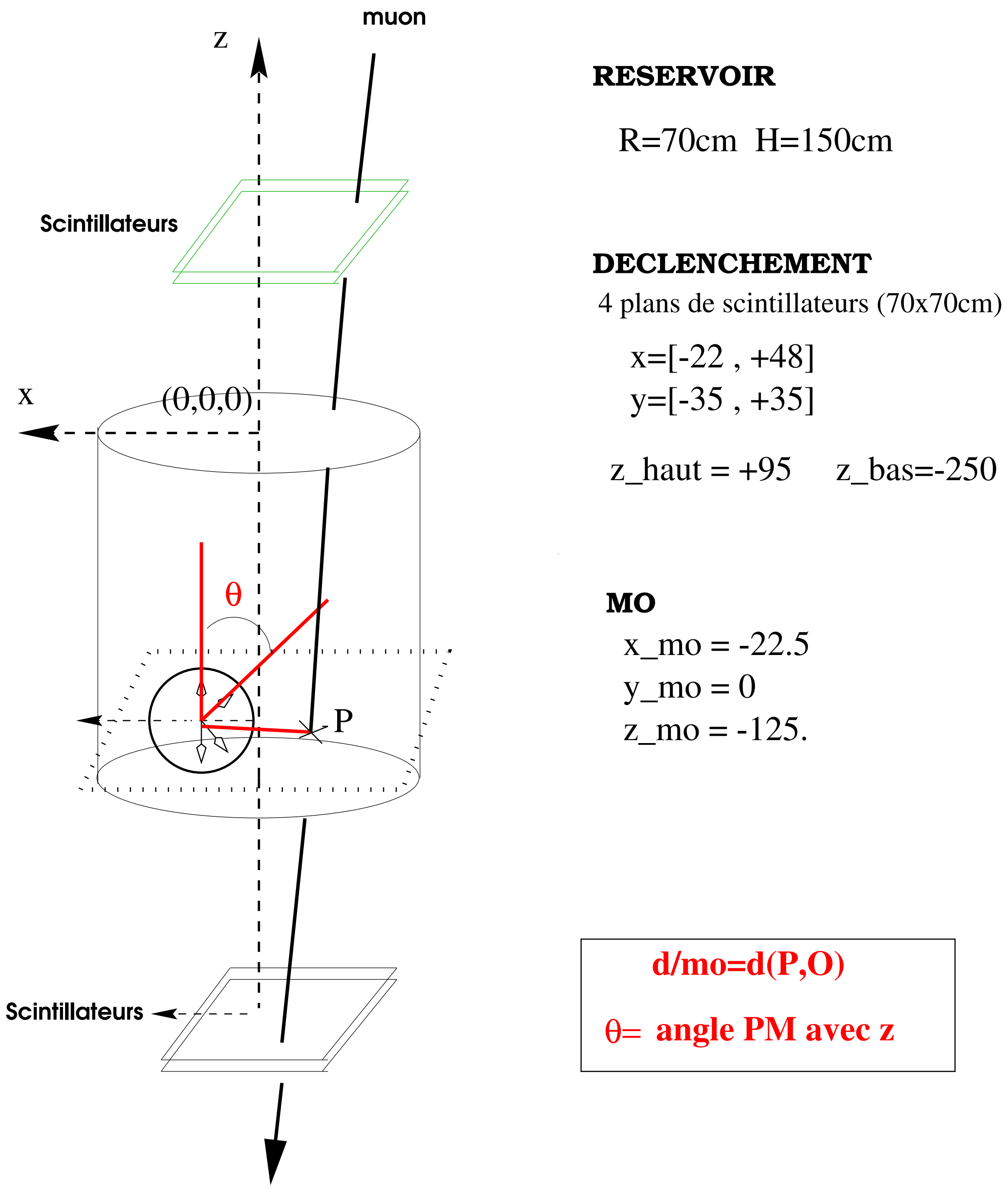


FIG. III.9 – *Représentation schématique du réservoir d'eau utilisé pour étudier la réponse d'un module optique à la lumière Tchérenkov émise par des muons atmosphériques. Les deux plans de scintillateurs permettent de déclencher l'acquisition lorsqu'un muon les traverse, et servent aussi à déterminer sa trajectoire.*

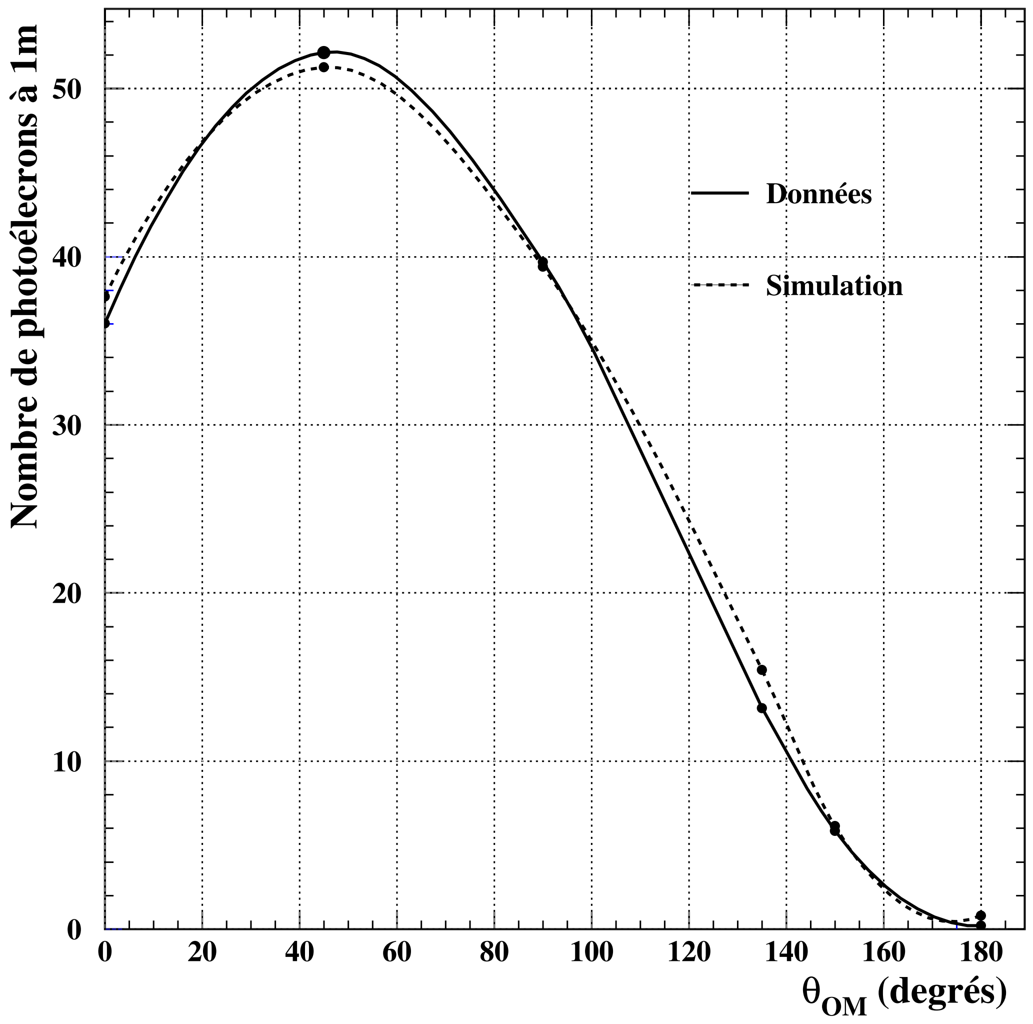


FIG. III.10 – *Quantité de lumière (exprimée en nombre de photoélectrons) détectée par un module optique équipé d'un photomultiplicateur de 10", en fonction de son orientation θ_{OM} (voir texte). La lumière est celle émise par des muons quasi verticaux passant à 1 m du centre du module optique. Les données, mesurées dans le réservoir d'eau spécialement conçu pour cet usage, sont comparées aux prédictions obtenues par une simulation détaillée basée sur GEANT 3.21.*

résultats dans la table III.2. Tous ces tubes ont passé l'essentiel des critères de sélection mentionnés plus haut. Tous les paramètres mesurés ont été implémentés dans des simulations informatiques des performances du détecteur, et il est apparu que les photomultiplicateurs les plus gros donnent globalement de meilleurs résultats.

Caractéristique du tube	8" Ham.	10" Ham.	8" ETL	11" ETL
Surf. eff. de la photoK	280 cm^2	440 cm^2	240 cm^2	620 cm^2
Max. EQ	25%	25%	30%	30%
Gain max.	10^9	10^9	10^8	$5\,10^7$
Tension pour gain de 10^8	1300/1400 V	1300/1400 V	1500/1600 V	$>$ 1500 V
Pic / Vallée	2—3	3—3,5	$<$ 2	2
Bruit d'obscurité	$\simeq$ 500 Hz	$\simeq$ 500 Hz	$\simeq$ 500 Hz	$>$ 20000 Hz
PHR	35—40%	30—35%	45—50%	45—50%
TTS	2,5 ns	3,5 ns	2,5 ns	3 ns

TAB. III.2 – *Comparaison des propriétés temporelles et des efficacités des différents photomultiplicateurs testés pour le projet ANTARES. EQ signifie Efficacité Quantique, PHR Résolution sur la Hauteur d'Impulsion (Pulse Height Resolution), et TTS Dispersion du Temps de Transit (Time Transit Spread).*

Précisons, pour terminer ce chapitre, que pour des raisons de calendrier de disponibilité des différents modèles, le choix s'est porté sur des «huit pouces» Hamamatsu pour l'équipement de la première ligne de détection qui sera déployée (qui comportera cependant deux photomultiplicateurs de 10" Hamamatsu), et que la seconde ligne sera elle constituée essentiellement de photomultiplicateurs de dix pouces de diamètre. Ce choix sera certainement encore modifié dans le futur, grâce aux développements de nouveaux photomultiplicateurs actuellement à l'étude.

La caractérisation et le choix des photomultiplicateurs constituant le détecteur est, nous venons de le voir, l'une des activités principales d'ANTARES, et en particulier du groupe de Saclay. Ce groupe a également en charge une grande part d'une autre étude cruciale : le choix du site d'installation de l'expérience.

Alberich
Was ist's, ihr Glatten, das dort so glänzt und gleisst?

Die drei Rheintöchter
Wo bist du Rauher denn heim
dass vom Rheingold nie du gehört?

Wellgunde
Nichts weiss der Alp von des Goldes Auge,
das wechselnd wacht und schläft?

Woglinde
Von der Wassertiefe wonnigem Stern,
der hehr die Wogen durchhellt?

Alberich
Quel est, ô Filles lisses, l'éclat qui luit là-bas?

Les Trois Filles du Rhin
D'où sors-tu, manant,
pour ne point avoir entendu parler de l'Or du Rhin?

Wellgunde
Le Gnome ne connaît donc rien de cet œil d'Or
qui tantôt veille et tantôt sommeille?

Woglinde
Rien de cette étoile sublime posée dans l'abîme,
qui perce les flots de ses feux?

Das Rheingold; scène I
Opéra composé par Richard Wagner
Livret de Richard Wagner

Vodník
Mám dole na dně
samu nádheru
a zlatých rybek na pytle tam mám
(...)

Rusalka
Ježibabo, léku dej mi,
vodní kouzlo se mne sejmi!
(...)
Vlnami jsem upoutána,
do leknínů zamotána

Le maître des eaux
Moi, je n'ai que des merveilles
au fond de l'eau.
J'y ai des sacs remplis de poissons dorés
(...)

Ondine
Sorcière, donne-moi le remède,
pour me débarasser du pouvoir de l'eau!
(...)
Je suis emprisonnée par des vagues,
emmêlée dans les nénuphars.

Rusalka; acte I
Opéra composé par Antonín Dvořák
Livret de Jaroslav Kvapil

Mélisande
Oh! L'eau est claire!
(...)
Je voudrais voir le fond de l'eau.

Pelléas
On ne l'a jamais vu. Elle est peut-être aussi profonde que la mer.

Mélisande
Si quelque chose brillait au fond, on le verrait peut-être.

Pelléas et Mélisande; acte II, scène 1
Opéra composé par Claude Debussy
Livret de Maurice Maeterlink

Chapitre IV

Choix du site d'installation du détecteur

L'efficacité d'un détecteur sous-marin dépend des qualités intrinsèques du site où il est immergé. Les principaux paramètres déterminant les qualités du site sont les suivants :

- la quantité de lumière naturelle (bruit de fond optique)
- la vitesse à laquelle les surfaces vont être salies
- la transparence de l'eau

Dès la naissance du projet ANTARES, un ambitieux programme de développement de systèmes permettant l'évaluation des sites a été mis en place. Pour cela, quatre lignes de tests autonomes ont été conçues et déployées à de nombreuses reprises, pour des périodes allant de quelques heures à plusieurs mois. Chaque ligne est chargée de mesurer un ensemble de paramètres. En fonction des résultats obtenus, les lignes ont été modifiées de façon à toujours améliorer notre connaissance du milieu marin. Les lignes étant autonomes, elles peuvent être déployées «facilement» dans n'importe quel endroit que l'on juge bon d'investiguer. Le site qui a été étudié le plus en détail est le site choisi pour la première phase d'ANTARES, situé au large de Toulon au point $42°50''$ N et $6°10''$ E , à une profondeur d'environ deux mille trois cents mètres. La mesure de la quantité de lumière résiduelle a été effectuée également en Corse, au large de Porto ($42°22''$ N et $8°15''$ E) par deux mille six cent quatre-vingt mètres de fond. Toutes ces campagnes de tests sont grandement facilitées par l'aide technique et les conseils d'experts que nous apporte la collaboration avec IFREMER. Nous allons voir quels sont les principaux résultats obtenus sur le site ANTARES. Le lecteur pourra trouver des informations complémentaires grâce aux références [141, 142].

IV.1 Bruit de fond lumineux

L'expérience ANTARES cherchant à mesurer la faible lumière produite par les muons, toute autre lumière produite dans l'océan est gênante. Et justement — contrairement à ce que l'on pourrait croire — les fonds marins sont loin d'être sombres, même à deux mille trois cents mètres de profondeur ! On trouve deux sources de lumière : d'une part celle émise par les organismes vivants (bactéries, poissons et autres) par phénomène de bioluminescence, et d'autre part des photons Tchérenkov provenant des électrons de désintégration du ^{40}K contenu dans les sels dissous dans l'eau de mer.

La bioluminescence est un phénomène très général dans la nature que l'on rencontre essentiellement chez les insectes (qui n'a pas croisé un ver luisant par un soir d'été ?), mais aussi dans les autres classes. A l'origine de la production de lumière se trouve un mécanisme biochimique complexe, dans lequel une molécule appelée Luciférine se trouve oxydée en présence d'une enzyme - la Luciférase - et l'énergie libérée est convertie en lumière. Ce mécanisme peut avoir plusieurs fonctions : réflexe de défense (l'animal éblouit un prédateur), ou à l'inverse moyen d'attirer des proies (le principe de la «pêche à la lanterne» n'est pas différent), ou bien encore partie de rites sexuels. Dans le cas d'ANTARES, on peut ranger les caractéristiques des signaux émis en deux classes : les bactéries marines semblent émettre de la lumière en permanence - du moins à l'échelle de sensibilité des photomultiplicateurs - dont l'intensité est variable et dépend de divers paramètres comme la vitesse des courants marins. En revanche, les autres organismes émettent des bouffées de lumière intense durant quelques secondes. Ceci pourrait correspondre au réflexe de défense.

Comme chacun sait, l'eau de mer est salée. Une partie des sels dissous contient un isotope radioactif du potassium, le ^{40}K émettant du rayonnement β pour donner du ^{40}Ca (89,3%) ou bien subissant une capture électronique conduisant au ^{40}Ar (10,7%). Les électrons, d'énergie maximale de 1,3 MeV produisent de la lumière Tchérenkov. Cette lumière est donc émise à un niveau continu, dont l'intensité dépend directement de la concentration saline, et peut varier d'un site à l'autre.

IV.1.1 Dispositif expérimental

La ligne de test dédiée à la mesure du bruit de fond lumineux est représentée schématiquement sur la figure IV.1. Cette ligne a été immergée à neuf reprises entre septembre 1996 et janvier 1999, dans diverses configurations. C'est la configuration de la sixième immersion que nous avons retenue pour la figure IV.1. D'une façon générale, la ligne de mouillage comporte les éléments suivants répartis le long d'un câble d'environ trois cents mètres de long:

- un lest de quelques centaines de kilogrammes, servant à maintenir la ligne ancrée au fond de la mer. Ce lest est abandonné lors de la récupération de la ligne, opération assurée par l'intermédiaire d'un système de largueur dont l'ouverture est commandée par onde acoustique.
- le largueur acoustique. Il permet également de savoir à quelle profondeur et à quel point exact la ligne est immergée, grâce à un système de positionnement intégré.
- un dispositif permettant de suivre en continu diverses variables de l'environnement marin : vitesse des courants, température, salinité, ...
- le dispositif de mesure du bruit de fond lumineux proprement dit (voir les photographies présentées sur la figure IV.2). Il s'agit d'un cadre qui supporte un ou plusieurs modules optiques, un conteneur abritant l'électronique chargée du fonctionnement du test, et, pour les versions les plus élaborées de la ligne, une sphère de verre (identique à celles constituant les modules optiques) remplie de batteries. Cette dernière permet d'approvisionner le test en énergie (il est possible d'avoir des batteries dans le conteneur électronique pour des versions de la ligne moins gourmandes en énergie). Toute l'électronique étant abritée dans ce conteneur, le test est entièrement autonome : la séquence de prise de données est programmée avant immersion, et les données stockées sur un disque interne. Il faut attendre d'avoir récupéré le test pour avoir accès aux données.
- un ensemble de flotteurs et de balise constitue la tête de la ligne. Les flotteurs permettent d'assurer que la ligne reste verticale une fois immergée, et servent également à faire remonter la ligne à la surface, après déclenchement du largueur acoustique. La balise ARGOS permet de retrouver la ligne dans l'hypothèse où celle-ci remonterait à la surface de façon accidentelle.

Cette ligne a existé en diverses versions : la toute première ligne immergée ne comportait qu'un seul module optique, abritant un photomultiplicateur de quinze pouce de diamètre de type Hamamatsu R2018. Par la suite, nous avons utilisé des modules optiques de huit pouces de diamètre (Hamamatsu R5912) : dispositif avec un seul photomultiplicateur pour les trois immersions suivantes, puis avec trois modules optiques par la suite, à l'exception de la septième immersion - celle effectuée au large de la Corse - pour laquelle seuls deux photomultiplicateurs proches étaient immergés. L'utilisation de plusieurs modules optiques permet d'obtenir des renseignements essentiels : avec deux modules optiques relativement proches, on obtient une valeur des taux de coïncidences provenant des désintégrations du ^{40}K. D'autre part, deux modules optiques éloignés de plusieurs mètres permettront de savoir s'il existe une

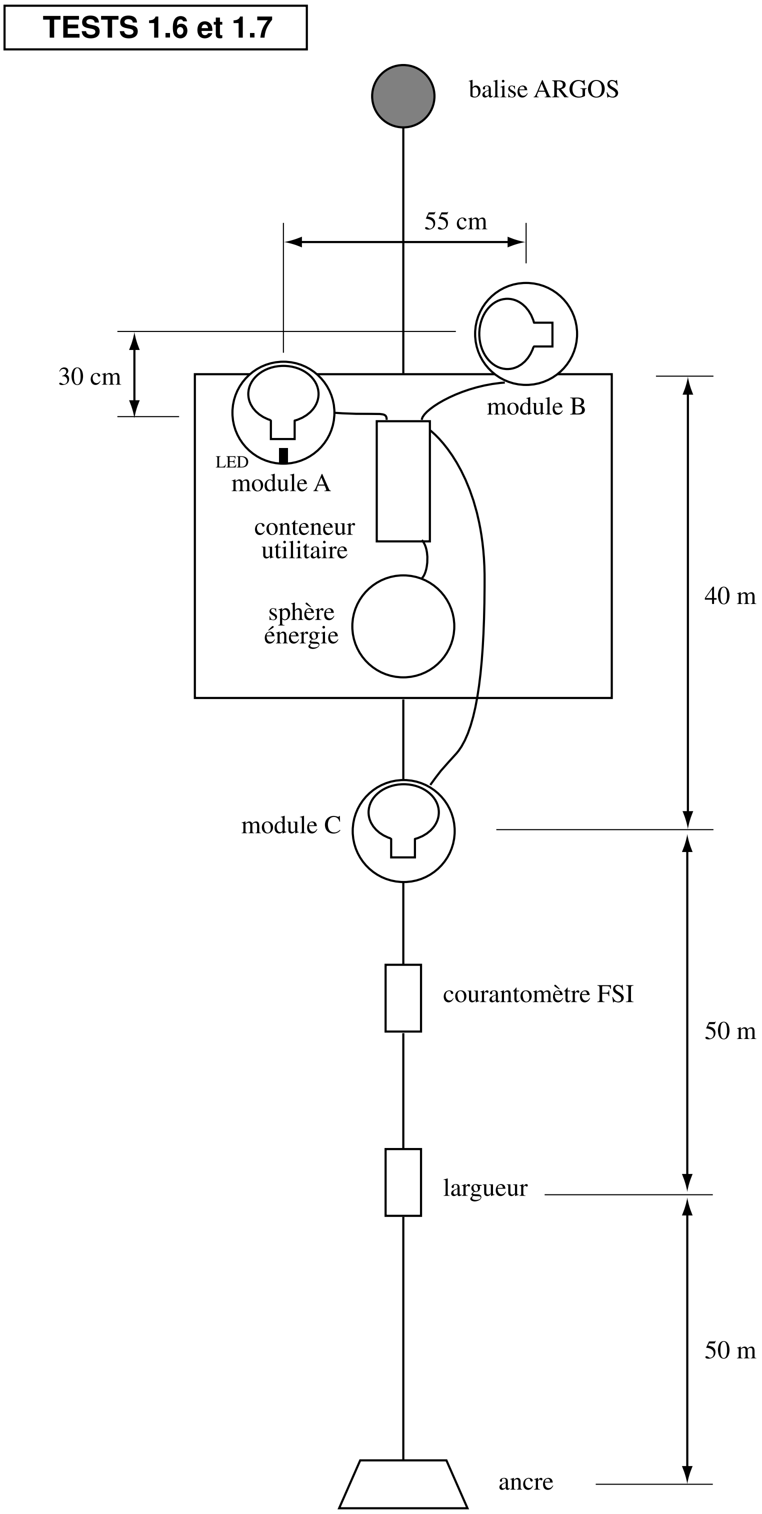


FIG. IV.1 – *Représentation schématique de la ligne de mesure du bruit de fond lumineux utilisée pour les sixième et septième immersions (dans ce dernier cas, le module C n'était pas installé).*

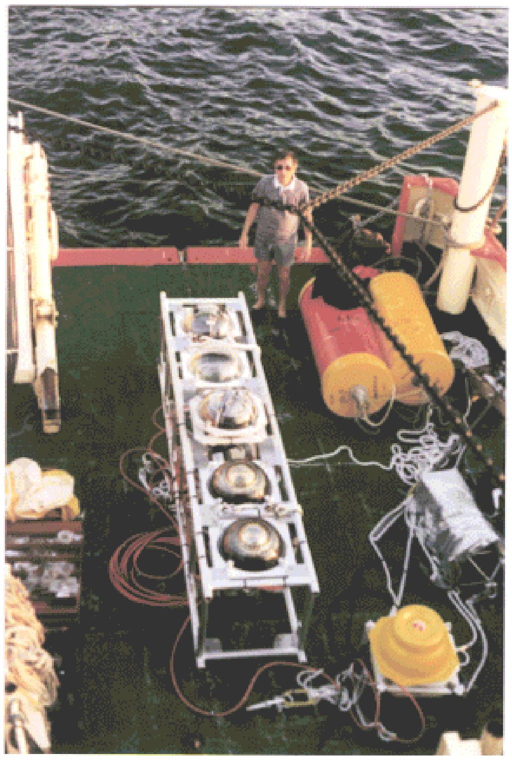


FIG. IV.2 – *La ligne de test utilisée pour les mesures de bruit de fond lumineux. A gauche, la ligne configurée pour la cinquième immersion, sur le pont du bateau en route pour le déploiement. On voit les flotteurs de la tête de ligne, le courantomètre protégé du soleil sous une bâche, un module optique isolé, et le cadre supportant le reste du dispositif de détection. A droite, une vue de deux modules optiques utilisés pour la sixième immersion.*

corrélation des signaux de bioluminescence sur une plus grande échelle de distance.

Le principe d'acquisition des données est le suivant : les signaux du module optique sont envoyés vers un discriminateur. Le réglage de son seuil permet d'effectuer des comptages d'impulsions d'amplitude supérieure à une certaine valeur, 0,3 photoélectron par exemple. Un système comportant une échelle de comptage et une horloge est programmé pour déterminer la fréquence des signaux F_m en mesurant le temps T nécessaire pour compter un nombre préfixé N d'impulsions par : $F_m = N/T$. Cette fréquence mesurée doit être corrigée pour tenir compte du temps mort τ dans le système d'acquisition, typiquement de l'ordre de la microseconde : $\frac{1}{F_{vraie}} = \frac{1}{F_m} - \tau$. Cette procédure permet de bien décrire la courbe de fréquence en fonction du temps lors des périodes de taux de comptages élevés (prise de données fréquentes alors, puisque le précompte N est atteint rapidement), et de prendre en revanche peu de données lors de périodes de basse activité. L'adjonction d'un programmateur permet d'acquérir

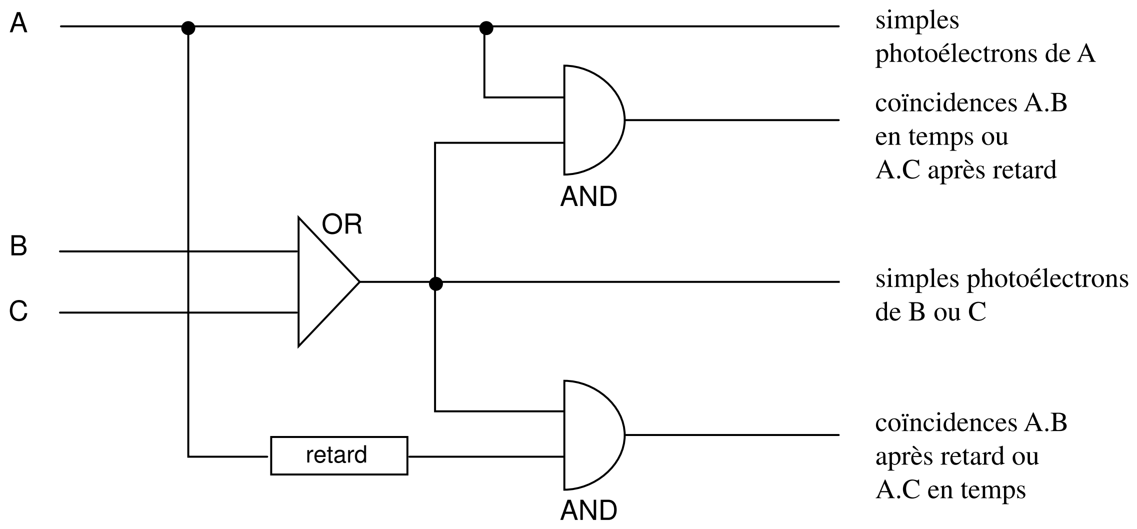


FIG. IV.3 – *Logique du circuit utilisé pour mesurer le taux de coïncidences entre deux photomultiplicateurs parmi trois. Les photomultiplicateurs A et B sont distants d'une soixantaine de centimètres, tandis que celui appelé C est situé quarante mètres plus loin.*

des données à des dates fixées à l'avance, et ainsi de faire se dérouler les acquisitions sur de longues périodes : par exemple, on pourra fonctionner chaque lundi, mercredi et vendredi, de 0h00 à 2h00. Dans l'hypothèse où l'on utilise plusieurs modules optiques lors d'une immersion, un circuit électronique décrit sur la figure IV.3 permet de mesurer les taux de coïncidences fortuites ou «en temps» entre deux modules optiques.

IV.1.2 Principaux résultats

Un enregistrement typique du flot de données est montré sur la figure IV.4, ainsi que la distribution des taux de comptages. La ligne de base autour de trente kilo-Hertz correspond aux composantes continues du ^{40}K et de la bioluminescence. S'y ajoutent des pics pouvant atteindre plusieurs mégaHertz : les bouffées de bioluminescence. L'étude a montré que la composante continue varie lentement au cours du temps, dans un intervalle d'une dizaine de kiloHertz. Ce phénomène est visible sur la figure IV.5. La salinité de la mer étant constante, cela signifie que c'est la composante de bioluminescence qui est à l'origine des variations constatées, au rythme des saisons, des courants, et certainement d'autres paramètres non encore déterminés.
Nous avons aussi constaté la forte corrélation entre l'activité des bouffées de bioluminescence (leur fréquence d'apparition) et la vitesse du courant marin, comme le montrent les figures IV.6 et IV.7. Une explication possible de cette corrélation pourrait être le fait que plus le courant est important et plus d'organismes viennent à la

rencontre du détecteur, ce qui les fait émettre des bouffées de lumière pour se défendre de cet agresseur. Cette corrélation varie selon les saisons et le site investigué : cela s'explique par la variation des populations d'organismes luminescents. Par ailleurs, nous montrons sur la figure IV.8 l'évolution de la vitesse des courants marins mesurée lors des immersions au cours de la période octobre 1996 — avril 1998 : ces courants sont en moyenne de 5 cm/s.
Les dispositifs avec plusieurs modules optiques nous ont aussi permis d'étudier la corrélation qu'il peut y avoir entre deux modules, en fonction de la distance les séparant. Si on appelle A et B les modules optiques considérés et f leur taux de comptage, ce coefficient de corrélation C est défini par :

$$C = \frac{< f_A \times f_B > - < f_A >< f_B >}{\sqrt{< f_A^2 > - < f_A >^2}\sqrt{< f_B^2 > - < f_B >^2}} \tag{IV.1}$$

Une valeur égale à 1 indique une corrélation maximale, une valeur égale à 0 indique qu'il n'y a aucune corrélation, et la valeur -1 signale une anticorrélation. La figure IV.9 montre la forte corrélation entre deux modules proches (séparés de cinquante-cinq centimètres) alors que cette corrélation est faible pour deux modules peu éloignés (quarante mètres). Ceci est illustré de façon plus quantitative sur la figure IV.10. Il apparaît que lorsque les deux modules optiques sont séparés de cinquante-cinq centimètres, la valeur moyenne du coefficient est de 0,76, et cette valeur diminue au fur et à mesure que la distance augmente, pour être presque nulle à quarante mètres.

D'une façon générale, le bruit de fond lumineux ne sera pas une contrainte importante pour ANTARES : on estime à moins de 5% la quantité de temps mort affectant la prise de données du fait des bouffées de bioluminescence (car l'électronique d'acquisition d'un module optique devrait saturer à partir d'un taux de comptage de deux cents kiloHertz) , et l'extension spatiale des nuages de bioluminescence implique que seules certaines parties du détecteur seront inhibées, à un instant donné. La contribution du ^{40}K, quant à elle, sera très fortement réduite par l'utilisation de coïncidences au niveau des étages de détection pour déclencher l'acquisition des événements.

IV.2 Salissure

Le détecteur doit être installé au fond de la mer : les surfaces optiques seront donc souillées progressivement par les phénomènes naturels. La relative difficulté d'accès au site fait qu'il est obligatoire que le détecteur reste «propre» le plus longtemps

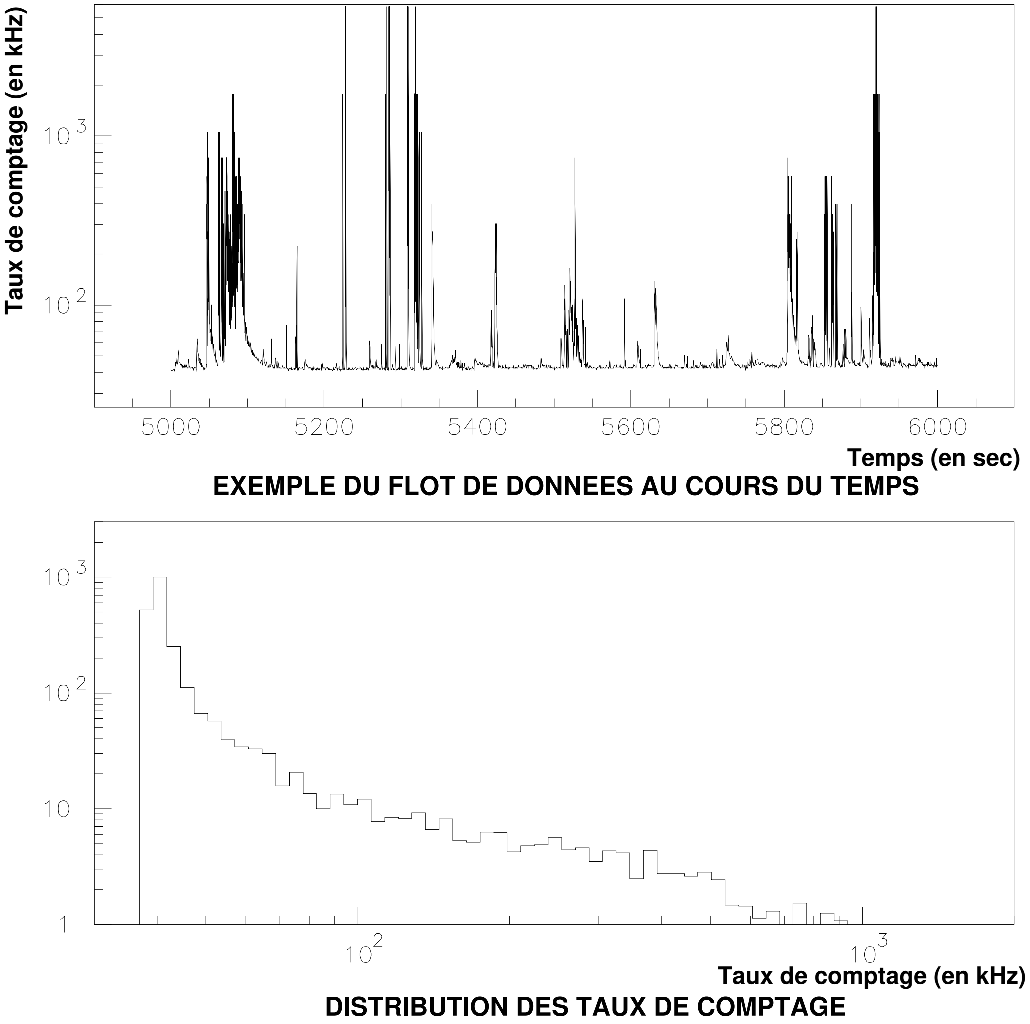


FIG. IV.4 – *En haut : exemple du flot de données enregistrées au cours du temps par un module optique au seuil de* 0,3 *photoélectron pendant la sixième campagne de mesure du bruit de fond lumineux. En bas : distribution des taux de comptages enregistrés. La valeur de 35 kHz, en dessous de laquelle rien n'est mesuré, correspond au niveau de lumière continu provenant des désintégrations du* ^{40}K *et de certaines populations d'organismes bioluminescents (bactéries). Les hautes fréquences correspondent aux bouffées émises par les autres créatures bioluminescentes (poissons, invertébrés).*

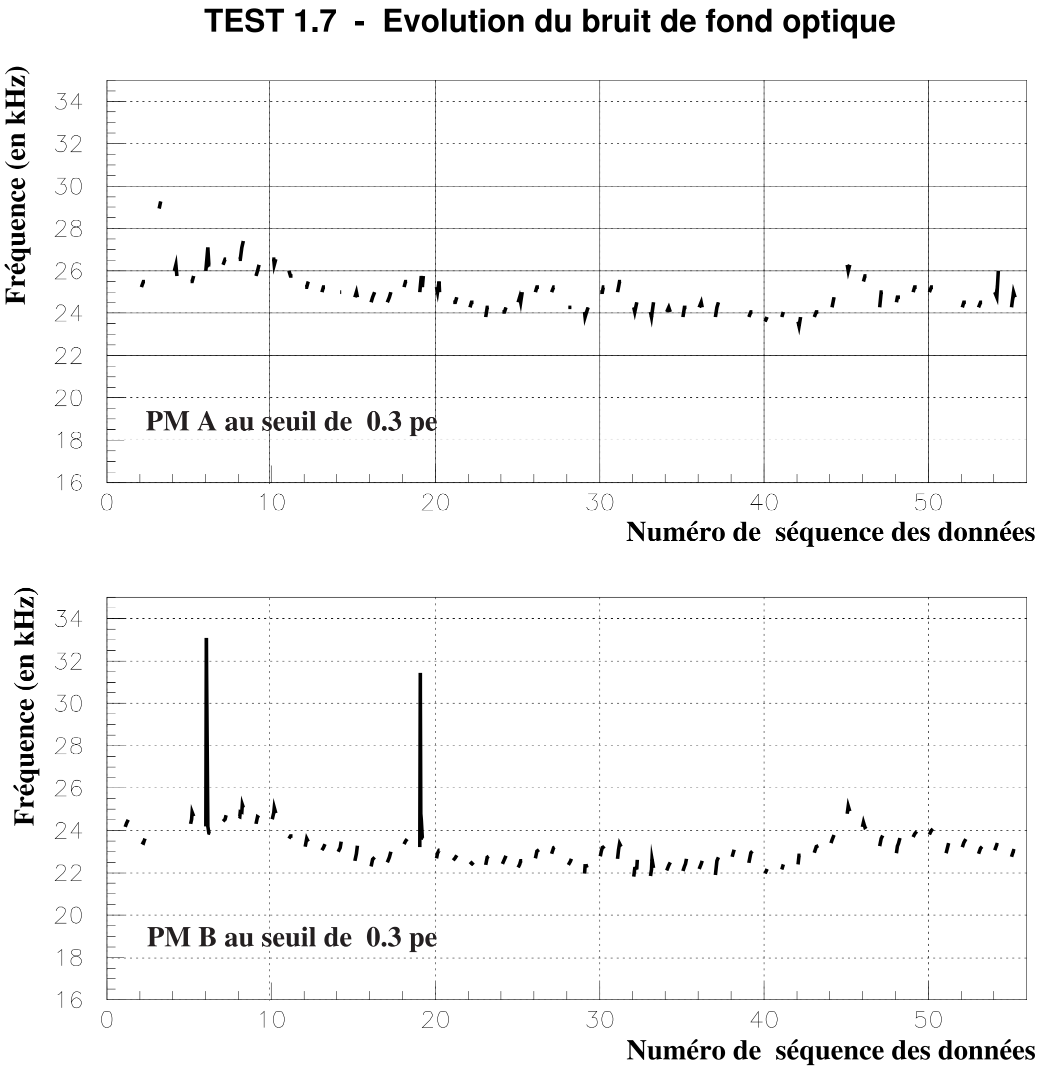


FIG. IV.5 – *Evolution au cours du temps de la composante basse fréquence du bruit de fond optique, mesuré par deux photomultiplicateurs lors de la septième immersion du dispositif, au large de la Corse (l'amplitude des variations observées est dix fois plus importante lors des mesures sur le site ANTARES au large de Toulon). L'axe horizontal indique le numéro de la séquence de prise de données. Sachant qu'il y a trois séquences (chacune longue de vingt minutes) par semaine, l'ensemble des données couvre environ cent trente jours. Des variations similaires à celles présentées ici sont également observées sur une échelle de quelques heures.*

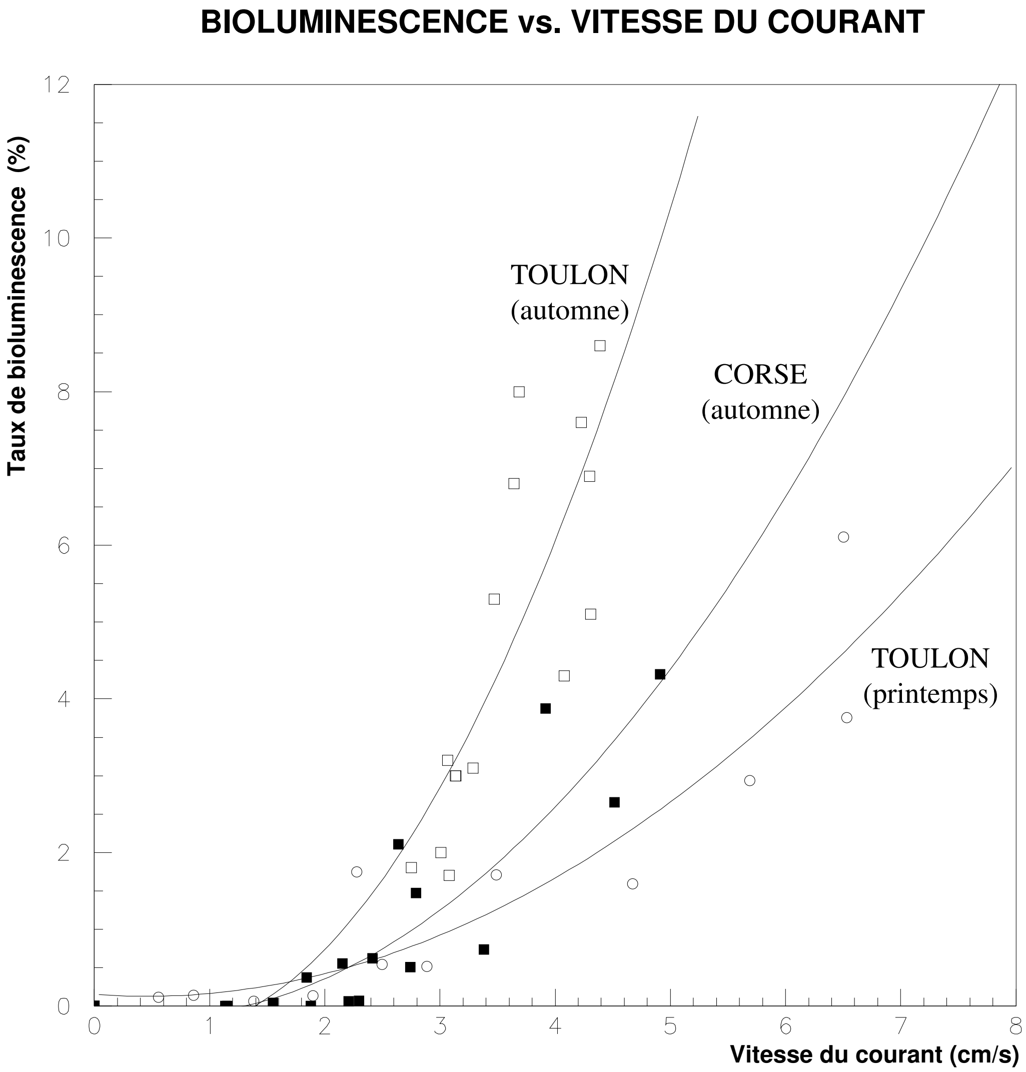


FIG. IV.6 – *Corrélation entre l'activité de bioluminescence — définie par le pourcentage de temps, lors d'une séquence de prise de données, pendant lequel les taux de comptages sont supérieurs à 200 kHz — et la vitesse du courant, pour les sixième (carrés blancs), septième (carrés noirs) et huitième (cercles) immersions. La vitesse du courant est moyennée sur chaque période de prise de données. Une approximation par un polynôme du second degré est superposée à chaque lot de données, suggérant la corrélation entre les deux quantités.*

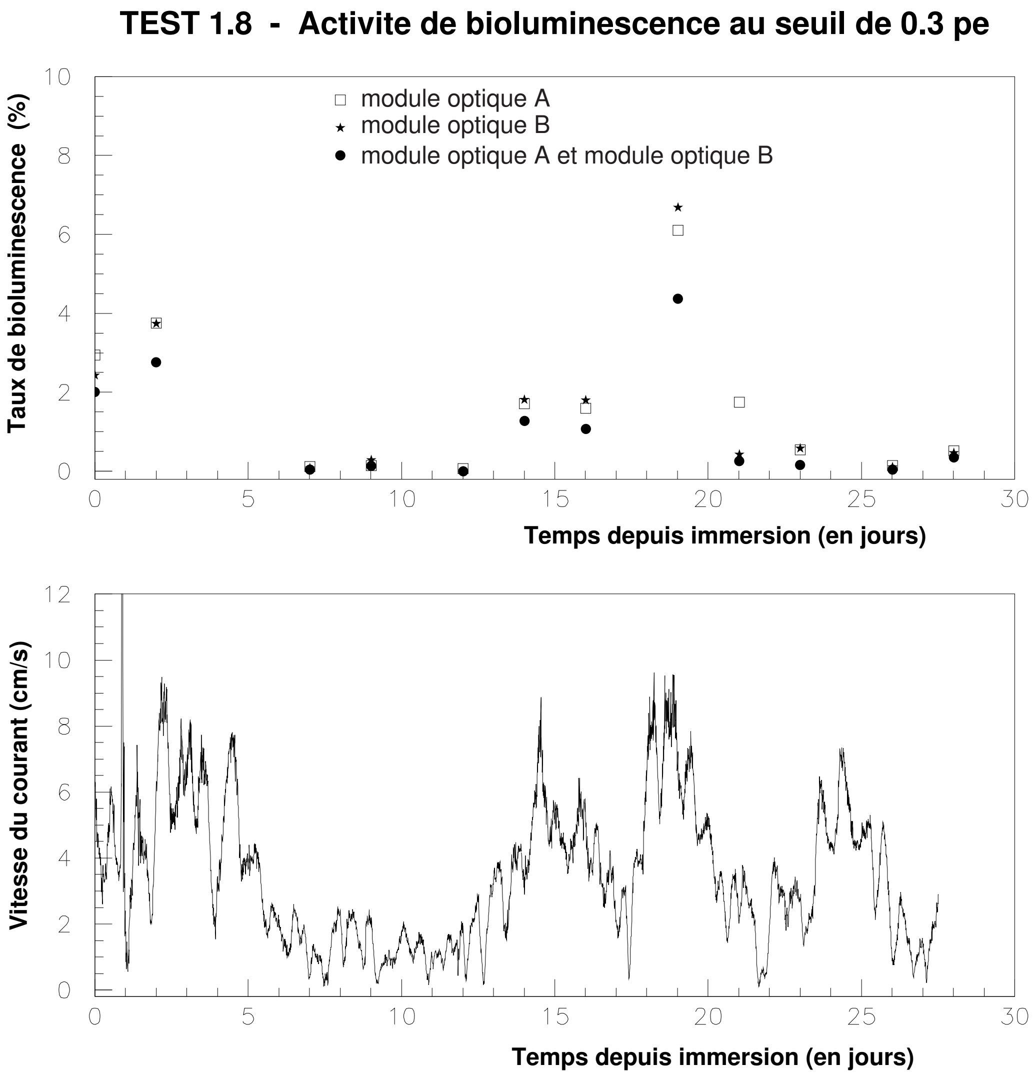


FIG. IV.7 – *En haut : variation au cours du temps du taux de comptage de deux modules optiques proches et pourcentage de temps où les deux montrent une activité de bioluminescence (fréquence de comptage supérieure à 200 kHz). En bas, l'évolution de la vitesse du courant durant la même période. Les deux phénomènes sont clairement corrélés.*

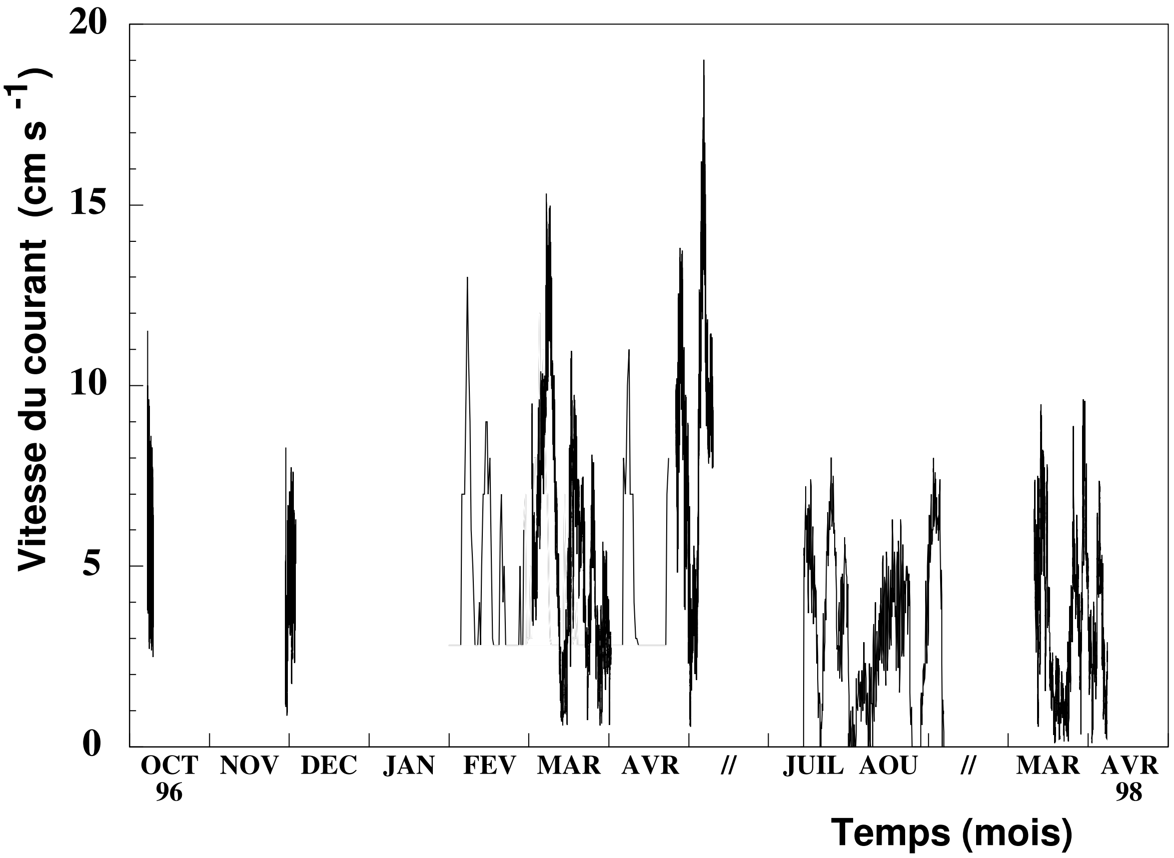


FIG. IV.8 – *Evolution de la vitesse des courants marins, mesurée lors des immersions effectuées entre octobre 1996 et avril 1998. Ces courants ne dépassent pas la valeur de 20 cm/s, et sont en moyenne de 5 cm/s.*

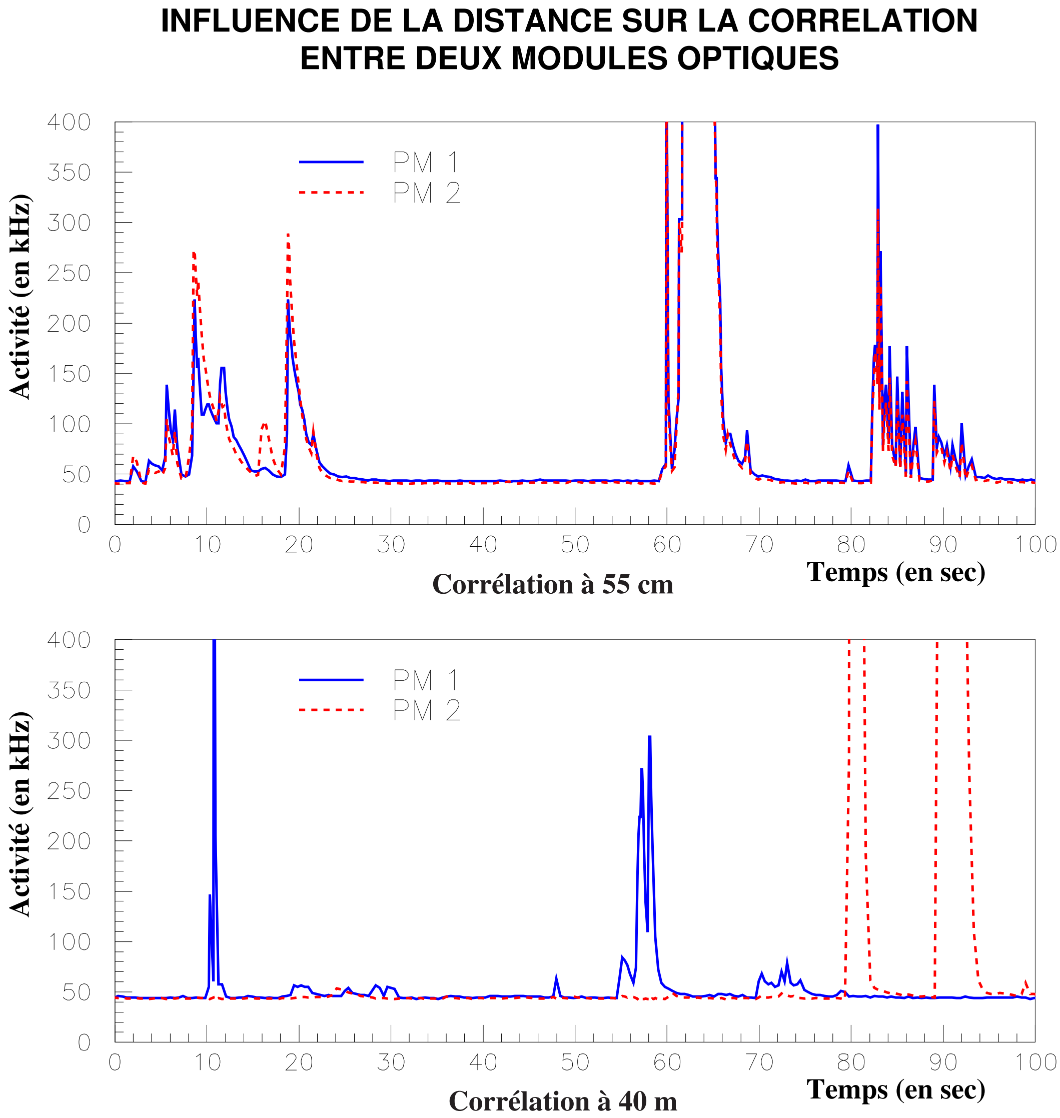


FIG. IV.9 – *Evolution au cours du temps des taux de comptages mesurés simultanément sur deux photomultiplicateurs distants de 55 cm et 40 m : la corrélation est très forte dans le cas de modules optiques proches, et quasiment nulle à grande distance.*

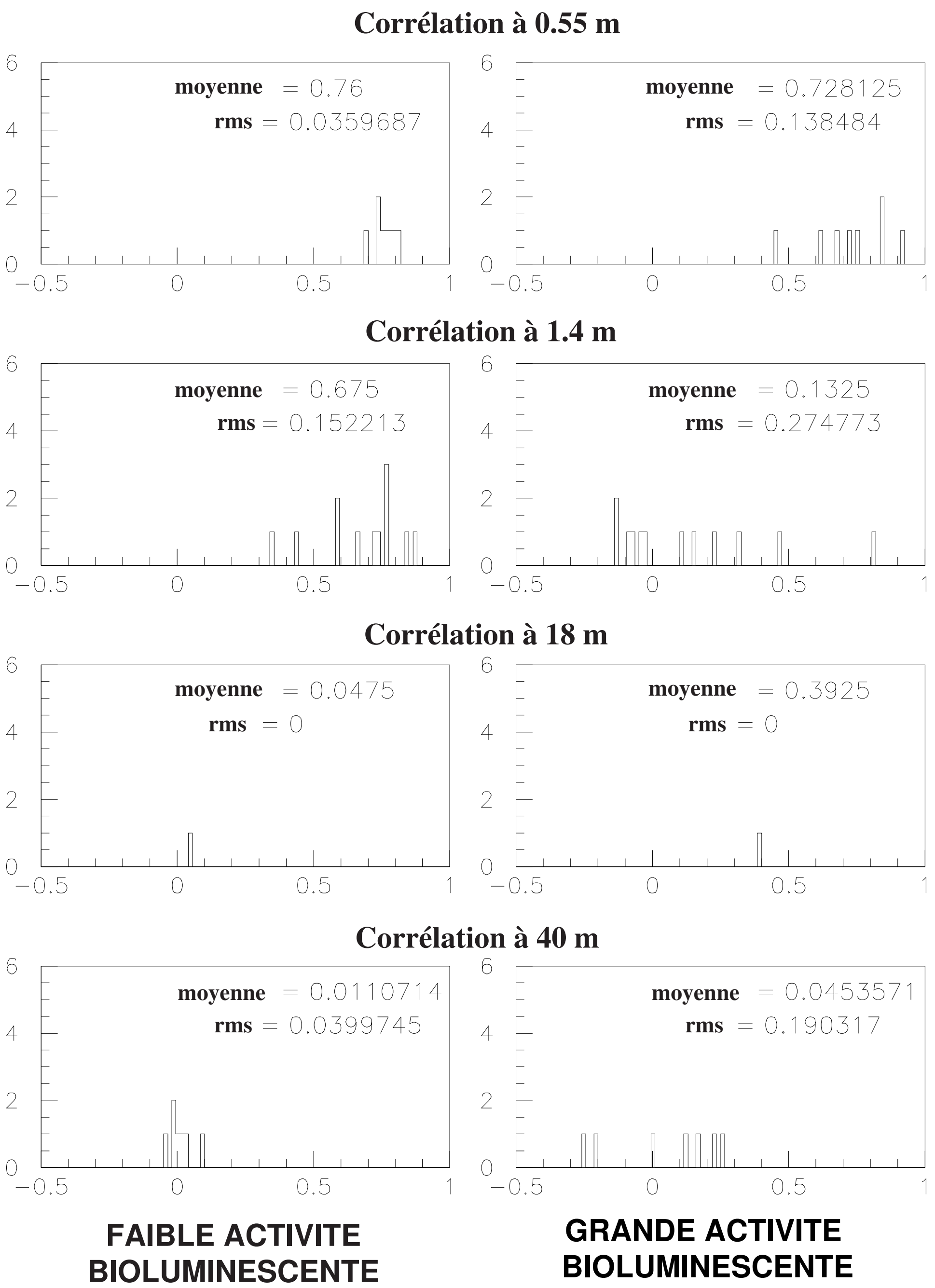


FIG. IV.10 – *Corrélation entre les fréquences de comptage mesurées sur deux modules optiques en fonction de la distance les séparant. Pour les histogrammes de gauche, seules les fréquences inférieures à 100 kHz sont considérées de façon à ne garder que le continuum de lumière. Dans le cas des histogrammes de droite, les fréquences supérieures à 100 kHz sont conservées, et correspondent aux bouffées de bioluminescence. Un seul point est disponible pour la mesure à 18 m de distance. Chaque entrée dans un histogramme correspond à une corrélation moyennée sur une séquence durant 40 minutes à* 0,55 *m, 60 minutes à* 1,4 *m, 150 minutes à* 18 *m, et 30 minutes à* 40 *m.*

possible. Deux principaux phénomènes sont à l'origine de la perte de transparence des surfaces optiques. Tout d'abord, la sédimentation : les divers corps en suspension dans l'eau finissent par se déposer sur toutes les surfaces. L'autre phénomène est d'origine bactérienne : des colonies de bactéries se développent à la surface de chaque élément immergé. Il en résulte l'apparition d'un film gélatineux et transparent, qui va faciliter la fixation des sédiments.

IV.2.1 Dispositif expérimental

La ligne de test dédiée à la mesure de la salissure a été immergée à trois reprises avec des configurations différentes depuis les débuts du programme ANTARES. Des photographies des divers éléments de la ligne sont visibles sur la figure IV.11. Si nous n'avons procédé qu'à trois immersions, c'est uniquement pour des impératif liés à la nature même des processus de salissure : une fois la ligne de test déployée, il faut attendre que les processus de sédimentation et de développement du film bactérien se mettent en place, ce qui nécessite plusieurs mois. Aussi chaque ligne reste en place pour une très longue durée, typiquement trois à huit mois. Pour cette étude, nous bénéficions de l'aide d'experts de l'IFREMER qui étudient les données concernant le taux de sédimentation et le développement du film bactérien. Les physiciens d'ANTARES se chargent de l'analyse des données relatives à la perte de transmission des sphères de verre océanique.

La ligne de mesure comporte les éléments suivants, hormis le lest, les largueurs et le système de flottaison, identiques à ceux employés sur la ligne de mesure du bruit de fond optique :

- un modem acoustique : il permet de récupérer depuis la surface et à n'importe quel moment les données acquises par le système de mesure. Ceci permet de vérifier que le dispositif fonctionne et d'analyser les données sans attendre la récupération du système.
- un courantomètre permet de mesurer en permanence la vitesse des courants marins : on peut ainsi voir si de forts courants permettent éventuellement de laver les surfaces optiques.
- un piège à sédiments, sorte de gros entonnoir chargé de recueillir les sédiments dans divers flacons préparés de façon à les préserver.
- un casier à échantillons de verre, comportant des lames de verre traitées avec divers produits et disposées à différents angles. Il est ainsi possible d'étudier le développement du film bactérien sur divers types de surfaces.

FIG. IV.11 – *Quelques photographies de la ligne utilisée pour la seconde campagne de mesure de la salissure des surfaces optiques : l'ensemble de la ligne sur le pont du bateau, le cadre support du dispositif de mesure, le chargement du piège à sédiments, quelques-unes des lamelles de verre du casier à échantillons.*

– le cadre support du dispositif de surveillance de la transmission des sphères océaniques. En dehors du conteneur abritant l'électronique assurant le fonctionnement du test, ce dispositif comporte deux (première et seconde immersion) ou trois (troisième immersion) sphères de verre, équipées de sources de lumière (LED bleue) et /ou de photodétecteurs (diode PIN). Les sources d'une sphère éclairent les détecteurs d'une autre, et on enregistre l'amplitude que ces derniers mesurent. Au fur et à mesure que les surfaces se salissent ou sont lavées par les courants, la quantité de lumière mesurée diminue ou augmente. Un suivi régulier permet de connaître la variation de transmission des surfaces au cours du temps.

IV.2.2 Principaux résultats

Lors de la première immersion, nous avons pu étudier la vitesse de sédimentation près du pôle supérieur d'une sphère. La courbe de variation de la transmission est représentée sur la figure IV.12, ainsi que la vitesse des courants marins enregistrés durant la même période. La conclusion de cette étude est que la sédimentation est trop importante pour envisager de placer des modules optiques regardant vers le haut : après trois mois, la perte de transmission au sommet de la sphère est de 60%, alors qu'elle n'est plus que de 20% à un angle de 20°. La seconde immersion nous a permis de mesurer la perte de transmission sur les côtés d'une sphère. Les résultats de cette opération sont portés sur la figure IV.13. Il apparaît alors qu'il est beaucoup plus favorable de placer les modules optiques à l'horizontale, voire à un angle supérieur à 90° par rapport à la verticale : dans le cas d'un module optique placé à l'horizontale, la perte de transmission est évaluée à environ 2% après deux cent cinquante jours. Compte tenu du fait que l'on peut supposer que l'émetteur de lumière s'est sali autant que le détecteur, on peut estimer l'effet de la salissure à l'horizontale à environ 1,5% au bout d'un an. Il est cependant nécessaire d'avoir des données sur un plus long terme, afin de pouvoir confirmer la présence du plateau observé après quelques mois et d'être sensible à d'éventuelles fluctuations saisonnières, voire annuelles. Pour cela, la dernière ligne immergée (fin janvier 1999) devrait rester en place au moins un an. Elle permet d'étudier la salissure des sphères de verre dans toutes les directions, grâce à une ingénieuse disposition des sources de lumières et des photodétecteurs.

Les experts de l'IFREMER ont analysés les échantillons de film bactérien et de sédiments prélevés au cours des deux premières immersions. Leurs conclusions sont les suivantes :

- comme l'indique la figure IV.14, la quantité de biofilm déposé à la fin de huit mois passés à deux mille trois cents mètres de fond (seconde immersion) est équivalente à celle obtenue à la fin de trois mois d'immersion dans les mêmes conditions (première campagne de mesures). Ceci signifie donc que la quantité maximale de biofilm, connu pour se développer très rapidement d'abord pour se stabiliser ensuite, est atteinte après trois mois au plus. Pour comparaison, ce dépôt correspondrait à celui mesuré au bout de quelques heures si les échantillons de verre étaient situés juste sous la surface de la mer.
- la salissure du film bactérien à l'origine de la perte de transmission des surfaces est essentiellement due à des sédiments qui viennent s'y fixer.
- la constitution des sédiments est la suivante : silicates (60%), carbonates (24%), matière organique (6%), squelettes de phytoplancton et silice amorphe (3 à 8%)

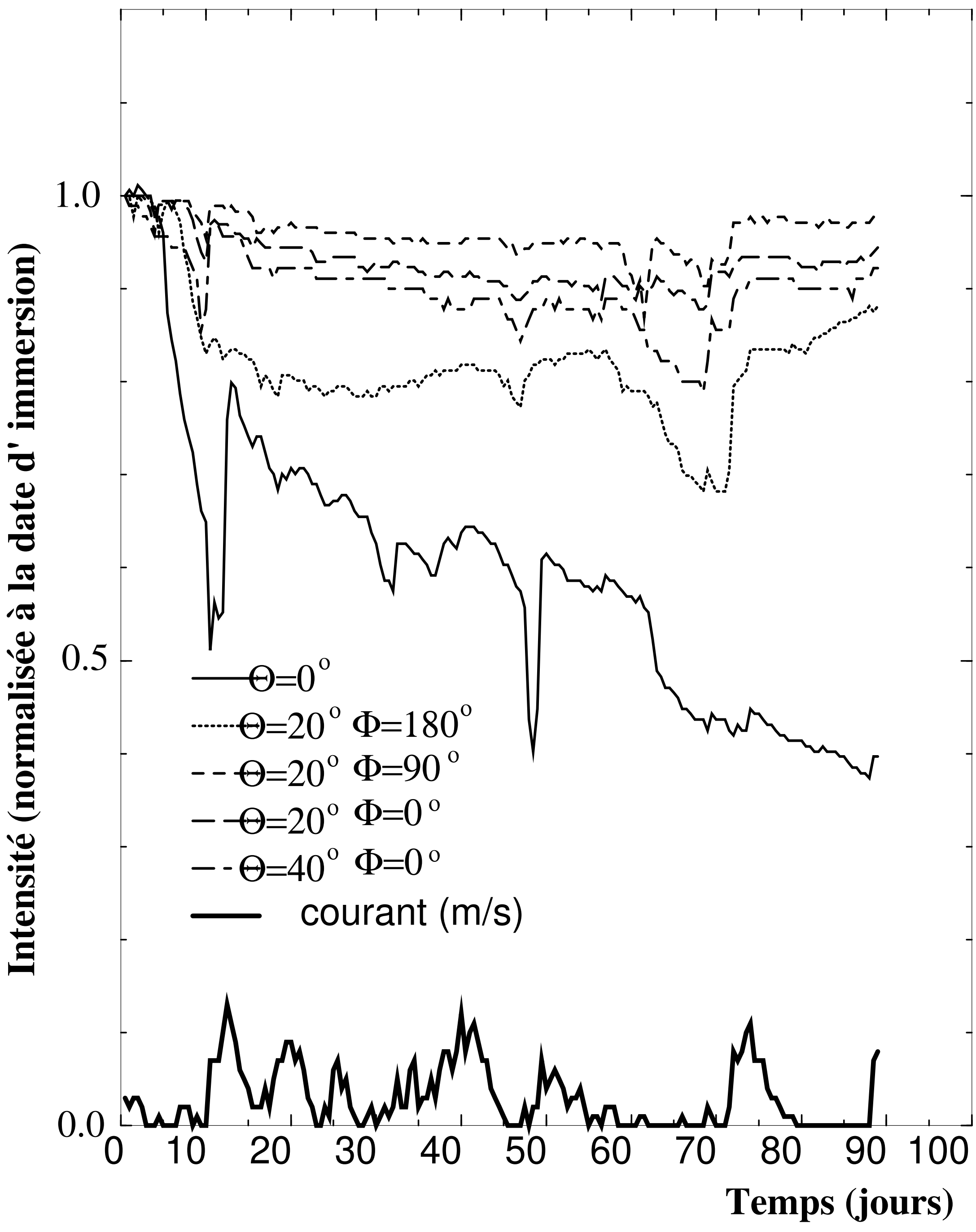


FIG. IV.12 – *Evolution temporelle du coefficient de transmission d'une sphère de verre, mesurée en divers points au cours de la première immersion. La surface au sommet de la sphère ($\Theta = 0°$) se salit très rapidement, perdant 60% de sa capacité de transmission au bout de 3 mois.*

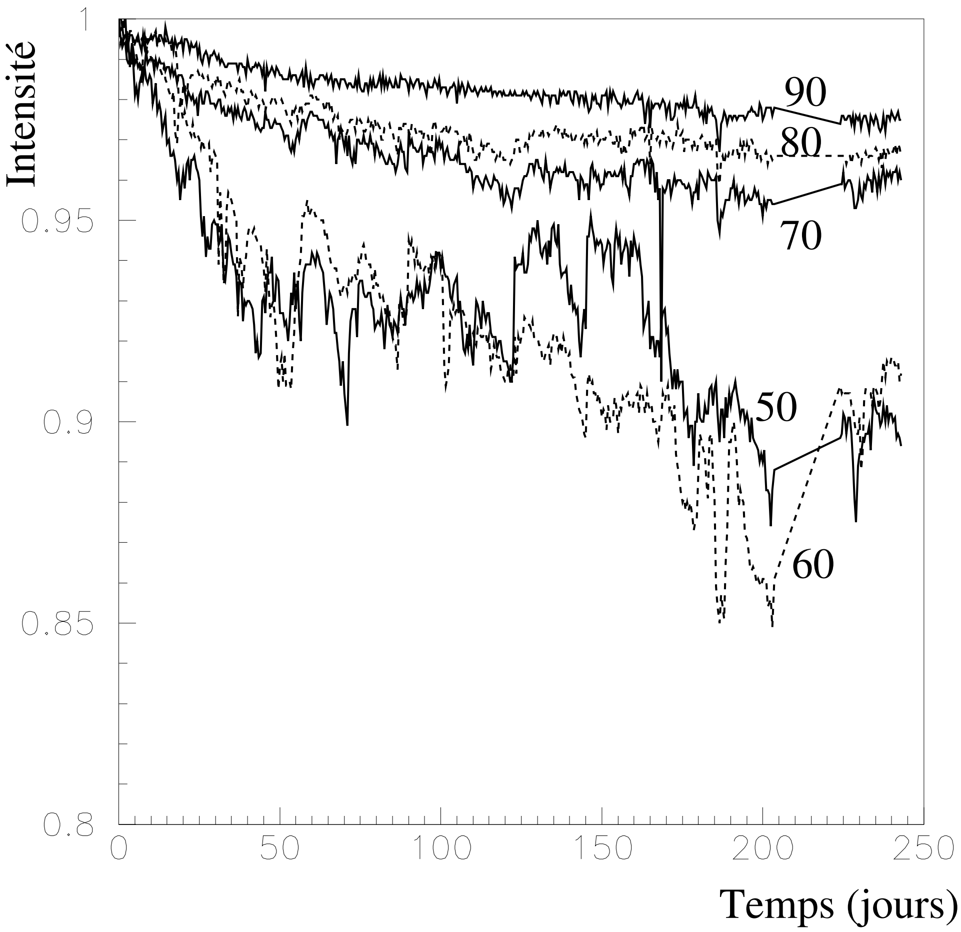


FIG. IV.13 – *Evolution temporelle du coefficient de transmission d'une sphère de verre, mesurée en divers points au cours de la deuxième immersion (les chiffres indiquent l'angle par rapport à la verticale). L'équateur de la sphère perd très peu de sa transparence, même après huit mois. On remarquera la différence d'échelles entre cette figure et la précédente.*

- le flux de sédiment est corrélé avec les pluies automnales : dépôt de 50 $mg/cm^2/jour$ en été contre 200 en automne (voir figure IV.15). La proximité de la côte en serait la raison.

Des carottages ont été effectués par ailleurs afin de constater l'éventuelle présence d'un tapis de sédiments. Il est apparu que le sol de la zone choisie pour installer les

premières lignes du projet est formé par une boue compacte, recouverte d'une couche d'environ deux centimètres de sédiments, très friable. Aucune trace de boue rouge n'a été trouvée, indiquant que la région n'est pas contaminée par les rejets d'une usine de traitement de l'aluminium déversés au large de Cassis.
Enfin, une surveillance complète de la zone ANTARES a été effectuée à l'aide du sous-marin *le Nautile* en décembre 1998 à l'occasion des tests de connexion d'une ligne évoqués à la fin de la section III.1.6 de cette thèse. Un relevé bathymétrique a été réalisé, montrant que le terrain est parfaitement plat et régulier sur une étendue carrée d'environ cinq cents mètres de côté : la différence de niveau entre deux points est au plus de huit mètres. Cette carte est présentée sur la figure IV.16. Cette exploration visuelle de la zone nous a aussi permis de mesurer l'ampleur de la pollution d'origine humaine dans cette partie de la Méditerranée, avec pas moins de cinquante débris (bouteilles, sacs plastiques, etc.) par hectare. Trois de ces débris doivent attirer notre attention : un gros fût métallique d'une part, et deux petite bombes (vraisemblablement de la Seconde Guerre Mondiale) d'autre part.

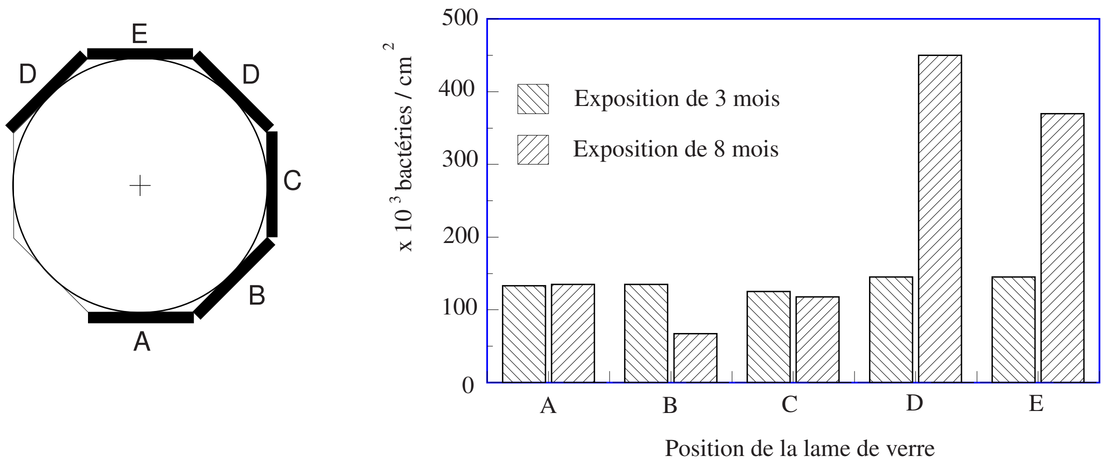


FIG. IV.14 – *Développement d'un film bactérien sur du verre : à gauche, la disposition des lames de verre autour de l'un des porte-échantillons (photographie visible sur la figure IV.11) ; à droite, le nombre moyen de bactéries s'étant développées sur ces lames, après trois mois et huit mois d'immersion du dispositif. Il semble qu'un délai de trois mois suffise pour atteindre la colonisation maximale des bactéries.*

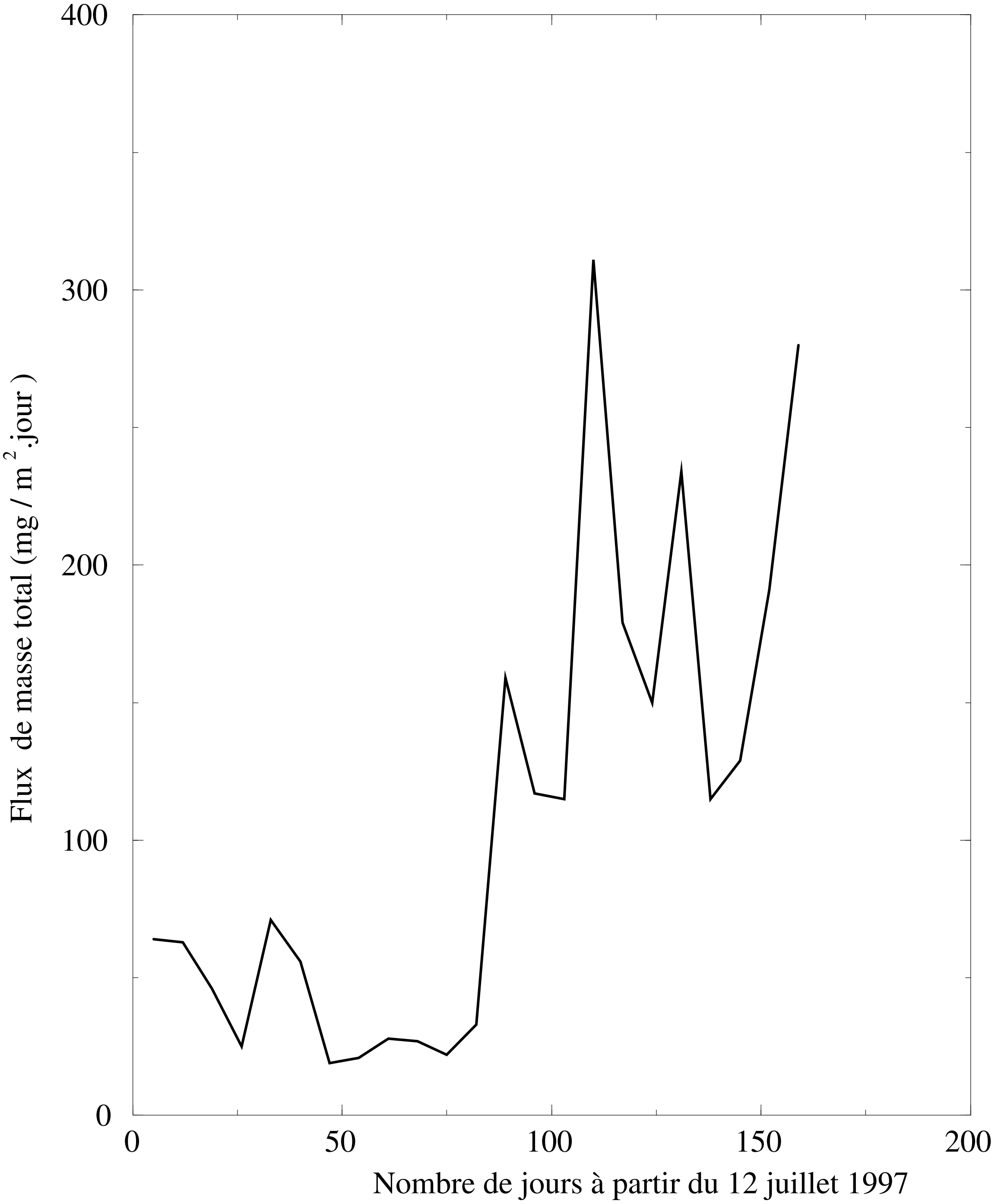


FIG. IV.15 – *Flux de sédiments mesuré sur le site ANTARES. Il apparaît que la sédimentation est environ quatre fois plus importante en automne qu'en été.*

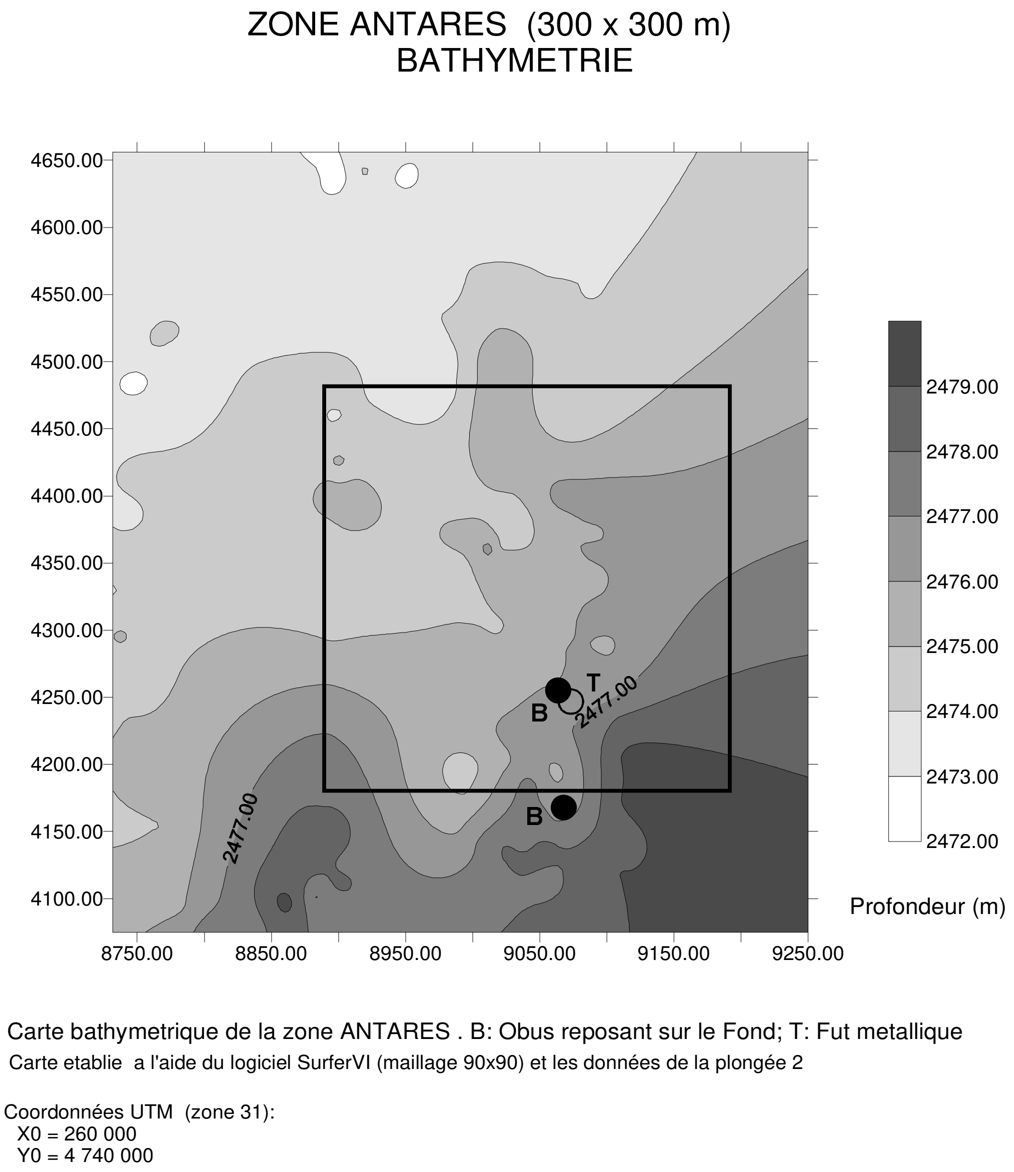


FIG. IV.16 – *Carte bathymétrique de la zone ANTARES — encadré — relevée par le sous-marin Nautile : l'ensemble du terrain est très régulier (moins de 8 m de différence de niveau entre deux points).*

IV.3 Transparence de l'eau

Le dernier paramètre du milieu marin que nous mesurons est la transparence de l'eau. Ce paramètre est très important : plus l'eau est claire et plus on peut voir des particules passant à grande distance du détecteur. Par ailleurs, la distance entre les lignes de détection sera plus ou moins grande, de façon à optimiser le volume utile du détecteur. La transparence du milieu est caractérisée par la longueur d'atténuation λ_{att}, elle même combinaison de deux composantes : la longueur d'absorption λ_{abs} et la longueur de diffusion λ_{diff}, selon la relation [1] :

$$\frac{1}{\lambda_{att}} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{diff}} \tag{IV.2}$$

Ces paramètres interviennent dans l'équation de propagation de la lumière : si une source émet une onde lumineuse d'amplitude A, alors le flux reçu à une distance L de cette source est [143], en absence de diffusion :

$$\Phi = \frac{A}{4\pi L^2} \exp \frac{-L}{\lambda_{att}} \tag{IV.3}$$

Précisons que l'absorption influe directement sur la distance jusqu'à laquelle on pourra détecter des traces. La diffusion, en revanche, retarde l'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs et dégrade par là même la résolution angulaire de la reconstruction des traces.

Les collaborations BAIKAL, DUMAND et NESTOR ont mesuré la dépendance spectrale du coefficient d'atténuation totale, et ont extrait une estimation des longueurs d'absorption et de diffusion en considérant les propriétés (taille, concentration, ...) des particules présentes en eaux profondes [144, 145, 146]. Les résultats obtenus pour les sites des deux expériences marines sont compatibles entre eux (BAIKAL étant situé dans un lac, les propriétés de l'eau sont différentes) et donnent une longueur d'absorption autour de 50 m à 450 nm (BAIKAL en revanche annonce 20,5 $\pm$ 2 m [146]). De son côté, la collaboration AMANDA utilise des lasers pulsés pour déterminer séparément le coefficient d'absorption et le coefficient effectif de diffusion de la glace du Pôle Sud [129, 130]. Les caractéristiques de la propagation de la lumière dans ces deux milieux peuvent être ainsi résumées:

- l'absorption est plus faible dans la glace que dans l'eau, pour tout le domaine de longueur d'onde qui nous intéresse : AMANDA mesure 110 $\pm$ 40m à 450 nm [128]

1. Valable uniquement si toute la lumière diffusée est effectivement perdue, comme par exemple dans le cas d'une collimation de la source et du détecteur.

- le minimum de la courbe d'absorption de la glace (voir figure IV.17) se situe aux alentours de 360 nm, rendant ainsi les photomultiplicateurs existant mieux adaptés à ce milieu qu'à l'eau de mer, compte tenu de leur réponse spectrale : le minimum d'absorption de l'eau de mer se situe aux environs de 480 nm, comme on peut également le constater sur la figure IV.17.
- la dépendance spectrale de la diffusion est relativement difficile à mesurer, et reste de fait assez mal connue. On peut toutefois dire que dans l'eau de mer, c'est la diffusion moléculaire (qui a une distribution symétrique avant-arrière) qui domine sur la diffusion sur les particules (qui se fait vers l'avant). C'est l'inverse dans la glace, probablement à cause des bulles d'air et de poussières qui y sont emprisonnées. Les mesures d'AMANDA montrent que la glace est un milieu beaucoup plus dispersif que l'eau de mer, et cela vient contrebalancer les avantages liés à la faible absorption.

La collaboration ANTARES a décidé de mesurer les trois paramètres (d'une part la longueur d'atténuation totale, et d'autre part les composantes d'absorption et de diffusion) de façon à disposer d'éléments supplémentaires afin de choisir le meilleur site possible. Deux dispositifs complémentaires ont donc été conçus.

IV.3.1 Dispositif expérimental et premiers résultats

Le système de mesure de l'atténuation totale consiste en une poutrelle longue de trente-deux mètres le long de laquelle un chariot se déplace, supportant une source de lumière (LED bleue émettant à une longueur d'onde moyenne de 466 nm. Notons que la partie avant de la sphère de verre abritant cette source a été dépolie de sorte que l'émission se fasse de façon plus ou moins isotrope.). Un module optique est fixé à l'une des extrémités de la poutrelle, et sert de détecteur de lumière. En plus des accessoires habituels utilisés (lest, balises, flottaison), ce dispositif est équipé d'un modem acoustique permettant de communiquer avec le système d'acquisition depuis la surface. Il est ainsi possible de travailler en mode manuel et de surveiller la prise de données. D'autre part, des séquences automatiques peuvent être programmées. Le principe de la mesure est le suivant : la lumière est émise en continu, et le chariot se déplace pour atteindre des stations définies (au nombre de neuf et espacées de trois mètres) où il s'arrête. Alors l'amplitude d'émission de la LED est ajustée pour que le courant de sortie du module optique atteigne une certaine valeur, indépendante de la station. Ainsi, on peut tracer la variation du flux de lumière nécessaire pour maintenir un courant constant en sortie du photomultiplicateur, en fonction de la distance entre la source et le détecteur. On trouve une loi exponentielle, liée à l'atténuation de la

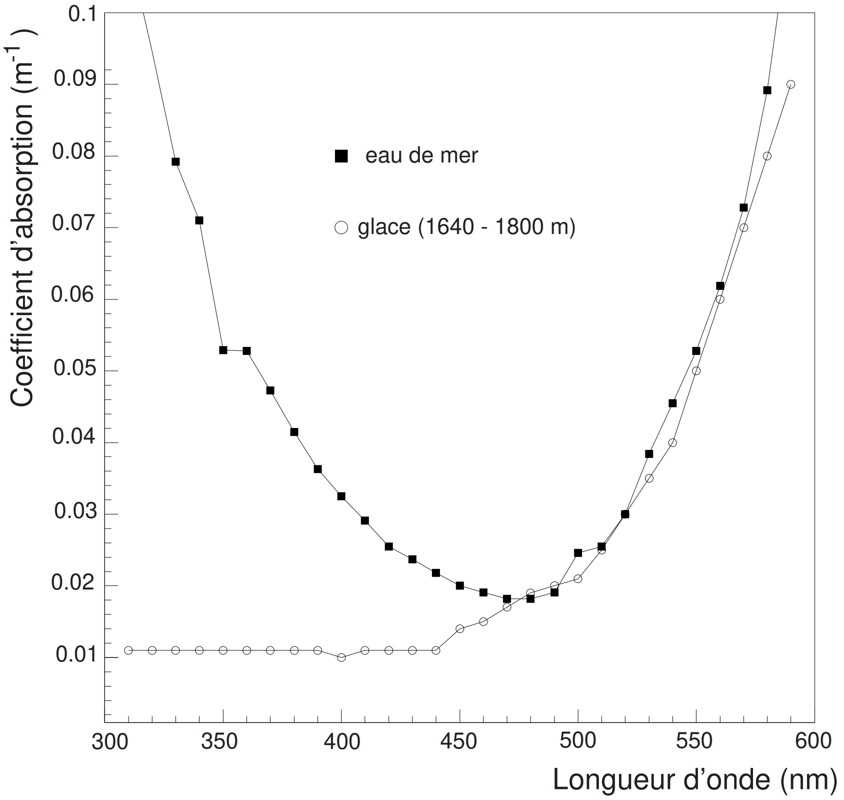


FIG. IV.17 – *Coefficient d'absorption ($= 1/\lambda_{abs}$) pour l'eau et pour la glace, d'après les mesures effectuées par NESTOR et AMANDA, en fonction de la longueur d'onde de la lumière.*

lumière. Pour calibrer le système, le même mode de fonctionnement a été appliqué, mais dans l'air. La propagation de la lumière doit alors suivre la simple loi en $1/d^2$, et c'est effectivement ce qui a été trouvé, comme le montre la figure IV.18. La valeur obtenue pour la longueur totale d'atténuation est :

$$\lambda_{att} = (41 \pm 1 \pm 1) \text{ m} \tag{IV.4}$$

où les deux erreurs désignent celle d'origine statistique et celle d'origine systématique.

Pour observer des photons diffusés, nous avons conçu un autre dispositif, plus léger à opérer que celui que nous venons de décrire (la manutention et le déploiement d'une poutrelle de trente-deux mètres de long n'étant pas très commodes !). Sa structure consiste simplement en deux cadres, l'un supportant la source de lumière et l'autre le module optique. Ils sont reliés par trois câbles de longueur fixe (et que l'on change pour modifier la distance entre les deux cadres), longs de quarante-quatre mètres ou vingt-cinq mètres pour les deux premières mesures effectuées en juillet 1998.
Une source de lumière pulsée, constituée par un ensemble de six LEDs bleues (identiques à la LED utilisée pour la mesure de l'atténuation totale) placées aux extrémités de trois axes orthogonaux est enfermée au centre d'une sphère de verre dont la surface interne a été entièrement dépolie. La source ainsi constituée est isotrope à mieux que 20%. Son intensité a été réglée de sorte que seulement quelques pourcents des impulsions donnent naissance à un signal de plus de un photoélectron sur le détecteur. Ce dernier est un module optique fabriqué spécialement pour cette mesure avec un petit photomultiplicateur de deux centimètres et demi de diamètre. Concernant l'acquisition des données, un TDC est démarré par le système de pulsation des LEDs et stoppé par le signal du photomultiplicateur. Le principe de cette acquisition est représenté schématiquement sur la figure IV.19. Chaque séquence d'acquisition consiste à émettre des impulsions à la fréquence de dix kiloHertz pendant cent secondes, et la distribution des temps d'arrivée est stockée dans un histogramme.

La figure IV.20 montre le résultat de la mesure des deux immersions réalisées. La distribution temporelle d'arrivée des photons correspondant à la distance de vingt-cinq mètres entre la source et le détecteur est normalisée à un, et la même normalisation est appliquée à la distribution obtenue avec quarante-quatre mètres de distance. L'extraction de la valeur de la longueur de diffusion et d'absorption de l'eau est obtenue en comparant les spectres enregistrés à ceux obtenus par une simulation de l'expérience. La forme d'une distribution dépend de la longueur de diffusion, tandis que la normalisation relative entre deux distributions est liée à l'absorption. Les

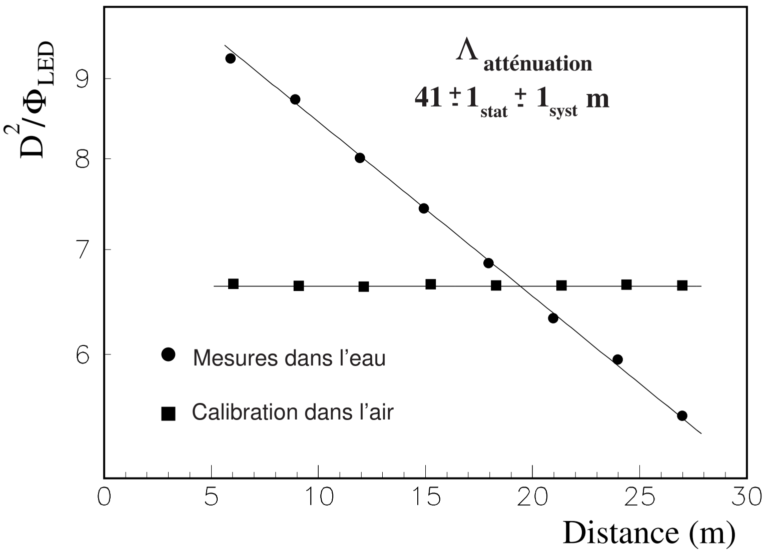


FIG. IV.18 – *Détermination de la longueur d'atténuation de l'eau (voir le texte). Les barres d'erreur sont plus petites que la taille des points indiqués. L'échelle en ordonnée est logarithmique.*

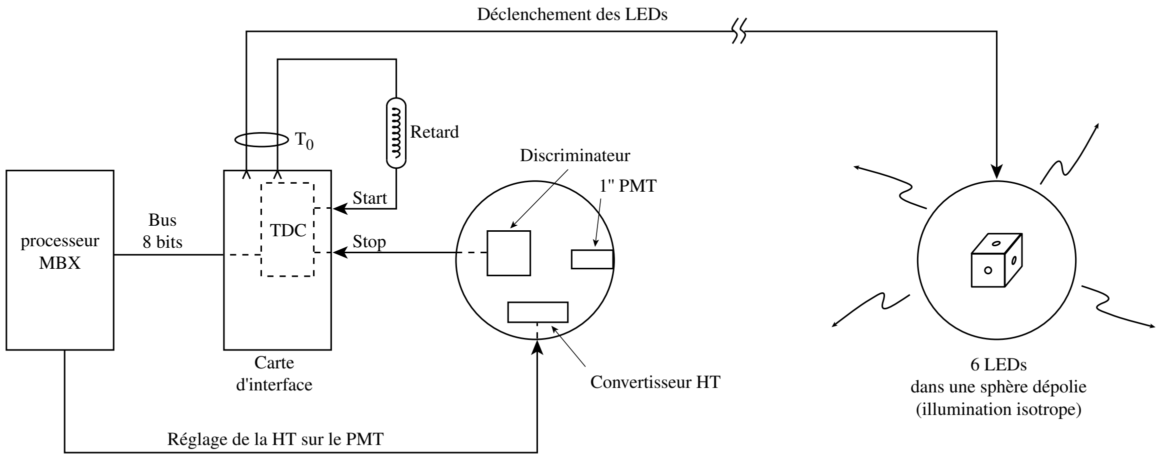


FIG. IV.19 – *Principe du système d'acquisition pour mesurer la longueur de diffusion de l'eau (voir texte).*

résultats préliminaires sont :

$$\lambda_{abs} = 60 \pm 10 \text{ m} \qquad \text{(IV.5)}$$
$$\lambda_{diff} = 250 \pm 20 \text{ m} \qquad \text{(IV.6)}$$

Indépendamment de toute extraction de valeurs des paramètres optiques de l'eau, ce système de lumière pulsée nous permet de voir que les photons arrivent dans une fenêtre temporelle de douze nanosecondes (largeur à mi-hauteur) et que le signal ne se dégrade pas avec la distance. Ceci est un point important, la résolution angulaire du détecteur étant directement liée au nombre de photons directs capturés. Il apparaît ainsi que la diffusion ne sera pas un facteur limitant de la résolution dans le cas d'ANTARES, nous permettant d'obtenir un angle médian de 0,5° pour la recherche de sources ponctuelles de neutrinos cosmiques. A titre de comparaison, la figure IV.21 montre le résultat des mesures de diffusion de la lumière obtenue par AMANDA [128] ; les distributions s'étendent au-delà de cinq cents nanosecondes, aux profondeurs actuelles de cette expérience.

IV.4 Conclusion

Comme nous venons de le voir, le programme d'évaluation des sites mis en place par ANTARES a permis de beaucoup apprendre sur les principaux paramètres d'intérêt pour la construction et la maintenance d'un télescope à neutrinos en milieu marin, et cela en à peine plus de deux ans. Mais ce programme n'en reste pas là : l'année 1999 sera l'occasion de compléter les connaissances dans les trois grandes catégories mentionnées, et cela essentiellement sur le site ANTARES. Par la suite, on peut imaginer que d'autres sites seront investigués, dans l'espoir d'en trouver un meilleur pour l'installation du détecteur de très grand volume nécessaire à l'astronomie neutrino. Mais avant cela, un site comme celui au large de Toulon, déjà de qualité acceptable, peut servir à l'opération d'un détecteur constitué de quelques lignes seulement, et un tel détecteur permettra de donner de premiers résultats relatifs à la physique des «basses énergies» que nous avons évoquée dans le premier chapitre de cette thèse. Il est temps de revenir dessus et de décrire les enjeux de cette physique plus en détails.

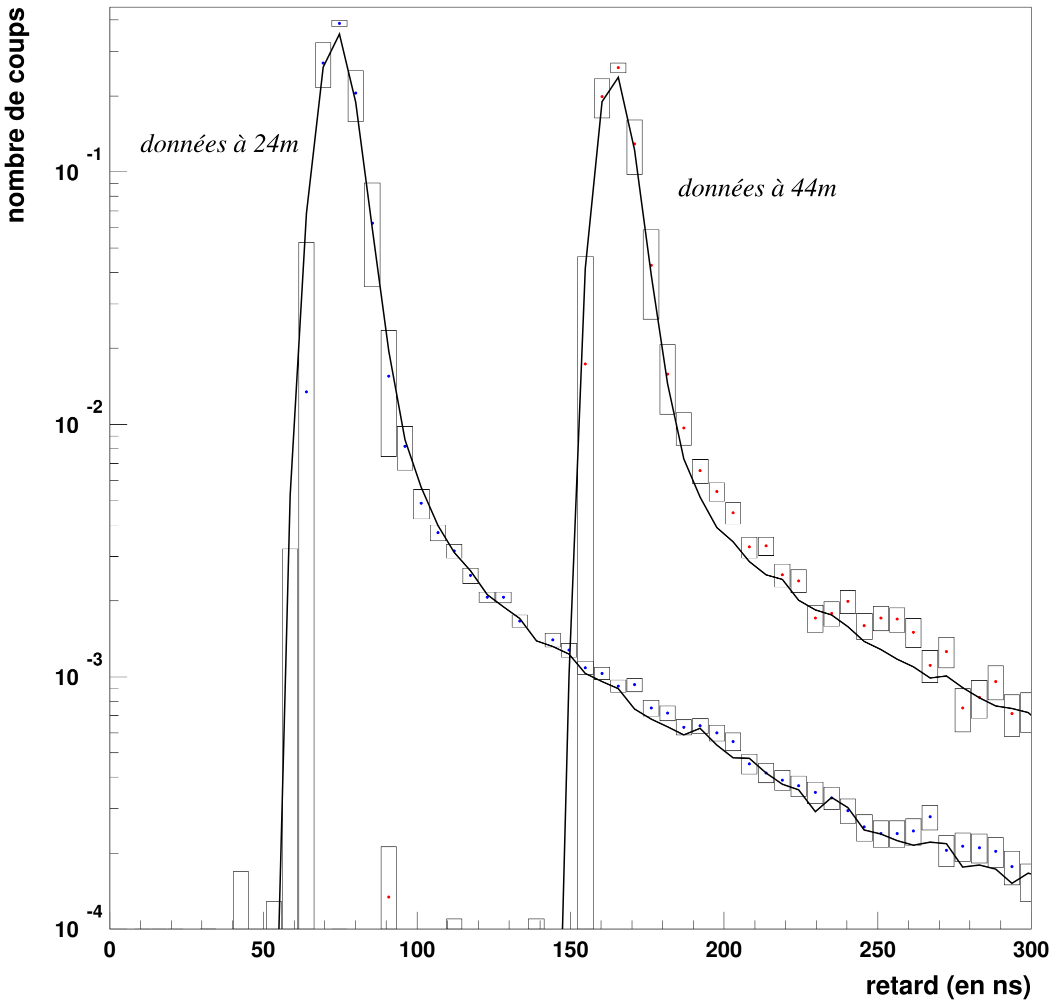


FIG. IV.20 – *Mesure de la longueur de diffusion et d'absorption de l'eau : distribution temporelle d'arrivée des photons émis par une source pulsée, pour une distance de 25 m (à gauche) et 44 m (à droite) entre la source de lumière et le détecteur. La courbe représente la simulation Monte Carlo pour le jeu de paramètres donné dans le texte.*

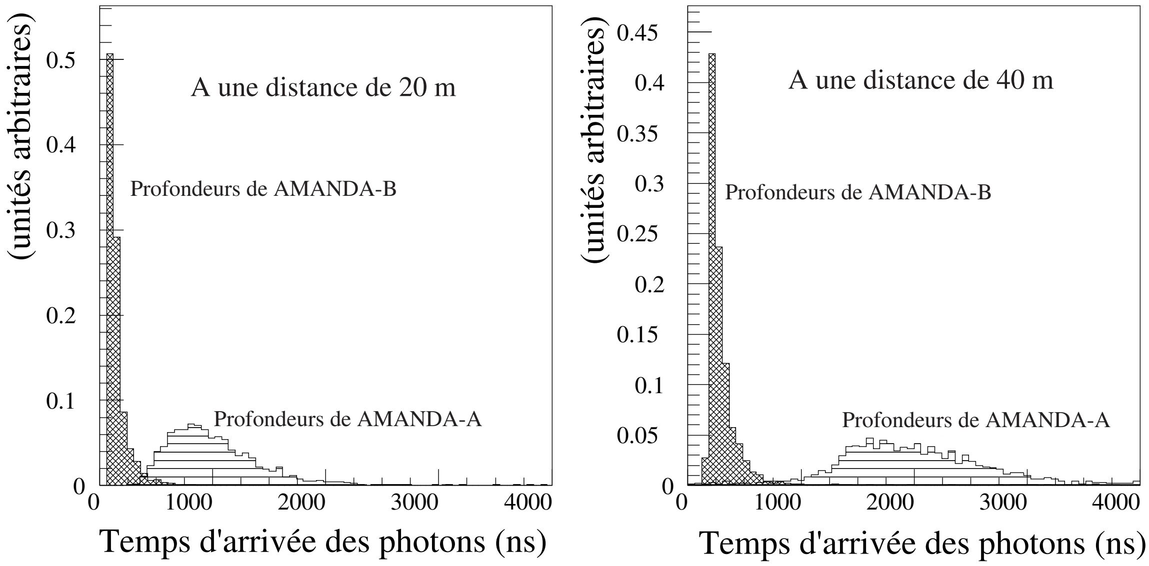


FIG. IV.21 – *Résultat de mesures de diffusion de la lumière effectués par l'expérience AMANDA au Pôle sud [128]. A gauche, la distance entre la source de lumière et le module optique est de 20 m, contre 40 m sur la figure de droite. Les mesures sont effectuées à différentes profondeurs : à environ 800 m (AMANDA-A) et environ 1800 m (AMANDA-B) sous la surface. La grande dispersion de temps d'arrivée des photons est liée à la présence de bulles d'air dans la glace. On notera qu'aux profondeurs actuelles de l'expérience, il faut plus de 500 ns pour recevoir certains photons.*

Dikoj
podkasává se

A co je bouřka,
po Tvojím rozumu?

Kudrjáš

Elektřina!

Dikoj
zlostně zadupá nohou

Jakápak elektřina?
Jaká elektřina?
(...)

přesvědčivě

Bouře je za trest na nás,
abychom moc boží pociťovali!

Dikoï
en gesticulant

Et l'orage, d'après toi
qu'est-ce que c'est?

Koudriach

De l'électricité!

Dikoï
tapant du pied avec colère

Comment ça de l'électricité?
Quelle électricité?
(...)

avec conviction

L'orage est, pour nous, une punition
pour que nous sentions la puissance de Dieu!

Káťa Kabanová; acte III
Opéra composé par Leoš Janáček
Livret de Leoš Janáček

Chapitre V

Le détail de la physique à basse énergie

Nous avons évoqué quelques-unes des grandes questions actuelles de la physique des astroparticules au cours du premier chapitre de cette thèse. Nous ne reviendrons pas sur l'astronomie à très haute énergie. En revanche, nous consacrons la première partie de ce chapitre à décrire l'une des particules pouvant constituer une grande partie de la matière noire, le neutralino, évoquant aussi bien son origine théorique que la façon de mettre en évidence son existence par l'intermédiaire d'un télescope à neutrinos. Dans un second temps, nous passerons en revue le phénomène d'oscillation de neutrinos, peut-être à l'origine de la mesure d'un déficit de neutrinos atmosphériques.

V.1 Origine et détection du neutralino

V.1.1 La supersymétrie

Le Modèle Standard et ses problèmes

Le Modèle Standard constitue la théorie actuellement utilisée pour décrire les interactions forte, faible et électromagnétique entre les particules élémentaires qui sont les quarks et les leptons. Les quarks, au nombre de six, sont groupés en trois générations : (u, d), (c, s) et (t, b). Les leptons, également au nombre de six, sont répartis selon trois familles : (e, ν_e), (μ, ν_μ), (τ, ν_τ). Les interactions sont véhiculées par des bosons de spin 1 : huit gluons de masse nulle pour la force forte, les trois bosons massifs W^+, W^-, et Z^0 pour la force faible, et enfin le photon, également de masse nulle, pour les interactions électromagnétiques. La masse des particules (à l'exception des neutrinos, supposés de masse nulle) est engendrée par l'interaction de celles-ci avec le «champ de Higgs». La particule associée à ce champ, un boson de spin 0 appelé «boson de Higgs» (H) n'a toujours pas été observée expérimentalement, et sa masse n'est pas connue. Notons que le ν_τ n'a pas non plus été observé, mais son existence n'est pas remise en cause.

Ce modèle, en dépit de sa simplicité, parvient à décrire l'ensemble de la physique que l'on peut observer au sein des expériences de physique des particules actuelles : jusqu'à présent, aucune observation ne le remet en cause de façon certaine (même si les expériences s'intéressant à la question des «oscillations de neutrinos», que nous verrons dans la section suivante, donnent depuis quelques années des indices de l'existence d'une «nouvelle physique»). Toutefois, il souffre de limitations qui font croire qu'il ne constitue qu'une théorie effective, valide en deçà d'une certaine échelle d'énergie :

- le nombre de paramètres libres
  Le Modèle Standard Minimal comprend dix-huit paramètres dont les valeurs sont libres : trois masses pour les leptons, six masses pour les quarks, trois constantes de couplage (α_s pour l'interaction forte, g pour l'interaction faible et g' pour l'électromagnétisme), deux paramètres liés au champ de Higgs et quatre paramètres pour la matrice de Cabibbo - Kobayashi - Maskawa (matrice de passage des états propres de masse des quarks aux états propres de l'interaction faible).
- le problème de la naturalité
  Une théorie est dite naturelle si la physique qui en résulte n'est pas affectée lorsque l'on modifie très peu les paramètres fondamentaux. Or, le diagramme de Feynman à l'ordre d'une boucle correspondant aux corrections radiatives à apporter à la masse du boson de Higgs fait apparaître des divergences. Ces dernières ne sont a priori pas gênantes, car il est possible de «renormaliser» la théorie pour les faire disparaître. Toutefois, ces divergences introduisent une nouvelle échelle de masse dans la théorie, non déterminée. La contribution des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs correspond à :

  $$\delta m^2 = m^2 - m_0^2 = \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \tag{V.1}$$

  avec λ : la constante de couplage, Λ : l'échelle d'énergie au - delà de laquelle le Modèle Standard n'est plus valable (qui peut prendre une valeur quelconque), m : la masse du boson de Higgs avec corrections renormalisée à l'échelle électro-faible, m_0 : la masse nue du champ de Higgs (c'est-à-dire à l'échelle Λ). Si on considère que Λ doit être égale à l'échelle de Planck (10^{19} GeV) et que m doit être de l'ordre de 100 GeV, alors on obtient :

$$\frac{m_0^2}{\Lambda^2} = 10^{-34} - \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \tag{V.2}$$

Et donc, il faut que λ^2 soit ajusté à trente-quatre ordres de grandeur ! C'est ce que l'on appelle le problème de naturalité et il apparaît que le Modèle Standard n'est donc pas une théorie naturelle.

- l'unification des constantes de couplage
  Les constantes de couplages g, g' et α_s ont pu être mesurées avec une très grande précision. Avec l'aide des équations du groupe de renormalisation, on peut extrapoler la valeur de ces constantes à de très hautes énergies, afin de déterminer s'il y a une unification des interactions comme on pense que cela doit être le cas (les trois constantes prennent alors la même valeur). Il apparaît que cette unification est exclue avec un très grand niveau de confiance, dans le cadre du Modèle Standard. On ne peut rejeter cette théorie sur ce critère, mais il faut donc s'attendre à ce que cette théorie soit incomplète. Et cela d'autant plus qu'elle n'inclut pas la gravitation.
- la gravitation
  Le formalisme du Modèle Standard ne se prête absolument pas à la description des interactions gravitationnelles : cette théorie ne peut donc être valable aux échelles d'énergies élevées, où la gravitation ne peut plus être négligée.

Il semble donc nécessaire de chercher une nouvelle théorie qui résoudra ces problèmes. Parmi toutes les voies possibles, la théorie de la Supersymétrie semble prometteuse : elle permet de résoudre le problème de la naturalité, et sa version locale fait naturellement intervenir la gravité. Nous allons maintenant décrire les grandes lignes du modèle supersymétrique minimal. Pour plus de détails et l'expression formelle des calculs, on ira consulter les ouvrages [147, 148, 149, 150].

Introduction au Modèle Supersymétrique Minimal

La Supersymétrie implique que les particules de la théorie apparaissent en multiplets, et sont reliées entre elles par des transformations de supersymétrie. Ces transformations changent les bosons (particules de spin entier) en fermions (particules de spin demi - entier), et inversement. Ainsi, les membres d'un super - multiplet ont des spins différents. Le fait qu'à chaque boson corresponde un fermion (et réciproquement) permet de résoudre le problème de naturalité : on sait que lors du calcul de processus physiques avec l'aide de diagrammes de Feynman, chaque état intermédiaire fermionique et chaque boucle de fermion porte un facteur (-1), alors que les bosons ont un facteur (+1). Aussi, pour chaque état bosonique intervenant lors d'un calcul en perturbations — tel celui des corrections apportées à la masse du boson de Higgs exposé ci - dessus—, la théorie supersymétrique fait apparaître une boucle de fermion qui l'annule.

On sait que les particules n'apparaissent pas sous forme de supermultiplets dans la nature : les superpartenaires n'ont jamais été observés à ce jour. Aussi, la Supersymétrie ne peut être une symétrie exacte du vide, et elle doit être brisée de telle sorte que la physique en dessous de l'échelle de brisure E_B corresponde à celle que nous connaissons actuellement. Cela dit, l'annulation des corrections radiatives n'a lieu que pour les états intermédiaires avec une énergie supérieure à E_B. Aussi, les corrections à la masse du boson de Higgs doivent être de l'ordre $\delta m_H^2 \simeq g^2(m_B^2 - m_F^2)$ où m_B et m_F sont les masses du boson et du fermion membres du même supermultiplet. Donc, si δm_H^2 est inférieur à ou de l'ordre de la masse des bosons de jauge de la force faible, alors la différence en masse des membres d'un supermultiplet ne doit pas être beaucoup plus grande que l'échelle électrofaible. C'est à dire que si la Supersymétrie est la théorie valide, alors les signes de son existence doivent apparaître soit aux alentours de l'échelle électrofaible, soit à des énergies proches du TeV. Si un spectre de particules supersymétriques n'est pas mis en évidence auprès des accélérateurs qui atteindront cette énergie (ce qui sera le cas dans les toutes prochaines années), alors la solution au problème de naturalité du Modèle Standard devra être cherchée ailleurs.

Une autre motivation que l'on peut noter concerne la connexion entre la supersymétrie locale et la gravitation. On dit que la supersymétrie est locale si les transformations dépendent de la position et du temps. Alors, la combinaison de deux transformations supersymétriques est équivalente à une transformation d'espace-temps (translation et/ou transformation de Lorentz) selon l'algèbre du groupe de Poincaré : le commutateur de deux transformations supersymétriques infinitésimales est égal à l'opérateur d'impulsion. Le groupe de Poincaré étant la base de la relativité Générale, et donc de la théorie de la gravitation, on comprend que la supersymétrie locale semble prometteuse pour décrire une «théorie du tout» incluant la gravitation. De ce fait, la Supersymétrie locale porte le nom de Supergravité (ou encore SUGRA) [1].

Enfin, si nous nous intéressons à cette théorie, c'est aussi (et surtout !) parce qu'elle fait apparaître des candidats naturels pour résoudre le problème de la matière noire

1. Cela dit, cette promesse restera certainement en état, car il semble que d'autres divergences de la théorie surgissent. On considère donc que la Supergravité n'est elle-même qu'une théorie effective d'une théorie plus fondamentale à des énergies élevées.

dans l'Univers. Avant de voir comment cela est possible, il nous reste à introduire une notion fondamentale : la R - parité.

La R - parité est une symétrie discrète. Chaque particule se voit associer une valeur liée à cette symétrie, définie par :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \tag{V.3}$$

où B et L sont les nombres baryonique et leptonique associés à cette même particule et S son spin. Ainsi, $R = +1$ pour les particules ordinaires et $R = -1$ pour leurs superpartenaires. Si cette symétrie est brisée, alors il n'y a pas de règle de sélection qui peut empêcher les particules supersymétriques de se désintégrer en donnant des particules «normales» plus légères. En contrepartie, une théorie avec non - conservation de la R - parité ne contient pas de candidats pour constituer la matière noire (mais ces théories ont d'autres problèmes, comme par exemple la violation de la conservation des nombres baryonique et leptonique). Aussi par la suite nous ne considérerons que des modèles conservant cette symétrie. De fait, la particule supersymétrique la plus légère (que nous appellerons par la suite LSP, pour Lightest Supersymmetric Particle) est absolument stable, et c'est elle qui sera le candidat pour expliquer la constitution de la matière noire.

Les superparticules

En supersymétrie, il y a donc un fermion associé à chaque boson et réciproquement, soit un partenaire supersymétrique associé à chaque particule «normale». En conséquence, le spectre de particules se trouve grandement étendu, comme l'indique le tableau V.1.

Les quarks ayant un spin 1/2, leurs partenaires supersymétriques (les squarks) sont des scalaires : aussi, à chaque quark se trouve associé deux squarks (un «gauche» et un «droit»). On obtient donc avec six squarks «haut» et six squarks «bas». Il en est de même pour les leptons. Les superpartenaires des bosons W et du boson de Higgs chargé sont le jaugino et le higgsino chargés. Ces états se mélangent pour donner des état propres de masse qui sont les charginos. De même, les partenaires du photon, du Z et des bosons de Higgs neutres forment quatre états propres de masses par combinaison linéaire : les neutralinos. Remarquons que dans le modèle supersymétrique, il y a deux doublets de Higgs (contre un seul dans le Modèle Standard), qui donne cinq états physiques. Les superparticules sont notées avec un tilde. Toutefois, il arrive qu'il

Particules «normales»		Partenaires SUSY	
u, c, t	quarks «up»	$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R, \tilde{c}_L, \tilde{c}_R, \tilde{t}_L, \tilde{t}_R$	squarks «up»
d, s, b	quarks «down»	$\tilde{d}_L, \tilde{d}_R, \tilde{s}_L, \tilde{s}_R, \tilde{b}_L, \tilde{b}_R$	squarks «down»
e, μ, τ	leptons chargés	$\tilde{e}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R$	sleptons chargés
ν	neutrinos	$\tilde{\nu}_1, \ldots, \tilde{\nu}_3$	sneutrinos
g	gluons	$\tilde{g}$	gluinos
$W^\pm$	bosons W	$\chi_1^\pm, \chi_2^\pm$	charginos
$H^\pm$	bosons de Higgs chargé		
γ	photon	$\chi_1^0, \ldots \chi_4^0$	neutralinos
Z^0	boson Z		
h^0 (H_2^0)	boson de Higgs scalaire léger		
$H^0(H_1^0)$	boson de Higgs scalaire lourd		
$A^0(H_3^0)$	boson de Higgs pseudoscalaire		

TAB. V.1 – *Spectre des particules dans le modèle superymétrique minimum. Les charginos et les neutralinos sont des combinaisons linéaires des bosons «normaux» qui leur correspondent.*

soit omis quand il ne peut y avoir de confusion, ce qui est le cas avec les neutralinos par exemple. Nous allons voir que la particule supersymétrique la plus légère est très probablement le plus léger des neutralinos, qui est donc le candidat pour expliquer le problème de la matière noire. Désormais, nous dirons donc que c'est *le* neutralino.

Le neutralino

Avant de parler plus en détail de cette particule, voyons rapidement pourquoi il semble qu'elle constitue la particule supersymétrique la plus légère. Le détail des arguments peut être trouvé dans [151]. Le LSP ne peut être une particule chargée, comme un chargino ou un slepton, car ces particules seraient détectées par les expériences recherchant des protons anormalement lourds [152]. Or, ces expériences donnent des résultats négatifs [153], excluant ainsi ces particules sur un large domaine de masse. Si un squark ou un gluino était le LSP, alors ces particules formeraient des hadrons (des *glueballinos*). Si ces derniers étaient chargés, ils apparaîtraient aussi dans les recherches de protons anormaux. Il serait aussi possible que seuls des hadrons neutres soient formés, qui ne se lieraient pas aux noyaux et échapperaient à toute détection. Mais les théories de grande unification prévoient la hiérarchie de masse entre les superpartenaires et dans la plupart des cas le gluino est plus massif que le neutralino et les squarks plus lourds que les sleptons. Alors, ni le squark ni le gluino ne peut être la particule supersymétrique la plus légère. La dernière possibilité serait que le LSP soit un sneutrino. Mais dans la plupart des modèles il y a un slepton avec une masse inférieure à celle du sneutrino. Dans le cas contraire, des arguments cosmologiques s'opposent à l'existence d'un sneutrino stable. Par ailleurs, la majeure partie de l'espace des paramètres du sneutrino est exclue par les expériences de détection directe, comme par exemple l'expérience Heidelberg-Moscou [154, 155]. Enfin, les auteurs de la référence [156] avancent que, si le sneutrino était le LSP, alors la désintégration du Z_0 aurait une largeur supérieure de 0,25 GeV, à celle qui a été mesurée par le LEP. Il ne reste donc plus qu'un seul candidat pour être le LSP : le neutralino.

Le neutralino est défini comme étant la plus légère des combinaisons linéaires des champs associés au photino ($\tilde{\gamma}$) , au Zino ($\tilde{Z}$) et aux deux états Higgsinos ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) :

$$\chi \equiv a_1\tilde{\gamma} + a_2\tilde{Z} + a_3\tilde{H}_1^0 + a_4\tilde{H}_2^0 \tag{V.4}$$

avec la normalisation $a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 + a_4^2 = 1$. On définit le paramètre $P \equiv a_1^2 + a_2^2$, qui sert à classer les neutralinos selon deux type : de type jaugino si $P > 0{,}5$ et de type Higgsino si $P < 0{,}5$. Le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) contient l'extension supersymétrique du contenu en particules du Modèle Standard et deux doublets de Higgs H_1 et H_2. En conséquence, le MSSM comporte trois champs de Higgs neutres : deux scalaires (h^0 et H^0) et un pseudo-scalaire (A^0). Au niveau des diagrammes en arbre, le secteur de Higgs est spécifié par deux paramètres indépendants : la masse de l'un des champs de Higgs physique (m_A, la masse du boson neutre pseudo-scalaire), et le rapport des deux valeurs moyennes dans le vide v_1 et v_2 des champs H_1 et H_2, défini comme étant : $\tan\beta \equiv \langle H_2\rangle/\langle H_1\rangle = v_2/v_1$. Notons que le secteur de Higgs dépend également de la masse des squarks au travers de diagrammes en boucles, une fois que l'on ajoute les corrections radiatives. Les autres paramètres du MSSM sont définis dans le superpotentiel qui contient les interactions de Yukawa et le terme de mélange des champs de Higgs :

$$\mathcal{L} = \mu\tilde{H}_1^0\tilde{H}_2^0 - \frac{1}{2}M_1\tilde{Z}\tilde{Z} - \frac{1}{2}M_2\tilde{\gamma}\tilde{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{2}}gv_1\tilde{H}_1^0\tilde{\gamma} - \frac{1}{\sqrt{2}}gv_2\tilde{H}_2^0\tilde{\gamma} \tag{V.5}$$

qui introduit les masses non physiques M_1, M_2 et μ associées respectivement aux bosons de jauge neutres et aux bosons de Higgs, g étant le couplage habituel du Modèle Standard associé au groupe $SU(2)$. D'autres paramètres interviennent dans la partie du Lagrangien responsable de la brisure de la supersymétrie.

Le MSSM contient un grand nombre de paramètres libres (63, pour être précis !). Afin de pouvoir utiliser ce modèle de façon simple et trouver des conclusions phénoménologiques, il est nécessaire de faire certaines hypothèses restrictives. Ce sont les suivantes :

- tous les couplages trilinéaires (c'est-à-dire ceux associés à deux champs scalaires partenaires de fermions de matière et à un champ scalaire de Higgs) de la partie du Lagrangien responsable de la brisure de la supersymétrie sont nuls.
- toutes les masses des squarks et des sleptons sont dégénérées : $m_{\tilde{l}_i} = m_{\tilde{q}_i} \equiv m_0$.
- les masses des jauginos s'unifient à l'échelle de Grande Unification. Ceci implique que les masses des jauginos associés aux groupes $U(1)$ et $SU(2)$ sont reliées à l'échelle électrofaible par la relation : $M_1 = (5/3)\tan^2\theta_W M_2$, où θ_W est l'angle de Weinberg.

Une fois ces conditions posées, il ne reste plus que cinq paramètres indépendants pour décrire l'espace des paramètres supersymétriques [73], que nous choisissons ainsi : M_2 (la masse de l'un des jauginos), μ (la masse du Higgsino), $\tan\beta$ (rapport des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs), m_A (masse du boson de Higgs pseudo-scalaire neutre), et m_0 (masse commune à tous les squarks et sleptons).

Comme nous l'avons déjà dit, aucune preuve de l'existence de particules supersymétriques n'a été donnée à ce jour. Leur recherche est très active, et on peut regrouper en trois catégories les tentatives de mise en évidence du neutralino :

- recherche auprès d'accélérateurs : les expériences situées auprès des grands collisionneurs actuels, tels le LEP en Europe et le TeVatron aux USA, tentent de détecter la création du neutralino lors de collisions à haute énergie entre un électron et un positron (LEP) ou un proton et un antiproton (TeVatron). On peut considérer que c'est là la principale voie de recherche, mais elle est limitée par l'énergie maximale que l'accélérateur peut fournir : si la masse du neutralino est trop élevée, alors il ne peut apparaître dans ces machines et il faudra attendre la prochaine génération (le LHC, par exemple, dont le démarrage est prévu pour l'an 2005). Les limites actuelles sont complexes à résumer, tant elles dépendent des scénarii envisagés. Il est toutefois possible de dire que la masse du neutralino semble être supérieure à 30 GeV/c^2, après analyse des prises de données prises au LEP avec 183 GeV dans le centre de masse des collisions [157].
- expériences de détection «directe». Dans ce cas, on fait l'hypothèse que le neutralino constitue la majeure partie de la matière noire dans l'Univers, et on cherche à détecter le passage des neutralinos constituant le halo de notre Galaxie au travers de bolomètres (cas des expériences Edelweiss [158], CRESST [159], CDMS [160]), de diodes de germanium (expérience Heidelberg-Moscou, cette dernière disposant de la meilleure limite obtenue à ce jour [161]) ou encore de scintillateurs (comme par exemple les expériences UKDMC [162] ou

DAMA [163]). Une revue des différents projets existants est effectuée dans la référence [164]. Notons que les projets basés sur cette méthode sont encore dans des phases de développement, visant à maîtriser les techniques qui permettront l'opération de gros détecteurs (plusieurs centaines de kilogrammes de cristaux sensibles) nécessaires pour acquérir la statistique suffisante, compte tenu des estimations relatives aux sections efficaces d'interaction des neutralinos. Cependant, la collaboration DAMA, opérant avec environ cent kilogrammes de cristaux de NaI, a publié des articles concernant une éventuelle indication de l'existence de neutralinos avec une masse d'environ 60 GeV/c^2 [163, 165]. Ce résultat est controversé par ailleurs [166], et d'autres expériences sont nécessaires pour le vérifier. Remarquons enfin que ces expériences mesurent directement la section efficace d'interaction du neutralino sur le ou les éléments qui les composent ; par ailleurs les interactions du neutralino peuvent être majoritairement dépendantes du spin des noyaux cibles, ou au contraire indépendantes du spin. Aussi, et à fin de comparaison entre elles, les diverses expériences présentent leurs résultats en faisant l'hypothèse qu'un seul de ces types d'interaction a lieu et se ramènent à une section efficace sur nucléon.

- expériences de détection «indirecte». Ce sont typiquement les télescopes à neutrinos, et nous allons décrire leur principe en détail.

V.1.2 Principe de la détection indirecte des neutralinos

Avant de décrire ce principe, précisons que nombre d'informations qui lui sont relatives, comme par exemple le détail de certains calculs, peuvent être trouvées dans les références [73] et [167].

Si nous faisons l'hypothèse que la majeure partie de la matière noire présente dans le halo de notre Galaxie est constituée de neutralinos, ceux-ci sont diffusés par collisions élastiques sur les noyaux qui constituent les corps célestes, comme le Soleil et la Terre, au cours de leur voyage d'accompagnement du halo. La perte d'énergie encourue va les amener sur une orbite liée à ce corps céleste, au travers duquel ils pourront de nouveau passer et diffuser ... Après «un certain temps», un neutralino peut donc se retrouver piégé au centre du corps céleste (à l'endroit où l'interaction gravitationnelle est minimale). Le centre de la Terre serait donc un réservoir à neutralinos (et aussi à monopôles magnétiques, mais ceci est une autre histoire)[2]. Les neutralinos étant leur propre antiparticule, ils vont pouvoir s'annihiler entre eux. Un équilibre

2. Jules Verne n'était donc pas très loin de cela, en y plaçant plein de phénomènes curieux dans son roman «Voyage au centre de la Terre».

sera donc atteint, entre le nombre de neutralinos capturés et le nombre de ceux disparaissant par annihilation. L'équation d'évolution du nombre N de neutralinos au cours du temps est donnée par :

$$\frac{dN}{dt} = C - C_A N^2 \tag{V.6}$$

où C correspond au taux de capture des neutralinos et où le second terme est le double du taux d'annihilation $\Gamma_A = \frac{1}{2} C_A N^2$. Le terme C_A dépend de la section efficace d'annihilation de ces particules, ainsi que de leur distribution spatiale au centre de l'astre. Un terme tenant compte de l'évaporation des neutralinos pourrait être ajouté, mais il n'est important que si la masse du neutralino est inférieure à 5 GeV/c^2, ce qui est exclu par les recherches auprès d'accélérateurs. La résolution de cette équation différentielle permet de trouver le taux d'annihilation à un instant t :

$$\Gamma_A = \frac{1}{2} C \tanh^2 \frac{t}{\tau}, \quad \tau = \frac{1}{\sqrt{C C_A}} \tag{V.7}$$

où τ apparaît comme le temps nécessaire pour que l'équilibre se fasse entre captures et annihilations. On pense que cet équilibre est déjà atteint dans le cas du Soleil, tandis qu'il est fort possible que la Terre en soit encore loin, en raison de sa faible masse qui la rend moins efficace pour piéger les neutralinos. Si l'équilibre est atteint actuellement — c'est-à-dire si τ est très inférieur à l'âge du système solaire (qui est de $1{,}5 \times 10^{17}$ s) — le taux d'annihilation est maximal et se réduit à $\Gamma_A \simeq \frac{1}{2} C$.
Considérons ici un modèle supersymétrique précis[3] à titre d'exemple permettant de donner l'ordre de grandeur des variables considérées. Si l'on pose $M_2 = 1500$ GeV/c^2, $\mu = 70$ GeV/c^2, $\tan\beta = 8$, $m_A = 50$ GeV/c^2 et $m_0 = 10^6$ GeV/c^2, alors on obtient un neutralino qui est la particule supersymétrique la plus légère, de masse $m_\chi = 65{,}6$ GeV/c^2 et de densité relique $\Omega h^2 = 0{,}00312$, donnant :

- dans le cas du Soleil
  - un taux de capture C égal à $2{,}58 \times 10^{23}$ s^{-1}
  - un temps d'équilibre τ de $1{,}32 \times 10^{15}$ s

  ce qui est inférieur d'un facteur cent à l'âge du système solaire, et implique donc que l'équilibre entre capture et annihilation est atteint.
- dans le cas de la Terre
  - un taux de capture C égal à $2{,}23 \times 10^{15}$ s^{-1}
  - un temps d'équilibre τ de $4{,}48 \times 10^{17}$ s

  ce qui est supérieur d'un facteur trois à l'âge du système solaire. L'équilibre n'est donc pas encore atteint, et le taux d'annihilation vaut dans ce cas $\Gamma_A = 1{,}16 \times 10^{14}$ s^{-1}, soit environ un dixième du taux de capture.

3. L'un de ceux considérés pour l'étude présentée dans le chapitre VII de cette thèse.

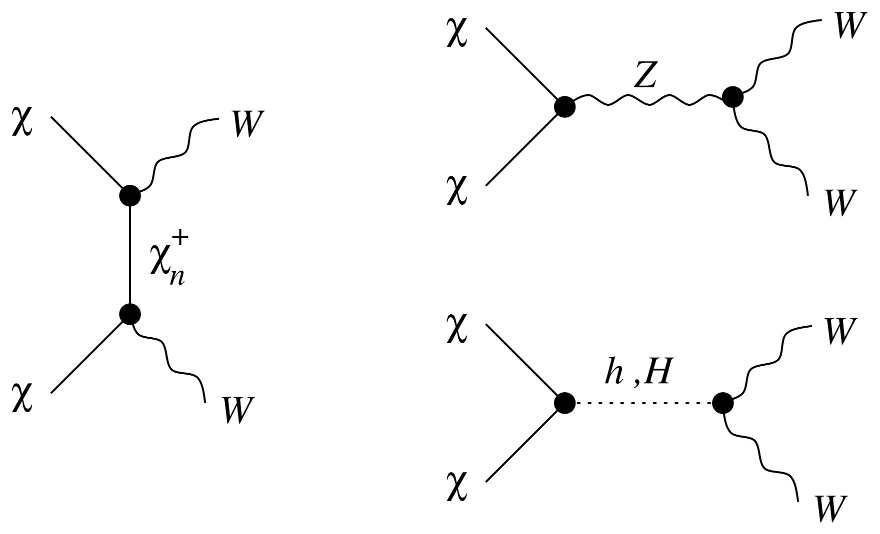


FIG. V.1 – *Les différents diagrammes contribuant à l'annihilation de deux neutralinos en une paire de bosons W. Cet état final n'est que l'une des nombreuses possibilités offertes.*

Le taux de capture C dépend, entre autres choses, de la densité de masse locale du halo ρ_χ, de la dispersion de vitesses des particules de matière noire dans le halo $\overline{v} = \sqrt{< v^2 >}$, des sections efficaces de diffusion élastique, ainsi que de la composition du corps céleste considéré. Les valeurs de ρ_χ et $\overline{v}$ sont assez mal connues, et des valeurs «standard» généralement considérées dans la littérature sont : $\rho_\chi = 0{,}3$ ou 0,5 GeV/cmS^3 et $\overline{v} = 270$ km s^{-1}.

Ainsi donc, l'annihilation des neutralinos a lieu. Elle produit diverses particules — la figure V.1 représente les diagrammes de Feynman contribuant à la production d'une paire de bosons W — qui vont se désintégrer, produisant entre autre des hadrons qui se désintègrent à leur tour, engendrant notamment des neutrinos. Ces neutrinos, s'ils sont de type muonique, pourront donner naissance à des muons[4] qui seront détectés par un dispositif approprié, tels bien évidemment les télescopes à neutrinos. Si ce type d'expérience détecte un flux élevé de muons provenant du Soleil ou du centre de la Terre, ce sera une indication de l'existence du neutralino (car on ne pourrait expliquer autrement cet excès de signal), et de sa contribution à la quantité de matière noire dans l'Univers.

4. Les principaux canaux d'annihilation pour la production de muons sont : $c\overline{c}$, $b\overline{b}$, $t\overline{t}$, W^+W^-, Z^0Z^0, $Z^0H_1^0$, $Z^0H_2^0$, $H_1^0H_3^0$, $H_2^0H_3^0$ et $H^\pm W^\mp$ [167].

Formulons ici quelques remarques :

- Le Soleil apparaîtrait comme une source ponctuelle de neutrinos, tandis que le centre de la Terre ne le serait pas : la distribution angulaire de neutrinos venant de cette dernière source a pour écart - type $\sigma = 23°/\sqrt{m_\chi \text{ (GeV)}}$ [168]. Cela vient des dimensions apparentes des deux sources, vues par le détecteur. signalons aussi que le centre Galactique pourrait être une source de neutrinos, provenant de neuralinos accumulés à proximité du trou noir qui pourrait s'y trouver [169].
- En moyenne, l'énergie d'un muon provenant de l'annihilation d'une paire de neutralinos est $E_\mu \simeq m_\chi/4$ (car un neutrino provenant de l'annihilation d'une paire de neutralinos emporte typiquement une énergie égale à la moitié de la masse du neutralino, et qu'un muon possède environ la moitié de l'énergie du neutrino dont il est issu). Puisqu'il est actuellement considéré que la masse du neutralino est comprise entre 40 et 1000 GeV/c^2, on s'attend donc à rechercher des muons de relativement basse énergie, en tout cas beaucoup plus basses que les énergies mises en jeu lors de l'étude d'astronomie en neutrinos, but de physique principal des télescopes à neutrinos. Ces détecteurs ont donc une forte probabilité d'avoir un seuil en énergie élevé par leur conception, et il faudra trouver un moyen de l'abaisser. Nous verrons comment ANTARES compte s'y prendre au cours du prochain chapitre.
- Cette méthode de détection des neutralinos est considérée indirecte en ce sens que l'on ne détecte pas la particule elle-même. Par ailleurs, nombre de processus et d'hypothèses entrent en jeu au cours d'une étude de ce type, liées à la cosmologie comme à la physique des particules. Pour cette raison, toute étude doit être considérée avec beaucoup de précautions. On verra aussi que, par exemple selon la valeur des paramètres du modèle supersymétrique considéré, le flux de muons détectables varie sur plusieurs ordres de grandeurs, conduisant à une mise en évidence pouvant être «immédiate» par un détecteur minuscule ou jamais possible.
- Les expériences de détection directe et indirecte sont complémentaires, comme le montrent par exemple les auteurs de [170], [171] et [73], et nous présenterons une étude allant en ce sens au cours du chapitre VII de ce mémoire. En effet, selon les modèles supersymétriques il est possible que la détection directe soit capable de fournir un signal tandis que les recherches indirectes ne verront rien, et inversement. Par ailleurs, dans l'hypothèse où les deux techniques fournissent l'indication de l'existence du neutralino, il est possible de déterminer avec un minimum d'hypothèses sur les modèles certains des paramètres relatifs à cette

particule : sa masse[5] [167], sa section efficace d'interaction avec les nucléons[6], sa section efficace d'annihilation et enfin, sa densité cosmologique[7].
A ce sujet, il est temps de préciser quelles sont les limites actuelles obtenues par les diverses expériences. La figure V.2 présente les limites sur la section efficace neutralino - nucléon obtenues par diverses expériences de détection directe, en considérant une interaction indépendante du spin des noyaux. Les meilleures limites actuelles ont été obtenues par les expériences Heidelberg-Moscou [161] et DAMA [172]. Elles sont de l'ordre de quelques 10^{-6} pb, les futurs projets CDMS [173] et GENIUS [174] devant permettre d'abaisser cette limite jusqu'à 10^{-9} pb. Les expériences de détection indirectes, de leur côté, donnent des limites sur le flux de muons venant du centre de la Terre. Les meilleurs résultats actuels sont ceux obtenus par BAKSAN [177] et AMANDA [128, 178] (nous présentons les valeurs obtenues par cette dernière collaboration sur la figure V.3). Ils indiquent que ce flux est inférieur à environ 2×10^{-14} muons cm^{-2} s^{-1}. Il faut remarquer que la valeur d'AMANDA est obtenue après analyse de seulement six mois de données acquises par quatre lignes de détection équipées chacune de vingt modules optiques : la quantité d'informations enregistrées depuis par l'ensemble du détecteur, quatre fois plus grand, permettra d'obtenir un bien meilleur résultat.

- Enfin, n'oublions pas que les neutrinos vont voyager sur une distance importante entre leur production (au centre de la Terre, par exemple) et leur point de conversion - détection. Si le neutrino possède une masse, il se peut qu'il se convertisse en chemin en un neutrino d'une autre espèce qui sera indétectable ! Il se peut donc très bien que les flux prédits par les calculs doivent être réduits à la baisse, à cause du phénomène d' «oscillation de neutrino» [179]. C'est ce phénomène que nous allons maintenant étudier plus en détails : il est au centre de la physique des particules actuelle, et sa mise en évidence par ANTARES est très proche de l'étude de la présence des neutralinos au centre de la Terre.

V.2 Le phénomène des «oscillations de neutrinos»

Le phénomène connu sous le nom d'«oscillations de neutrinos» est directement lié à la question de la masse des neutrinos, problème encore entièrement ouvert en 1999. En effet, il est désormais bien établi que les neutrinos existent, sont des particules

5. Accessible uniquement par détection indirecte.
6. Accessible uniquement aux méthodes directes, à moins de faire des hypothèses sur la supersymétrie.
7. Ces deux derniers paramètres nécessitent l'analyse combinée des expériences de détection directe et indirecte [171].

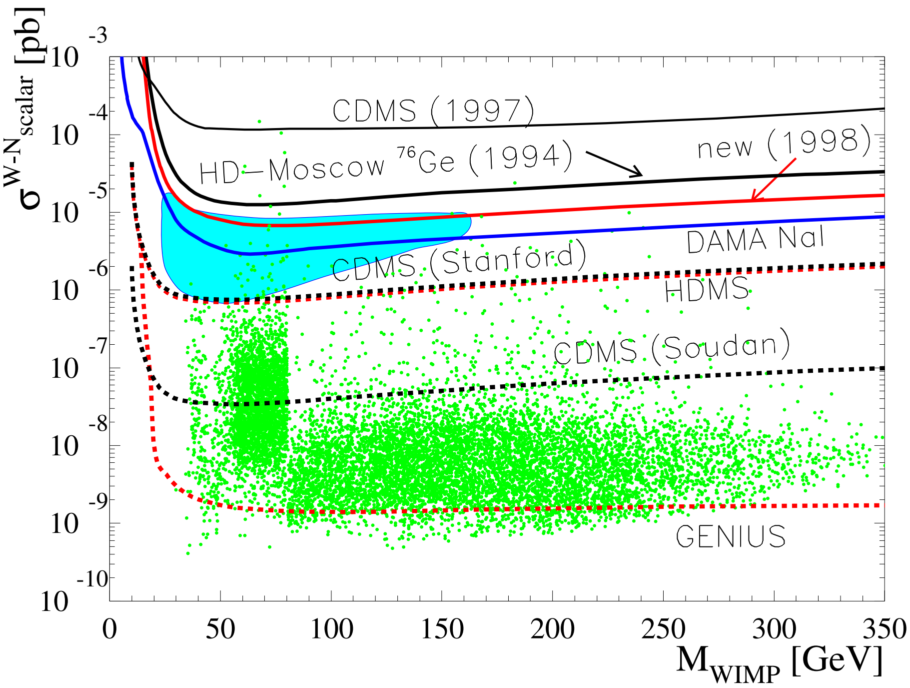


FIG. V.2 – *Limites actuelles sur la section efficace neutralino - nucléon, dans l'hypothèse d'interactions indépendantes du spin de la cible, obtenues par les expériences Heidelberg-Moscou [161] et DAMA [172] (la zone permise d'après cette expérience est également indiquée). Les valeurs que pourraient atteindre les futurs détecteurs HDMS [175], CDMS [173] (à deux endroits différents) et GENIUS [174] sont également indiquées. Les nuages de points représentent les sections efficaces attendues dans le cadre de certains modèles supersymétriques [176].*

neutres, et se présentent sous trois «saveurs» différentes[8] [180] (à moins qu'il n'existe des neutrinos dits «stériles» — n'interagissant pas avec la matière — ou des neutrinos dits «lourds» — à la masse supérieure à 45 GeV/c^2). Mais on ne sait rien à propos de leur masse, en dehors de limites expérimentales que nous indiquons plus bas : les neutrinos ont une masse exactement nulle dans le Modèle Standard des interactions électrofaibles, mais ceci ne découle pas d'un principe de base, contrairement, par exemple, au cas du photon ; d'autre part des neutrinos de masse non nulle apparaissent dans de nombreuses extensions du Modèle Standard (une revue récente est effectuée par les auteurs de [181], et on pourra aussi trouver la description de certains modèles dans [182] et [183]).
Les limites actuelles sur la masse des différentes espèces de neutrinos sont les suivantes

8. Remarquons que même si la troisième saveur — le neutrino tau — n'a pas encore été détectée, son existence n'est pas remise en cause, notamment grâce à la mesure effectuée au LEP prouvant qu'il existe trois familles de neutrinos légers.

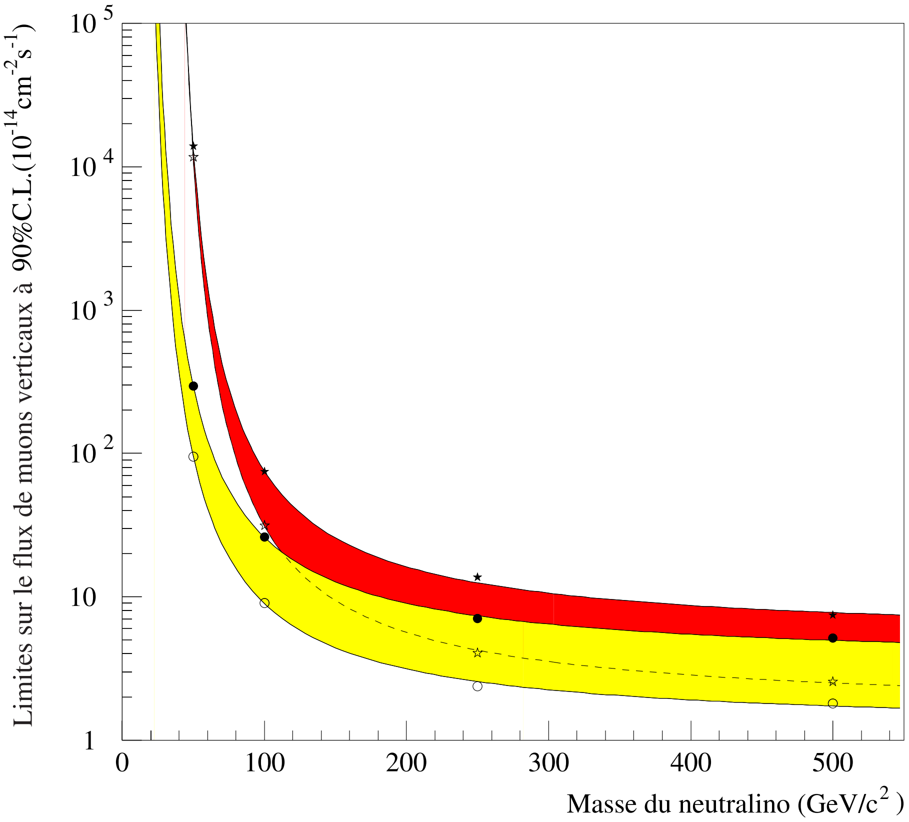


FIG. V.3 – *Limites obtenues par AMANDA [128, 178] sur le flux de muons provenant du centre de la Terre. La bande gris clair représente le flux qui serait lié à une annihilation des neutralinos dans le seul canal W^+W^-, la bande noire représentant la contribution unique du canal $b\bar{b}$. La largeur des bandes provient des méthodes de calcul employées.*

[180] :

$$m_{\nu_e} < 10 \text{ eV}/c^2, \quad m_{\nu_\mu} < 0{,}17 \text{ MeV}/c^2, \quad m_{\nu_\tau} < 18{,}2 \text{ MeV}/c^2 \qquad \text{(V.8)}$$

La découverte d'une masse pour le neutrino serait d'une très grande importance, ayant de fortes répercussions sur la physique théorique, la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie : comme nous l'avons vu au cours du chapitre I, un neutrino massif pourrait constituer une partie de la matière noire dans l'Univers, et par ailleurs le déficit des neutrinos atmosphériques trouverait une explication. Le modèle des interactions présentes au cœur du Soleil se trouverait aussi conforté ; en effet, le flux de neutrinos solaires détecté sur Terre est inférieur au flux prédit par le modèle solaire, et cela pourrait être également dû à la masse du neutrino. Nous reviendrons sur ce point dans la section V.2.2. Mais voyons d'abord pourquoi les neutrinos massifs oscilleraient.

V.2.1 Origine des oscillations

Nous ne nous intéresserons ici qu'aux oscillations de neutrinos lors de leur propagation dans le vide, explication possible au déficit des neutrinos atmosphériques[9].

Cas général

A la base du phénomène, il y a tout d'abord l'hypothèse de la superposition des différentes saveurs de neutrinos. Cette possibilité a été émise pour la première fois en 1957 par Pontecorvo [186], pour décrire des transitions $\nu_e \to \bar{\nu}_e$: un neutrino produit au cours d'un processus quelconque en relation avec les interactions faibles serait en réalité une superposition d'états propres de deux neutrinos de Majorana avec des masses définies (de façon analogue aux particules K^0 et $\bar{K}^0$ qui sont la superposition d'états propres correspondant à deux autres particules, le K_1 et le K_2, expliquant ainsi l'observation que un faisceau de K^0 puisse se peupler de $\bar{K}^0$, et inversement). Seul le neutrino électronique était connu à l'époque. Après la découverte du neutrino muonique, le concept de la superposition des neutrinos a été étendu pour permettre les oscillations d'une saveur de neutrino vers une autre [187, 188], et c'est en 1969 que Gribov et Pontecorvo ont proposé la première théorie phénoménologique de la superposition des neutrinos et des oscillations qui en découlent [189].
Dans cette hypothèse, les composantes (états propres) d'hélicité gauche des champs de neutrinos ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau, s, \dots$) sont des combinaisons linéaires unitaires des composantes d'hélicité gauche de n champs de neutrinos ν_k ($k = 1, 2, \dots, n$) possédant chacun la masse m_k :

$$\nu_\alpha = \sum_{k=1}^{n} U_{\alpha k} \nu_{kL} \tag{V.9}$$

Si toutes les différences de masse entre les divers neutrinos sont faibles, alors un neutrino de saveur α produit au cours d'un processus d'interaction faible avec une quantité de mouvement $p \gg m_k$ est décrit par la superposition cohérente des états

9. L'autre possibilité, des oscillations dans la matière — effet connu sous le nom d'effet MSW, contraction du nom de Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein qui ont les premiers eu l'idée de ce phénomène [184, 185] — pourrait s'appliquer au cas des neutrinos solaires. On en trouvera une description dans [182, 183].

propres de masse :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^{n} U_{\alpha k}^{*} |\nu_k\rangle \tag{V.10}$$

où $|\nu_k\rangle$ correspond à l'état quantique d'un neutrino d'hélicité gauche, de masse m_k et d'énergie E_k, qui pour une impulsion p très supérieure à m_k est :

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \simeq p + \frac{m_k^2}{2p} \tag{V.11}$$

Faisons l'hypothèse qu'un neutrino est décrit par l'équation V.10 à son point de production, et au temps $t = 0$. L'équation de Schrödinger prédit que les états propres de masse $|\nu_k\rangle$ évoluent au cours du temps avec des facteurs de phase $\exp(-iE_kt)$, et donc, au temps t et au point de détection, on obtient :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_{k=1}^{n} U_{\alpha k}^{*} e^{-iE_k t}\, |\nu_k\rangle \tag{V.12}$$

Les neutrinos sont détectés en observant des processus d'interaction faible, c'est pour cela qu'il nous faut exprimer l'état de l'équation V.12 sur la base des états propres de saveurs des neutrinos $|\nu_\beta\rangle$. On trouve ainsi :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_{\beta} \mathcal{A}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}(t)\, |\nu_\beta\rangle \tag{V.13}$$

où

$$\mathcal{A}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}(t) = \sum_{k=1}^{n} U_{\beta k} e^{-iE_k t} U_{\alpha k}^{*} \tag{V.14}$$

représente l'amplitude de transition $\nu_\alpha \to \nu_\beta$, au temps t et après un parcours $L \simeq ct$. En conséquence, la probabilité que cette transition ait lieu est donnée par :

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \left|\mathcal{A}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}(t)\right|^2 = \left|\sum_{k=1}^{n} U_{\beta k} e^{-iE_k t} U_{\alpha k}^{*}\right|^2 \tag{V.15}$$

L'explication de cette formule est simple : $U_{\alpha k}^{*}$ est l'amplitude de probabilité de mesurer le neutrino qui est dans un état propre de masse $|\nu_k\rangle$ et d'énergie E_k dans l'état propre de saveur $|\nu_\alpha\rangle$; le facteur $\exp(-iE_kt)$ décrit l'évolution temporelle de l'état propre de masse et, enfin, le terme $U_{\beta k}$ décrit l'amplitude de probabilité de mesurer un neutrino dans un état propre de saveur $|\nu_\beta\rangle$ et dans l'état propre de masse $|\nu_k\rangle$. Remarquons que les processus de production et de détection des neutrinos ne font intervenir que leurs saveurs actives, et donc les indices α et β des équations V.14

et V.15 ne prennent que les valeurs correspondant à ces saveurs actives. Toutefois, une transition vers un neutrino stérile peut être mise en évidence par les expériences s'intéressant à la disparition des saveurs actives, et donc les équations V.14 et V.15 sont également applicables aux transitions entre des états de saveur actifs et stériles.

La matrice U est unitaire. Ceci implique :

$$\sum_{k=1}^{n} U_{\beta k} U^*_{\alpha k} = \delta_{\alpha\beta} \tag{V.16}$$

et donc, la probabilité de transition entre deux types de neutrinos peut se réécrire sous la forme :

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \left| \delta_{\alpha\beta} + \sum_{k=2}^{n} U_{\beta k} U^*_{\alpha k} [\exp\left(-i\frac{\Delta m^2_{k1} L}{2E}\right) - 1] \right|^2 \tag{V.17}$$

où $\Delta m^2_{k1} \equiv m^2_k - m^2_1$ et où nous avons utilisé l'approximation ultra-relativiste de l'équation V.11. Ainsi, la probabilité de transition $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ dépend des paramètres de la matrice de mélange, de $n-1$ différences de masses carrées indépendantes et du paramètre L/E dont les limites sont fixées par les conditions expérimentales. Remarquons aussi qu'il ne peut y avoir de transitions (soit $P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta}$) s'il n'y a pas de mélange des familles (U est la matrice identité) ou si $\Delta m^2_{k1} L/E \ll 1$ pour toutes les valeurs $k = 2, \ldots, n$.

Réduction à deux saveurs de neutrinos

La plupart des résultats expérimentaux sont analysés dans l'approche qui considère uniquement deux saveurs de neutrinos. Cette hypothèse rend le formalisme plus simple, et de plus elle permet d'être compatible avec les résultats des expériences passées. C'est cette hypothèse que nous ferons dorénavant et dans tout le reste de cette thèse. Une considération de trois saveurs de neutrinos peut être trouvée, par exemple, dans les références [183, 190, 191, 192] ; les auteurs de [183, 193, 194], de leur côté, prenant en compte quatre saveurs.

La probabilité de transition décrite par l'équation V.17 se réécrit :

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \left| \delta_{\alpha\beta} + U_{\beta 2} U^*_{\alpha 2} [\exp\left(-i\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right) - 1] \right|^2 \tag{V.18}$$

où $\delta m^2 = m^2_2 - m^2_1$ et (α, β) représente le couple (e, μ) ou (μ, τ), etc. La matrice U étant une matrice 2×2 unitaire, on peut poser $U_{\alpha 2} = \sin\theta$ et $U_{\beta 2} = \cos\theta$, ce qui conduit à :

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (\alpha \neq \beta) \tag{V.19}$$

en unités naturelles, ou encore :

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1{,}27 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right) \quad (\alpha \neq \beta) \tag{V.20}$$

avec L la distance entre la source et le détecteur exprimée en kilomètres, E l'énergie du neutrino en GeV et Δm^2, différence entres les carrés des masses des neutrinos, mesurée en eV^2.
La probabilité de transition entre deux espèces de neutrinos est donc une fonction périodique de L/E, que nous avons représentée sur la figure V.4. C'est pour cette raison que l'on parle d'*oscillations de neutrinos*.

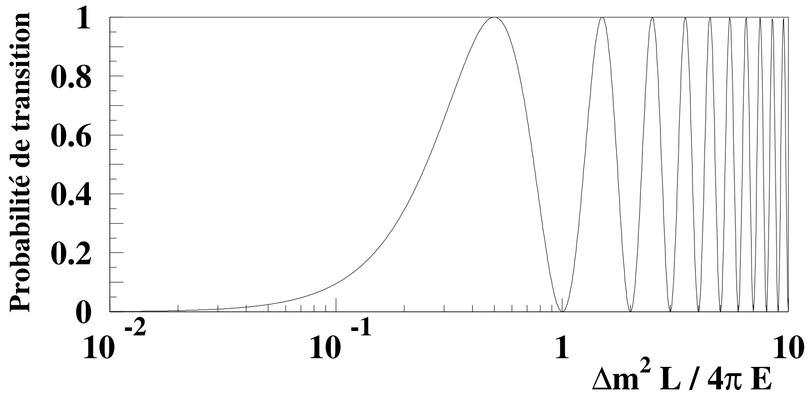


FIG. V.4 – *Probabilité de transition d'un ν_α vers un ν_β en fonction de la variable $\Delta m^2 L/(4\pi E)$, telle que donnée par l'équation V.19, et avec l'hypothèse* $\sin^2 2\theta = 1$.

Trois conditions doivent être remplies pour observer de telles oscillations :

- au moins un des neutrinos est massif et les masses des différentes saveurs de neutrinos sont différentes
- l'angle de mélange θ est assez grand pour donner un effet visible par une expérience donnée
- la longueur d'oscillation

$$\lambda = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \tag{V.21}$$

est inférieure à ou de l'ordre de la distance L entre la source de neutrinos et le détecteur

Les résultats des expériences recherchant des oscillations de neutrinos dans un formalisme à deux saveurs sont généralement présentés par des contours d'exclusion dans l'espace de paramètres $\sin^2 2\theta$ — Δm^2. Un tel contour, typique des résultats obtenus par les expériences utilisant un faisceau de neutrinos produit auprès d'un accélérateur de particules, est présenté sur la figure V.5.

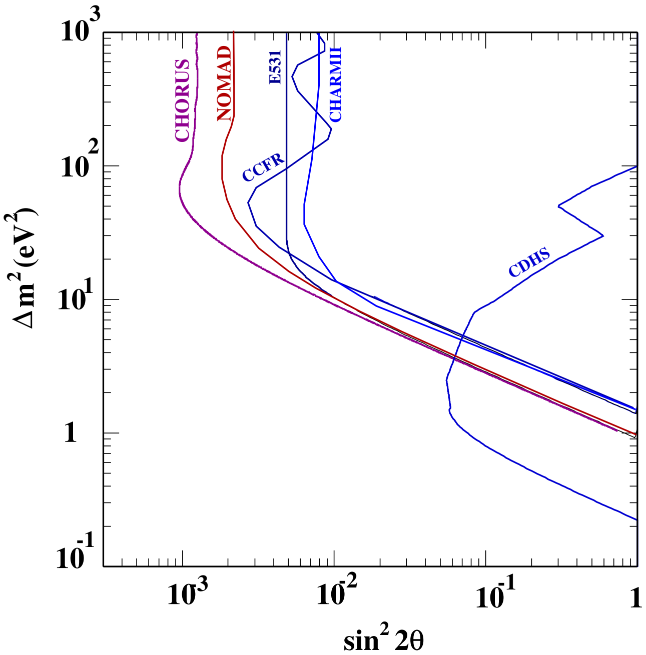


FIG. V.5 – *Contours d'exclusion (avec un niveau de confiance de 90%) correspondant à des recherches d'oscillation de ν_μ vers ν_τ, obtenus par les expériences CDHS [195], E531 [196], CHARM II [197], CCFR [198], CHORUS [199] et NOMAD [200]. L'espace de paramètres exclu est situé à droite de chacune des courbes.*

Une explication qualitative de la forme de ces contours est facilement obtenue à partir de l'équation V.20.
Dans la région des grandes valeurs de Δm^2, la longueur d'oscillation λ est bien plus petite que la distance L entre la source et le détecteur. Aussi l'expression $\sin^2(\pi L/\lambda)$ oscille-t-elle très rapidement en fonction de l'énergie du neutrino E. Comme en pratique les neutrinos ne possèdent pas tous la même énergie et que les détecteurs ne sont pas ponctuels mais présentent un certain volume spatial, seule la probabilité de transition moyenne $P_{moy} = 1/2 \sin^2 2\theta$ peut être déterminée. Aussi, à partir de la probabilité minimale d'oscillation détectable P_{min}, on trouve une partie verticale dans le contour d'exclusion correspondant à $\sin^2 2\theta = 2P_{min}$, et pratiquement indépendante de Δm^2.

A la valeur

$$\Delta m^2 \simeq \frac{\pi}{2}\frac{\langle E\rangle}{1{,}27\langle L\rangle} \tag{V.22}$$

où $\langle E\rangle$ est la valeur moyenne de l'énergie des neutrinos et $\langle L\rangle$ la valeur moyenne de la distance, le paramètre $\sin^2 2\theta$ prend la valeur minimum $\sin^2 2\theta = P_{min}$.
Dans la région des petites valeurs de Δm^2, la longueur d'oscillation λ est bien plus grande que la distance L. On peut alors faire l'approximation $\sin^2(\pi L/\lambda) \simeq (\pi L/\lambda)^2$, soit :

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \left(1{,}27\frac{\Delta m^2 L}{E}\right)^2 \quad (\alpha \neq \beta) \tag{V.23}$$

et donc la frontière du contour d'exclusion est décrite par :

$$\Delta m^2 \simeq \frac{\sqrt{P_{min}}}{1{,}27\sqrt{sin^2 2\theta\langle L^2\rangle\langle E^{-2}\rangle}} \tag{V.24}$$

ce qui correspond à une ligne droite dans le plan $\left[\log\sin^2 2\theta - \log\Delta m^2\right]$.
Dans le cas où aucun signal correspondant à des oscillations de neutrinos n'est détecté, l'espace des paramètres délimité par la partie à droite de la courbe ainsi définie est exclu. En revanche, si un signal est observé, c'est toute une région à l'intérieur de la zone délimitée par la courbe qui représente l'espace des paramètres favorisé.

V.2.2 Limites expérimentales

Divers types d'expériences ont été mis en œuvre pour tenter d'observer des oscillations de neutrinos, que l'on peut regrouper ainsi :

- détecteurs situés auprès de réacteurs nucléaires (exemple : CHOOZ [111])
- expériences utilisant des faisceaux de neutrinos produits par des accélérateurs de particules, comme par exemple CHORUS [199], NOMAD [200], KARMEN [201] et LSND [202]
- détecteurs de neutrinos atmosphériques, tels Fréjus [84], IMB [86] ou SuperKamiokande [87]
- expériences mesurant le flux de neutrinos solaires (comme par exemple GALLEX [203])

Une revue récente sur l'ensemble des résultats obtenus par ces diverses expériences est effectuée par les auteurs de [183]. Nous nous contenterons ici de dire que trois régions de l'espace des paramètres apparaissent favorisées, la première par les expériences utilisant les neutrinos solaires, la deuxième par l'expérience LSND et la troisième par le détecteur SuperKamiokande.

Expérience	Résultat	Théorie	Résultat/théorie
Homestake [208]	$2{,}56 \pm 0{,}16 \pm 0{,}16$	$7{,}7^{+1{,}2}_{-1{,}0}$	$0{,}33 \pm 0{,}029$
GALLEX [209]	$77{,}5 \pm 6{,}2^{+4{,}3}_{-4{,}7}$	129^{+8}_{-6}	$0{,}60 \pm 0{,}06$
SAGE [210]	$66{,}6^{+7{,}8}_{-8{,}1}$	129^{+8}_{-6}	$0{,}52 \pm 0{,}06$
Kamiokande [211]	$2{,}80 \pm 0{,}19 \pm 0{,}33$	$5{,}15^{+1{,}0}_{-0{,}7}$	$0{,}54 \pm 0{,}07$
Superkamiokande [212]	$2{,}44 \pm 0{,}05^{+0{,}09}_{-0{,}07}$	$5{,}15^{+1{,}0}_{-0{,}7}$	$0{,}474 \pm 0{,}020$

TAB. V.2 – *Résultats des expériences mesurant le flux de neutrinos solaires, et comparaison avec le flux attendu d'après le modèle solaire standard. La différence observée pourrait provenir de l'oscillation des neutrinos.*

Détecteurs de neutrinos solaires

Ce sont les mesures du flux de neutrinos provenant du Soleil qui ont les premières donné l'indication de l'existence d'oscillations de neutrinos, voilà plus de trente ans [204] : le flux mesuré était inférieur à celui prédit par le modèle solaire standard (MSS) [10]. Depuis, ce «déficit» a été confirmé par cinq expériences — Homestake [208], GALLEX [209], SAGE [210], Kamiokande [211] et SuperKamiokande [212] — indiquant que chaque détecteur enregistre un déficit par rapport à ce qui est prévu par la théorie, comme l'indique le tableau V.2. Cette observation est interprétée en terme d'oscillations de neutrinos, soit dans le vide, soit dans la matière (par effet MSW). La région de l'espace des paramètres $\sin^2 2\theta$ — Δm^2 pouvant expliquer le déficit des neutrinos solaires par des oscillations dans le vide est représentée sur la figure V.6; elle se situe aux alentours de $\sin^2 2\theta \simeq 1$ et $\Delta m^2 \simeq 10^{-10}\mathrm{eV}^2$.

L'expérience LSND

Une autre indication d'oscillations de neutrinos provient du détecteur américain LSND, qui utilise un faisceau de particules produit par un accélérateur et dispose d'une longueur L d'environ trente mètres. Une description de cette expérience peut être trouvée dans les références [214, 215]. Cet appareillage permet l'étude des oscillations dans le vide $\nu_\mu \to \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ par la recherche de l'apparition de neutrinos et anti-neutrinos électron, et un signal positif a effectivement été mis en évidence [202, 214]. Dans ce cadre, la région de l'espace des paramètres favorisée est visible sur la figure V.7. Elle s'étend sur un ensemble de valeurs allant de 10^{-3} à 1 pour $\sin^2 2\theta$ et de environ 0,1 à 30 eV^2 pour Δm^2.

10. Ce modèle décrit entre autres la production de neutrinos électron (tous avec une énergie de l'ordre du MeV) au cours des diverses réactions thermonucléaires qui ont lieu au centre de notre étoile. On consultera par exemple les références [205, 206, 207] pour obtenir des renseignements sur ce modèle.

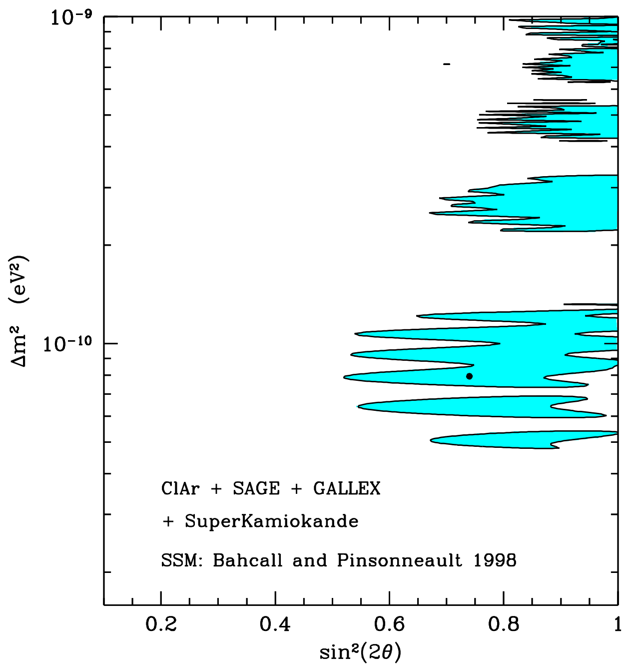


FIG. V.6 – *Résultats combinés des expériences Homestake [208], GALLEX [209], SAGE [210], Kamiokande [211] et SuperKamiokande [212], (mesurant toutes le flux de neutrinos provenant du Soleil), dans l'hypothèse d'oscillation $\nu_e \to \nu_\mu$ ou $\nu_e \to \nu_\tau$ dans le vide. Les régions grisées sont celles permises avec un niveau de confiance de 99% [213], le point indiquant la valeur la plus probable.*

Remarquons que ce résultat est sujet à controverses. En effet, l'expérience KARMEN située au Royaume Uni, et de principe similaire à LSND, n'a pas détecté à ce jour de signal mettant en évidence une apparition de $\bar{\nu}_e$ à partir de $\bar{\nu}_\mu$ [201]. Ceci a permis de tracer un contour d'exclusion dans le plan $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ (également représenté sur la figure V.7) qui rejette quasi entièrement l'espace des paramètres favorisés par LSND. Mais dans la référence [216], Yellin montre que la méthode utilisée par KARMEN pour tracer son contour n'est pas correcte, et réussi à réconcilier les deux expériences en préservant une importante partie des paramètres favorisés par LSND. Ces deux expériences poursuivant actuellement leurs analyses, on peut espérer que la situation soit claire d'ici quelques mois.

SuperKamiokande

La troisième (et dernière jusqu'à aujourd'hui) indication d'oscillations de neutrinos est donnée par le détecteur SuperKamiokande, auquel nous avons consacré la section I.3.4 de cette thèse. Comme nous l'avons vu, cette expérience mesure un flux de neutrinos atmosphériques nettement inférieur à celui prédit par la théorie. Il est

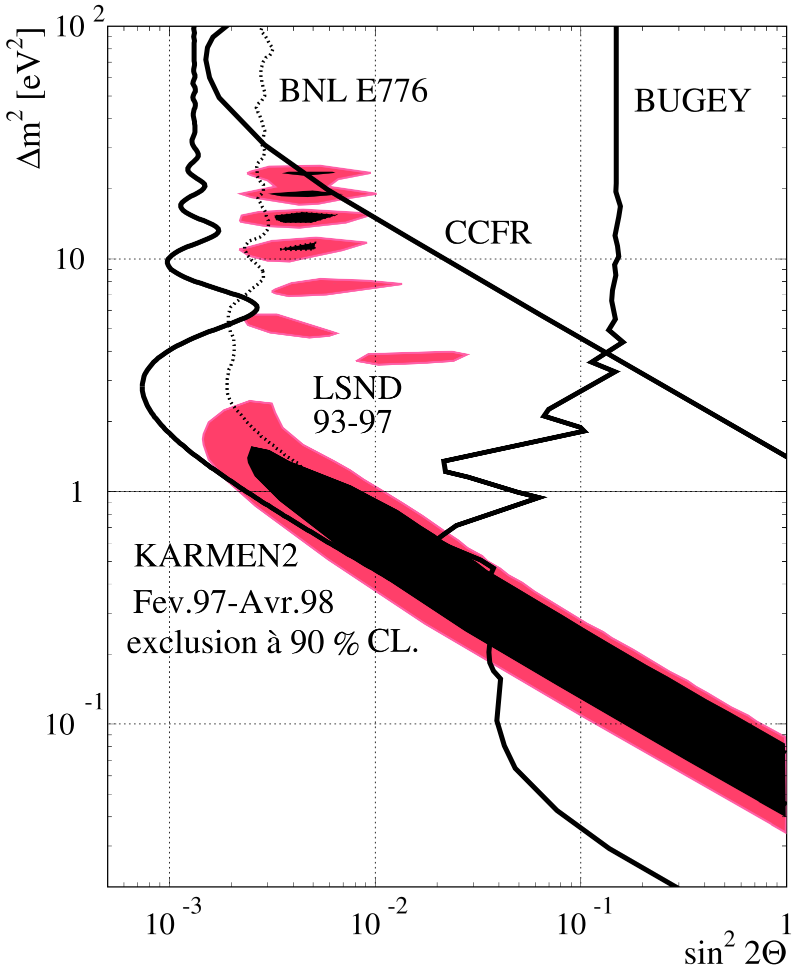


FIG. V.7 – *Résultats des expériences LSND [214] et KARMEN [201], dans l'hypothèse d'oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ dans le vide. Les régions en noir et gris sont celles favorisées par LSND, avec un niveau de confiance de 99% et 90% respectivement, tandis que tout ce qui se situe à la droite de la courbe tracée le plus à gauche est exclu par l'analyse de KARMEN. Les limites obtenues par BNL [217], CCFR [218] et BUGEY [219] sont également indiquées.*

possible d'expliquer ce déficit par des oscillations de neutrinos dans le vide, ayant alors des transitions de ν_μ vers des ν_τ ou des ν_s (stériles). L'espace des paramètres délimité dans ce cas est représenté sur la figure V.8. Il se situe aux environs de $\sin^2 2\theta \simeq 1$ et $2 \times 10^{-4} < \Delta m^2 < 10^{-2}\mathrm{eV}^2$ [11]. Remarquons que le prédécesseur de cette expérience, Kamiokande, avait également effectué une analyse du déficit de neutrinos qu'il observait, avec les mêmes hypothèses [221]. Les deux contours obtenus sont très proches l'un de l'autre mais ne se recouvrent que marginalement, ce qui pourrait être expliqué par la différence de statistiques accumulées.

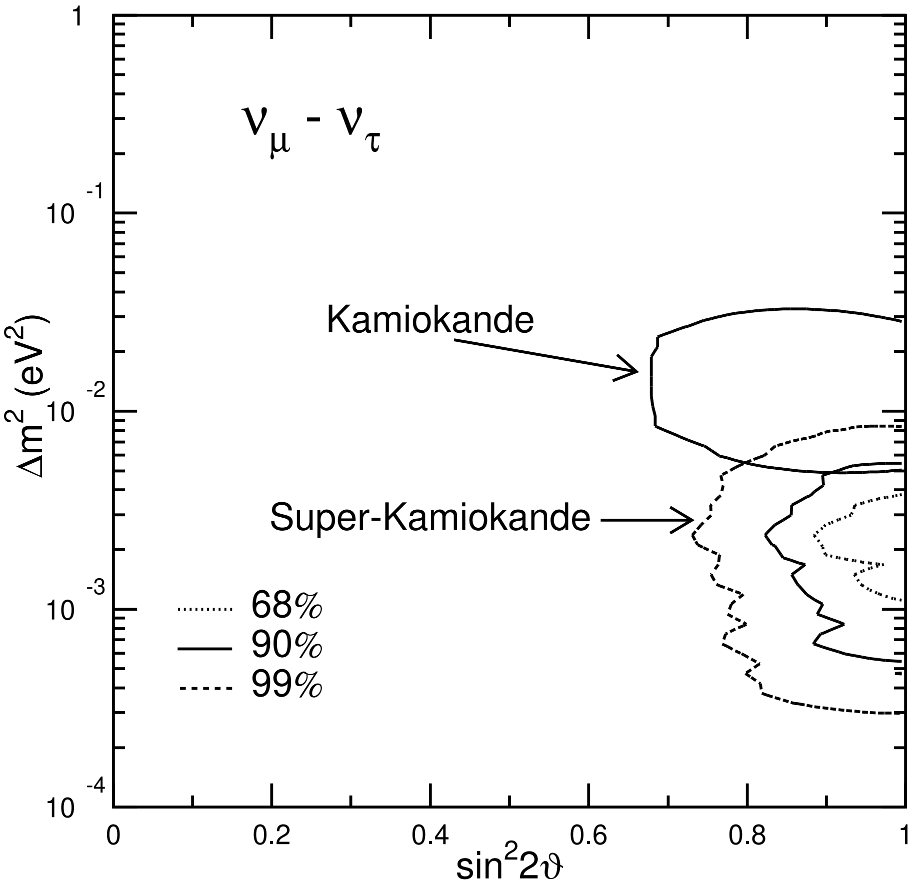


FIG. V.8 – *Les régions de l'espace des paramètres favorisées par l'expérience Super-Kamiokande dans le cas d'oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$ dans le vide, avec des niveaux de confiance de 68, 90 et 99%, et après une exposition du détecteur de 33 kt.an [105]. La région délimitée avec un niveau de confiance de 90% par l'expérience Kamiokande avec une exposition de 7,7 kt.an est également représentée.*

11. Ceci correspond aux valeurs données au mois de juin 1998, que nous avons employées pour l'étude exposée dans cette thèse. Des résultats plus récents (janvier 1999 [220]) indiquent que la zone a pu être restreinte à $1{,}5 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 6 \times 10^{-3}\mathrm{eV}^2$.

Conclusion

Trois régions distinctes ressortent donc, expérimentalement, donnant lieu chacune à un couple de paramètres correspondant à des oscillations de neutrinos dans le vide. Or, on ne peut expliquer l'existence de ces trois régions par le formalisme à deux ou trois familles de neutrinos, et les diverses tentatives dans le cadre d'un formalisme à quatre familles ont également échoué jusqu'ici [183]. Il est donc nécessaire de confirmer les résultats expérimentaux, et tout particulièrement ceux de LSND (actuellement contredits par KARMEN) et de SuperKamiokande[12]. En ce qui concerne cette dernière expérience, les projets avec des faisceaux de neutrinos à base longue prévus pour ces prochaines années sont prometteurs. Mais ils ont été conçus à l'origine pour vérifier les anciens résultats de Kamiokande — qui aboutissaient à des valeurs de Δm^2 supérieures à celles favorisées par SuperKamiokande — et ne pourront ainsi pas sonder tout l'espace des paramètres. Il faut donc trouver un autre moyen, et c'est là que les télescopes à neutrinos comme ANTARES entrent en jeu. Nous présenterons dans la section VII.1 les résultats des études préliminaires à la mise en évidence des oscillations de neutrinos atmosphériques dans ANTARES, mais auparavant il nous faut expliquer la méthode qui permettrait cette recherche (et qui s'applique également à la détection de neutralinos s'annihilant au centre de la Terre).

12. Remarquons que Vannucci, dans la référence [222], indique que les résultats de ces deux expériences pourraient être expliqués par un autre phénomène que celui des oscillations de neutrinos : la désintégration radiative du neutrino, selon le schéma $\nu_\mu \to \bar{\nu}_e + \gamma$.

Space Twin 1	**Jumeau de l'Espace 1**
All space exists In random disorder	Tout l'espace existe En désordre aléatoire
Space Twin 2	**Jumeau de l'Espace 2**
Be that as it may Our task is clear To order disorder By vectors and quadrants By infrared catalogues In the hope that one day A pattern will lead us To life	Quoiqu'il en soit Notre tâche est claire Mettre de l'ordre dans le désordre Par des vecteurs et des quadrants Par des catalogues infra-rouges Dans l'espoir qu'un jour Un motif nous conduise A la vie
Space Twin 1	**Jumeau de l'Espace 1**
Life? Sometimes I feel It is ghosts we seek In a black hole's pulsars Or a dwarf star's shadow Could there somewhere Really be beings Who stare into space And echo our foolish cry "Yes, I will order disorder"	La vie? Parfois j'ai l'impression Que c'est des fantômes que nous recherchons Dans les pulsars d'un trou noir Ou l'ombre d'une étoile naine Se pourrait-il vraiment qu'il y ait Quelque part des êtres Qui regardent dans l'espace Et font écho à notre cri insensé «Oui, je vais ranger le désordre»

The Voyage; acte III, scène 1
Opéra composé par Philip Glass
Livret de David Henry Hwang

Chapitre VI

Méthode de l'analyse à une ligne

L'étude de phénomènes physiques à des énergies relativement basses n'est pas directement à la portée des télescopes à neutrinos de grande taille. Nous allons expliciter dans ce chapitre comment il est possible d'y parvenir malgré tout. Dans un premier temps, nous décrirons le mode de fonctionnement du détecteur qui sera nécessaire, puis nous nous attarderons sur les outils de simulations informatiques développés par la collaboration ANTARES pour ce type d'étude.

VI.1 Motivation de la méthode

Un télescope à neutrinos est un dispositif conçu pour détecter des muons de très haute énergie le traversant de part en part, de sorte à cartographier une partie du ciel et repérer des sources cosmiques de neutrinos. Les études visant à optimiser un tel détecteur, tel qu'envisagé par la collaboration ANTARES, montrent que les muons détectés auront une énergie de 500 GeV au moins [117], un seuil est bien trop élevé pour étudier les phénomènes que nous avons décrits dans le chapitre précédent.
La valeur de ce seuil vient du fait que l'astronomie neutrino, requérant une information tridimensionnelle afin de déterminer sans ambiguïté la position de la source, nécessite en général qu'au moins deux lignes de détection soient touchées par la lumière Tchérenkov pour reconstruire la trace du muon avec une bonne précision. La recherche de particules de matière noire, en revanche, peut s'accommoder de signaux provenant en partie du centre de la Terre[1], donnant donc toujours des muons quasi verticaux au niveau du détecteur. Seule la mesure de l'angle zénithal de ces traces est

1. L'autre partie serait émise par le centre du Soleil, qui du point de vue du détecteur est une source ponctuelle mobile. La recherche de particules venant du Soleil s'apparente donc à celles des sources astronomiques ponctuelles, mais le seuil en énergie de la méthode associée est bien trop élevé pour espérer toute détection.

alors importante pour mettre en évidence une accumulation d'événements pointant vers le centre de la Terre.
Par ailleurs, les lignes de détection sont de longs chapelets instrumentés de façon verticale : on peut considérer chacune de ces lignes comme un instrument indépendant, de fait plutôt bien adapté à la mesure de traces verticales. Les photomultiplicateurs équipant une ligne étant assez proches les uns des autres (une dizaine de mètres environ), il sera donc possible de reconstruire des muons de basse énergie : rappelons qu'un muon parcourt en moyenne cinq mètres par GeV, aux énergies qui nous intéressent ici (typiquement entre 10 et 200 GeV). Un seuil de cinq à dix GeV est donc accessible.

VI.1.1 Application à la recherche de la matière noire

Comme nous l'avons vu, la détection de particules de matière noire se ferait de façon indirecte : un excès de signal en direction du centre de la Terre pourrait être l'indication de l'annihilation de WIMPs accumulés à cet endroit après leur voyage dans le halo de notre Galaxie. Malheureusement, il subsiste trop d'incertitudes dans les modèles actuels pour prédire précisément le flux de particules attendu : sera-t-il important ou très faible, et dans quel gamme d'énergie se situerait-il précisément ? Par ailleurs, la seule caractéristique du neutralino qui serait accessible avec une relative facilité assurant la qualité de la détermination — et surtout indépendamment de considérations sur les modèles supersymétriques — est sa masse, déductible de la distribution angulaire des neutrinos détectés [168] [2].
Pour ces raisons, l'étude du potentiel d'un détecteur comme ANTARES consiste dans un premier temps à rechercher la meilleure surface de détection pour les muons quasi verticaux d'énergie comprise entre 50 et 500 GeV environ, avec une acceptation angulaire suffisamment large.

VI.1.2 Le cas des oscillations de neutrinos

Au mois de juin 1998, la collaboration SuperKamiokande a présenté ses derniers résultats relatifs au flux des neutrinos atmosphériques au cours de la conférence *Neutrino'98* tenue au Japon [107]. Ces résultats semblent indiquer que le neutrino de type μ et le neutrino de type τ sont des superpositions linéairement indépendantes

2. Remarquons que Rich, dans la référence [171], montre que l'utilisation combinée des résultats de la détection directe et de la détection indirecte (signaux venant non seulement de la Terre mais aussi du Soleil) permettrait de déterminer la section efficace d'annihilation des neutralinos et leur densité cosmologique.

de deux états propres de masse ν_1 et ν_2. Dans ces conditions, et comme nous l'avons vu au chapitre précédent, on peut aisément démontrer que la probabilité de survie d'un neutrino muonique d'énergie E_ν ayant parcouru une distance L est donnée par la formule V.20.

Les résultats de SuperKamiokande semblent indiquer que $\sin^2 2\theta \simeq 1$ (mélange maximum) et $6 \times 10^{-4} < \Delta m^2 < 6 \times 10^{-3}$ eV^2 [106] [3]. Dans ces conditions, la probabilité de survie d'un neutrino muonique devrait s'annuler pour des valeurs de L/E_ν comprises entre 200 et 2000, avec une valeur la plus probable $L/E_\nu \simeq 400$.
Un détecteur comme ANTARES, sensible au flux de neutrinos atmosphériques de basse énergie (entre 5 et 50 GeV) ayant parcouru une distance de treize mille kilomètres, pourrait mettre en évidence ce phénomène. Cette expérience jouerait donc l'équivalent d'une expérience «classique» de disparition, et serait complémentaire aux expériences utilisant des faisceaux de neutrinos à base longue actuellement envisagées.

VI.1.3 Complémentarité des deux sujets

La complémentarité de ces études peut se résumer de la façon suivante. La recherche de matière noire nécessite la détection de neutrinos d'énergie comprise entre 50 GeV et 1 TeV, compte tenu des limites actuelles sur la masse du neutralino, et est basée sur la recherche d'une accumulation en provenance du nadir, dans la distribution angulaire des événements. La recherche d'oscillations de neutrinos, en revanche, nécessite la détection de neutrinos d'énergie comprise entre 5 et 50 GeV et est basée sur la recherche de structures dans la distribution en énergie des événements, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.
Ceci signifie que dans ce dernier cas, et contrairement au premier, l'énergie du neutrino doit être estimée de la façon la plus précise possible. C'est pourquoi on ne considérera que les événements dont on pourra déterminer le point d'interaction et le point d'arrêt du muon produit (événements «contenus»). La longueur de la trace du muon permettra d'estimer son énergie qui, étant corrélée avec l'énergie du neutrino qui l'a produit, présentera des structures dues à la présence d'oscillations qui peuvent être quantifiées par un programme de simulation Monte Carlo.
Sur ce point, ANTARES possède un avantage sur ses autres concurrents : la géométrie du détecteur n'étant pas encore figée, il est possible de mettre en place une étude visant à l'optimiser de sorte à rendre possible l'étude des oscillations de neutrinos,

3. Ceci correspond aux valeurs données au mois de juin 1998, que nous avons employées pour l'étude exposée dans cette thèse. Des résultats plus récents (janvier 1999 [220]) indiquent que la zone a pu être restreinte à $1{,}5 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 6 \times 10^{-3}$eV^2.

ajoutant ainsi un sujet de plus à ceux déjà envisagés.

La méthode de l'analyse à une ligne est donc très fortement motivée, puisque c'est sur elle que repose la faisabilité de deux études de sujets de physique totalement différents et aux enjeux importants et passionnants. La mise au point de cette méthode fait appel à des simulations informatiques aussi complètes que possible de tous les éléments entrant en jeu, depuis la production des neutrinos à la reconstruction des traces de muons. Ce sont ces simulations qu'il nous reste à décrire, après avoir dit quelques mots à propos des événements physiques qui constitueront le bruit de fond de ces études à basse énergie avec cette méthode.

VI.1.4 Les bruits de fond

Divers événements physiques s'avèrent gênants pour l'étude des muons verticaux de basse énergie, en ce qu'ils peuvent simuler une réponse du détecteur semblable à celle provoquée par ces particules. Ces événements seront passés en revue au cours du prochain chapitre, ainsi que la façon dont on peut les rejeter. Il s'agit :

- des muons produits directement dans l'atmosphère et descendant jusqu'au détecteur. Ce flux peut être réduit en plaçant le détecteur le plus profondément possible, mais il excédera toujours de plusieurs ordres de grandeur le flux des muons ascendants associés à des neutrinos que l'on cherche à détecter, aussi bien pour l'étude des sujets astronomiques que pour ceux auxquels nous nous intéressons ici. Ces muons peuvent être produits seuls, ou en gerbe. Dans ce dernier cas, on peut avoir jusqu'à une dizaine de particules arrivant toutes au même moment dans le détecteur, donnant des traces parfaitement parallèles les unes aux autres, et séparées de quelques mètres seulement. La simulation d'événements de ce type est particulièrement difficile.
- des muons de haute énergie résultants de l'interaction de neutrinos produits dans l'atmosphère (nous verrons au prochain chapitre que certaines traces horizontales peuvent parfaitement simuler des traces verticales, quand on utilise une seule ligne de détection pour reconstruire la trajectoire d'un muon). Le flux de ces particules est isotrope et irréductible, et il faudra donc trouver un moyen pour y être aussi peu sensible que possible.
- des interactions de neutrinos de type électron ou tau.

Par ailleurs, la lumière Tchérenkov produite au cours des désintégrations du ^{40}K peut également s'avérer gênante : il se peut que quelques photomultiplicateurs en détectent une partie, arrivant en temps avec les signaux liés au passage de muons. Les coups ainsi ajoutés peuvent détériorer la reconstruction de la trace des muons.

VI.2 Description des simulations informatiques

Les simulations informatiques utilisées par ANTARES sont complexes et variées. Nous allons en donner ici une brève description générale, nous limitant aux moyens employés dans le cadre de cette thèse. Les références [117, 223, 224, 225] pourront apporter les éventuels compléments souhaités. Ces simulations s'articulent autour de trois grandes parties, comme on peut le voir sur la figure VI.1 : tout d'abord, on engendre des muons correspondant aux diverses sources de signaux et de bruit de fond ; dans un second temps, on effectue le suivi de ces muons au travers du détecteur (ce qui correspond à l'émission et la détection de la lumière Tchérenkov) ; enfin, on procède à la reconstruction de la trajectoire des muons. On obtient ainsi des données prêtes pour l'analyse des performances du détecteur.

VI.2.1 Les générateurs d'événements

La génération des événements physiques doit reproduire aussi fidèlement que possible les diverses caractéristiques que possèdent ces événements dans la réalité. Elle doit également donner lieu à des statistiques suffisantes pour permettre les études. Enfin, les événements doivent être répartis dans un volume suffisamment grand pour prendre en compte toutes les traces susceptibles de déclencher l'acquisition des données (pour cela, le volume de génération considéré est un cylindre dont les dimensions dépassent celles du détecteur d'une distance égale à deux fois et demie la longueur d'atténuation de l'eau, soit environ cent quarante mètres). Divers programmes et outils sont utilisés pour mener à bien ces nécessités, adaptés aux types d'événements à simuler.

Muons issus de neutrinos atmosphériques

Dans ce cas, l'interaction de neutrinos (et d'anti-neutrinos) produisant des muons (des anti-muons) a lieu à l'extérieur du cylindre de tirage, et on obtient donc un simple muon traversant le détecteur. Les neutrinos sont engendrés sur tout l'angle solide, de façon uniforme selon le logarithme de leur énergie et selon le cosinus de leur angle zénithal. Leur interaction par échange d'un courant chargé est simulée en tenant compte des fonctions de distributions de partons les plus récentes obtenues

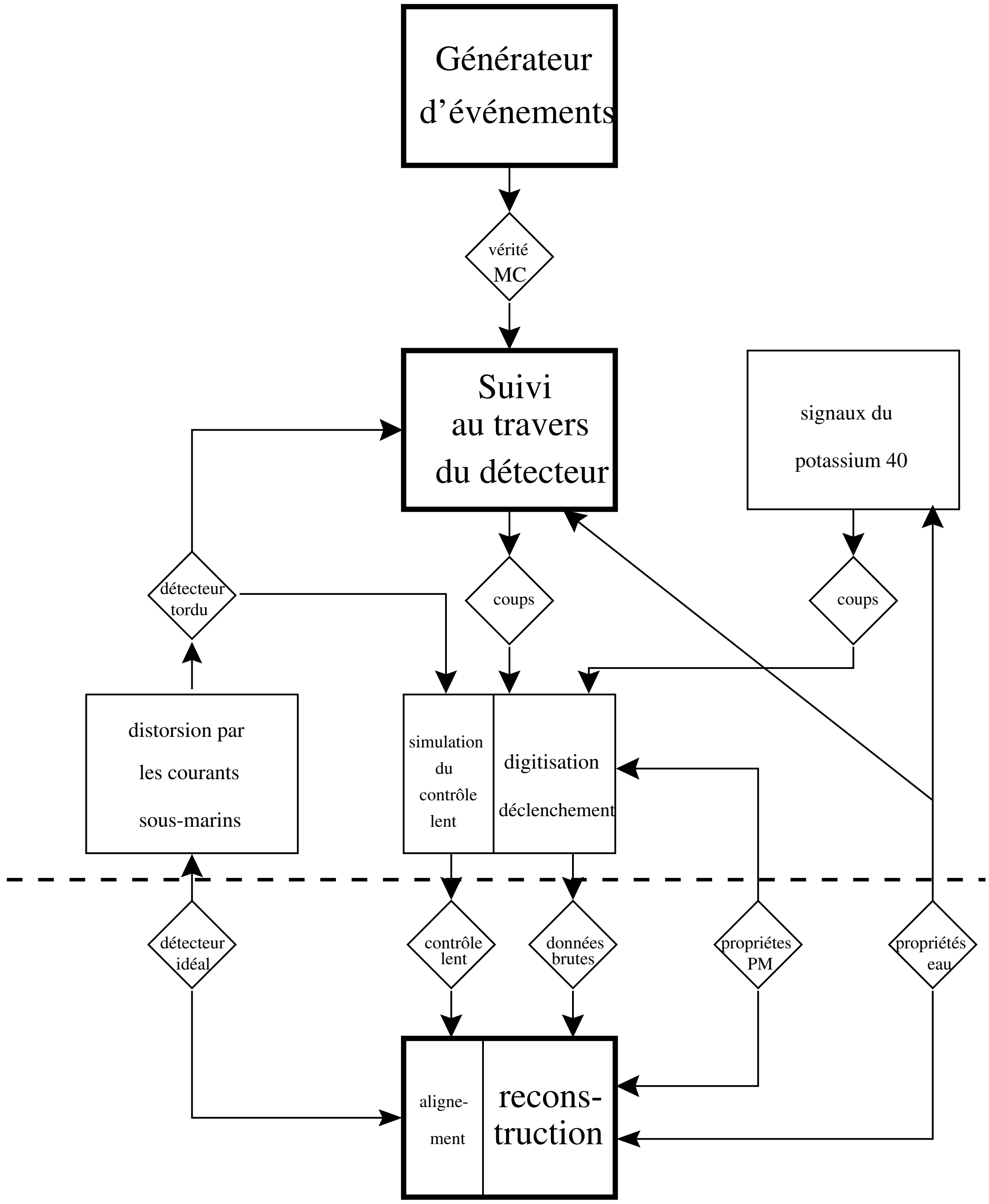


FIG. VI.1 – *Illustration du flot de données au cours de la simulation utilisée par ANTARES. Trois étapes sont essentielles : la génération des événements, le suivi des traces au travers du détecteur, et la reconstruction des traces. Remarquons que toute la partie située en dessous de la ligne pointillée est valide pour les données qui seront acquises par le détecteur «réel».*

par la collaboration CTEQ (CTEQ-4) [226] , et le muon qui en est issu est propagé à l'aide du programme PROPMU [119] jusqu'à son arrêt complet. Le point d'entrée dans le détecteur (réparti aléatoirement sur la surface du cylindre de tirage) est choisi de façon aléatoire le long de la trace qui a été déterminée. Le suivi du muon est ensuite repris à partir de ce point par le programme de suivi des traces. Ces événements sont pondérés, d'une part pour tenir compte de l'absorption des neutrinos par la Terre ainsi que de la cinématique de l'interaction des neutrinos et d'autre part par le flux des neutrinos atmosphériques[4].

Evénements contenus

Ce terme désigne les interactions de neutrinos prenant place à l'intérieur du cylindre de détection. Dans ce cas, des neutrinos muoniques vont produire, en plus du muon, une gerbe hadronique qui pourra donner lieu à de la lumière Tchérenkov visible par le détecteur. Par ailleurs, les neutrinos électrons et tau pourront également produire des gerbes qui les rendront détectables, induisant ainsi un bruit de fond. L'interaction de ces trois saveurs de neutrinos avec la matière est assurée par des outils basés sur le programme LEPTO [227], qui déterminent les caractéristiques des particules produites lors de ces interactions. Le suivi de chacune des particules est ensuite effectué par le programme de suivi des traces. Ces événements sont également pondérés par les flux de neutrinos correspondant, neutrinos d'origine atmosphérique ou venant de l'annihilation de neutralinos.

Annihilation de neutralinos

L'annihilation des neutralinos est étudiée par l'intermédiaire du programme NEUTDRIVER [228] écrit par G. Jungman *et al.*. Ce programme a pour entrée les valeurs des paramètres supersymétriques et cosmologiques, à partir desquels il détermine le spectre et l'abondance des particules supersymétriques correspondants, ainsi que les valeurs de diverses variables d'intérêt pour la détection directe et indirecte des neutralinos (quand ces derniers sont les LSP). Notamment, le spectre en énergie des neutrinos résultant de l'annihilation des neutralinos au centre de la Terre est calculé. A partir de ce spectre, nous déterminons une fonction dépendant de l'énergie des neutrinos et de leur angle zénithal, qui est utilisée pour pondérer les événements contenus engendrés par ailleurs.

4. Calculé selon les estimations du groupe de Bartol [89] pour les énergies inférieures à 10 GeV, selon celles de L.V. Volkova [88] pour les énergies supérieures à 100 GeV, et en utilisant une interpolation pour les énergies intermédiaires.

Il a toutefois été reconnu récemment par ses auteurs que ce programme donne de mauvais résultats dans certains espaces des paramètres supersymétriques [5], et une version corrigée du programme sera disponible au plus tôt en juillet 1999. Par ailleurs, un autre code de simulation nommé DARKSUSY, écrit par J. Edsjö et P. Gondolo, devrait être utilisable à partir du mois de mai 1999, mais sans documentation dans un premier temps. Les résultats présentés dans ce memoire devront donc être repris à l'aide de ces nouveaux outils.

Mono-muons atmosphériques

Ce terme désigne l'ensemble des cas où, parmi les muons produits directement dans l'atmosphère, un seul atteint le cylindre de tirage, avec une énergie d'au moins 20 GeV [6]. Nous disposons de deux moyens différents pour simuler ces muons : soit en propageant leur flux au niveau de la mer jusqu'au détecteur en utilisant le programme PROPMU [119], soit en utilisant directement une expression paramétrique donnant leur flux à une profondeur donnée [229].

Multi-muons atmosphériques

Cette dernière classe d'événements regroupe les cas où, parmi les muons produits dans l'atmosphère, au moins deux parviennent jusqu'au cylindre de tirage avec une énergie d'au moins 20 GeV. La génération de ces muons s'effectue en deux étapes : tout d'abord, on engendre leur flux au niveau de la mer grâce au programme HEMAS [230] (qui considère la production des muons atmosphériques à partir des interactions du rayonnement cosmique primaire), puis on se sert de PROPMU [119] pour propager ce flux au niveau du cylindre de tirage.

La simulation de ces deux derniers types d'événements demande de très longs temps de calculs pour parvenir à une statistique tout juste suffisante [117] : après environ trois mille cinq cents heures CPU de machines HP-UX 10.20 équipées d'un processeur PA-8000, nous avons obtenu des données qui, une fois pondérées, corres-

---

5. Ceci nous était apparu lors de la comparaison, pour quelques modèles, des résultats de Neutdriver avec des calculs effectués par N. Fornengo (communication privée). Ainsi, il se peut qu'un neutralino considéré comme étant le LSP par Fornengo ne le soit pas pour Neutdriver, ou encore, dans les cas où les deux sont en accord sur ce point, les flux de neutrinos qui en découlent peuvent différer d'un facteur allant jusqu'à dix.

6. En effet, des muons de 20 GeV parcourent environ cent mètres dans l'eau, et ne pourront donc pas atteindre le détecteur, situé à environ cent quarante mètres de la surface du cylindre de tirage.

pondent à un temps réel d'acquisition d'un détecteur constitué de quinze lignes de :

- 1,5 jour pour des mono-muons d'énergie inférieure à 1 TeV
- 0,9 jour pour des mono-muons d'énergie comprise entre 1 et 10 TeV
- 20 jours pour des mono-muons d'énergie supérieure à 10 TeV
- 30 minutes pour des multi-muons venant de rayons cosmiques d'énergie comprise entre 2 et 20 TeV (141 millions d'interactions de primaires simulées !)
- 4,5 heures pour des multi-muons venant de rayons cosmiques d'énergie comprise entre 20 et 200 TeV
- 3,9 jours pour des multi-muons venant de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 200 TeV

Après que les muons ont été engendrés (accompagnés d'autres particules dans le cas des événements contenus) sur la surface ou dans le volume du cylindre de tirage, ils sont suivis dans l'ensemble du volume de ce cylindre, qui définit la partie active du détecteur.

VI.2.2 Le suivi des traces

La détection par les modules optiques de la lumière Tchérenkov émise par les diverses particules traversant le détecteur est assurée par le programme DADA, conçu à l'origine par la collaboration BAIKAL [231], et modifié par ANTARES [117, 223]. La philosophie de ce programme est la suivante : considérant que le volume des télescopes à neutrinos est très important (pouvant aller jusqu'à un kilomètre cube), que le nombre de modules optiques considéré est de plusieurs centaines — voire milliers — et enfin que le nombre de particules secondaires émises par le muon au cours de sa propagation augmente considérablement avec l'énergie du muon, il est impossible d'utiliser une simulation complètement basée sur GEANT, l'outil habituellement employé pour le suivi de particules dans un détecteur [232] : le temps de calcul par événement est prohibitif (typiquement de l'ordre de 170 secondes CPU pour traiter un seul muon de 100 GeV et de 2200 secondes CPU à 10 TeV [117]). Pour réduire ces durées, on utilise des descriptions paramétriques des distributions angulaires et longitudinales de la lumière Tchérenkov provenant des particules secondaires. Ces descriptions paramétriques sont obtenues à partir de simulations complètement basées sur GEANT. Toutefois, GEANT n'est valide que pour des énergies inférieures à 10 TeV environ : au-delà, les sections efficaces des divers procédés de perte d'énergie des muons ne sont pas correctes. Elles ont été corrigées par ANTARES [118], et les descriptions paramétriques qui en ont été tirées permettent de considérer des muons jusqu'à des

énergies de 10 PeV. D'autres modifications ont été apportées par rapport à la version de DADA utilisée à l'origine par BAIKAL [117, 223], au niveau de la description de l'absorption des photons par les divers composants des modules optiques, du nombre de modules optiques maximum pouvant être considérés, et enfin au niveau du temps de calcul. En effet, la version d'ANTARES est environ dix fois plus rapide que celle de BAIKAL, représentant une division par un facteur mille des temps nécessaires aux simulations basées sur GEANT.
Il faut noter que cette partie des simulations fait appel aux résultats relatifs à l'évaluation des sites (ajout de coups provenant du bruit de fond lumineux lié à la présence du ^{40}K) ainsi qu'aux mesures effectuées sur les photomultiplicateurs et les autres éléments composants un module optique.
A la fin de cette étape, on obtient pour chaque événement la liste des modules optiques touchés par la lumière Tchérenkov, ainsi que le temps d'arrivée de cette lumière et l'amplitude associée. C'est à partir de cette liste que l'on tente de reconstruire la trace du muon.

VI.2.3 La reconstruction

La reconstruction de la trace du muon est basée sur la maximisation d'une fonction de vraisemblance à cinq paramètres (deux pour définir un point sur la trace, deux cosinus directeurs et un temps). Le principe de la méthode est le suivant :
Le temps d'arrivée, sur un module optique i, de la lumière Tchérenkov émise par une trace donnée peut être décrit à l'aide de l'expression :

$$(t_i)_0 = t_0 + (L_i + d_i \tan\theta_c)/c \tag{VI.1}$$

où d_i est la distance minimale d'approche de la trace par rapport au module optique, L_i la distance le long de la trace entre le point d'approche minimal et le point correspondant à l'instant de déclenchement t_0, et θ_c la valeur de l'angle Tchérenkov (toutes ces variables sont illustrées sur la figure VI.2).

Par ailleurs, la lumière détectée peut provenir de trois origines différentes :

- du muon lui-même, auquel cas le temps d'arrivée est réparti selon une distribution gaussienne centrée sur $(t_i)_0$, et de largeur égale à la dispersion de temps de transit (TTS) du photomultiplicateur.
- de particules secondaires ; alors les photons arrivent en retard par rapport à ceux émis par le muon et suivent une distribution proche d'une exponentielle décroissante. Cette distribution dépend de l'énergie du muon [117].

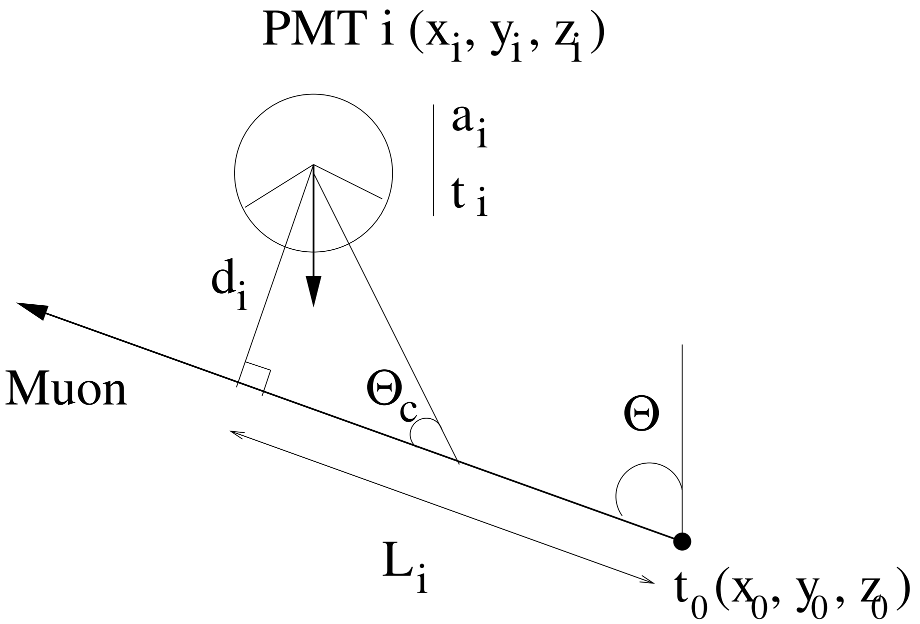


FIG. VI.2 – *Définition des paramètres utilisés pour décrire l'arrivée de la lumière Tchérenkov sur un module optique (voir texte).*

– du bruit de fond optique : les photons sont alors répartis uniformément dans le temps.

On peut obtenir à partir de simulations les distributions temporelles correspondant à la détection de la lumière totale émise par des muons d'énergie déterminée. Une fois normalisée à l'unité, une telle distribution représente la densité de probabilité pour qu'un coup détecté par le module optique i au temps t_i provienne de la trace considérée ; on lui donne alors le nom de *fonction de densité de probabilité* (fdp).
Le but de la reconstruction est de trouver la trace la plus probable parmi toutes celles possibles pour expliquer la répartition de la lumière observée. Cette trace est celle qui maximise le produit des probabilités que chaque coup détecté lui corresponde. Ce produit est décrit par la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ donnée par :

$$\mathcal{L} = \prod_i \mathrm{fdp}\,(t_i - (t_i)_0) \tag{VI.2}$$

Pour des raisons numériques, c'est en fait le logarithme de cette fonction que l'on tente de maximiser.

La détermination de la trajectoire du muon est indépendante de la détermination de son énergie. Nous décrirons ici uniquement la méthode de reconstruction de la trajectoire, réservant pour le chapitre suivant la description de la technique employée pour connaître l'énergie de muons quasi verticaux d'énergie inférieure à 100 GeV[7]. Une seule et unique fonction de densité de probabilité est utilisée, correspondant au passage d'un muon de 10 TeV, que nous avons représentée sur la figure VI.3. Il a été montré que les résultats obtenus dépendent peu de ce choix.

La recherche du maximum de la fonction de vraisemblance s'effectue en deux étapes. Une première détermination de la trace est tout d'abord obtenue. Pour cela, on considère que les photomultiplicateurs touchés sont proches de la trace du muon, de direction $\vec{v}$ et de vitesse v:

$$\vec{x_i} \simeq \vec{x_0} + \vec{v}\,(t_i - t_0) \tag{VI.3}$$

La vitesse de propagation du muon étant laissée libre, on se retrouve à minimiser la fonction de χ^2 décrite par :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\vec{x_i} - \vec{x_0} + \vec{v}\,(t_i - t_0)\right)^2 , \tag{VI.4}$$

problème qui peut être résolu analytiquement en inversant un système d'équations linéaires. Ensuite, la recherche de la trace pour laquelle la fonction de vraisemblance est maximale est effectuée numériquement. Cette recherche aboutit à un ensemble de cinq paramètres $(\vec{x}, \theta, \phi, t)$ les plus probables, ainsi qu'à l'obtention de la matrice de covariance du problème. Cette dernière est directement reliée à l'estimation des erreurs commises, qu'il est fort utile de connaître pour sélectionner des événements reconstruits de façon correcte.

Une fois la reconstruction achevée, il «ne reste plus qu'à» analyser les événements, et ainsi étudier les potentialités d'ANTARES vis-à-vis des divers sujets de physiques envisagés.

7. Le lecteur intéressé par la technique employée pour l'étude de l'astronomie neutrino est prié de se reporter à la référence [117].

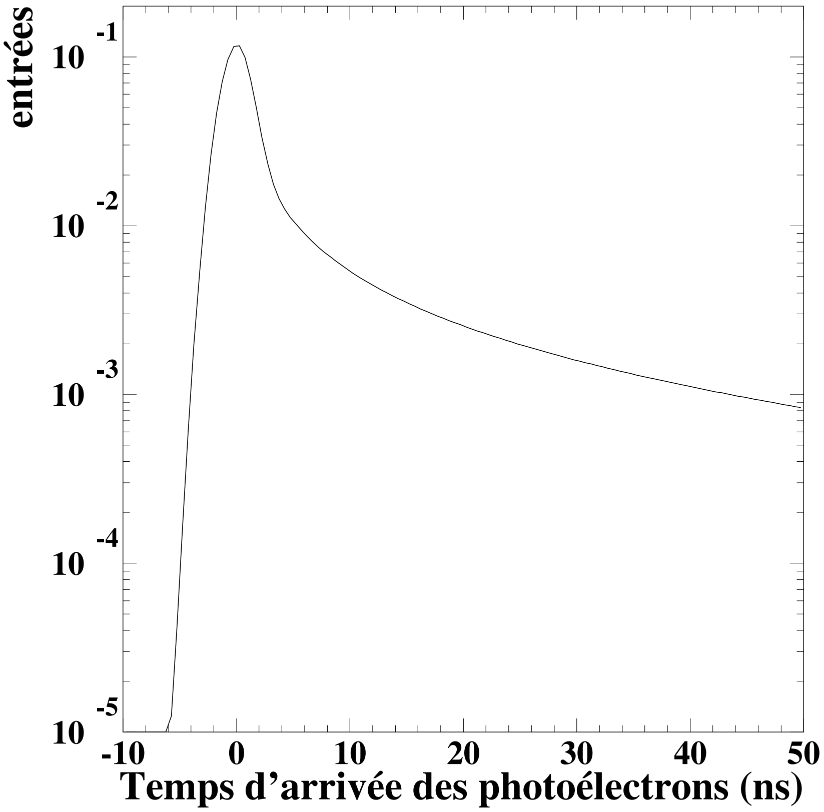


FIG. VI.3 – *La fonction de densité de probabilité utilisée pour la reconstruction de la trajectoire des traces de muons. La lente exponentielle décroissante correspond à la distribution de lumière venant des particules secondaires émises par un muon de 10 TeV.*

Earth Twin 1

No radioactivity

Earth Twin 2

No stray particles

Earth Twin 1

Perhaps it is simply decorative

Earth Twin 1 & 2

We'll run it through the standard battery

Earth Twin 1

But 'till then -

Earth Twin 2

It is -

Earth Twin 1 & 2

Quite pleasantly hypnotical
It will take us many, many years
To reach our final conclusion

Jumeau Terrien 1

Pas de radioactivité

Jumeau Terrien 2

Pas de particules isolées

Jumeau Terrien 1

Peut-être c'est simplement décoratif

Jumeau Terrien 1 et 2

Nous lui ferons passer la batterie standard

Jumeau Terrien 1

Mais jusqu'alors -

Jumeau Terrien 2

C'est -

Jumeau Terrien 1 et 2

Assez plaisamment hypnotique
Cela nous prendra beaucoup, beaucoup d'années
Pour atteindre notre conclusion finale

The Voyage; acte III, scène 1
Opéra composé par Philip Glass
Livret de David Henry Hwang

Chapitre VII

Recherche de muons quasi verticaux de basse énergie

Le télescope à neutrinos de haute énergie envisagé par la collaboration ANTARES est-il capable, moyennant une technique d'analyse appropriée, de détecter des muons quasi verticaux de basse énergie (typiquement entre 5 et 500 GeV), et ainsi de fournir des indications relatives à la présence de particules supersymétriques de matière noire au centre de la Terre ou encore à la possibilité que les neutrinos aient une masse ? Ces deux points étant légèrement différents, nous les considérons comme deux parties distinctes. Pour chacune d'entre elle, nous allons voir quels types de simulations informatiques ont été effectuées, quelles analyses ont été développées, et finalement quelles conclusions on peut formuler vis-à-vis des performances d'ANTARES.

VII.1 Mise en évidence d'oscillations de neutrinos

VII.1.1 Brefs rappels sur la motivation de l'étude

Nous avons vu au chapitre V que la probabilité qu'un neutrino muonique se transforme en un neutrino d'un autre type est décrite par la formule V.20. Dans le cas où le parcours du neutrino est constant, et les paramètres θ et Δm^2 étant fixés, la probabilité d'oscillation sera maximum pour certaines valeurs de l'énergie des neutrinos. Si on considère une distance de douze mille sept cent quarante kilomètres, correspondant au diamètre de la Terre et s'appliquant donc à des neutrinos produits aux antipodes du détecteur, et un couplage maximal ($\sin^2 2\theta \simeq 1$), on trouve que la première disparition totale a lieu à 10 GeV pour $\Delta m^2 = 10^{-3}$ eV^2, 22 GeV pour $\Delta m^2 = 2{,}2 \times 10^{-3}$

eV^2 et 100 GeV pour $\Delta m^2 = 10^{-2}$ eV^2 [1]. D'une façon générale, nous avons tracé sur la figure VII.1 la probabilité de survie d'un neutrino ayant traversé l'épaisseur de la Terre en fonction de la quantité 10^{-3} $E/\Delta m^2$, considérant toujours un couplage maximal. Il apparaît que si le détecteur est sensible aux particules d'énergie comprise entre 5 et 50 GeV, alors n'importe quelle valeur de Δm^2 compatible avec les résultats de SuperKamiokande donnera lieu à des structures visibles dans le spectre d'énergie.

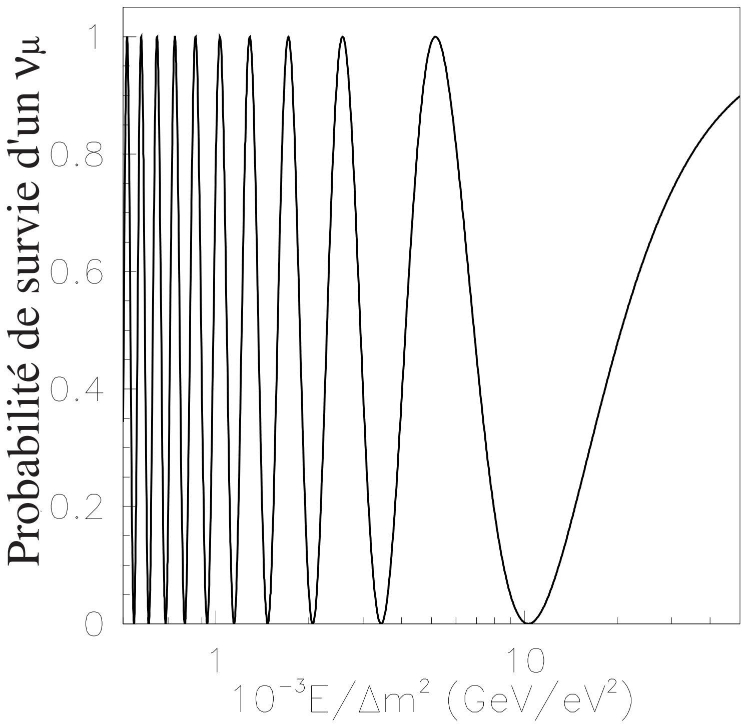


FIG. VII.1 – *Variation de la probabilité de survie d'un neutrino muonique ayant traversé le diamètre de la Terre en fonction de la quantité* $10^{-3}\,E/\Delta m^2$*, et considérant un mélange maximal entre les deux familles de neutrinos.*

Il fallait donc étudier la capacité d'ANTARES à mesurer ce spectre d'énergie : les premières études relatives à la matière noire avaient montré que la méthode d'analyse

1. La considération de cet intervalle de valeurs pour Δm^2, associé à $\sin^2 2\theta = 1$ est motivé par les résultats de l'expérience SuperKamiokande annocés au mois de juin 1998 [106], indiquant la présence d'oscillations de neutrinos à l'intérieur d'un intervalle de confiance allant de $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-4}$ eV^2 à 10^{-2} eV^2, avec une valeur la plus probable de $2{,}2 \times 10^{-3}$ eV^2. (Des résultats dévoilés au mois de janvier 1999 [220] font état d'une différence de masse restreinte à l'intervalle $1{,}5 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 6 \times 10^{-3}$eV^2, avec la valeur la plus probable de $3{,}2 \times 10^{-3}$eV^2).

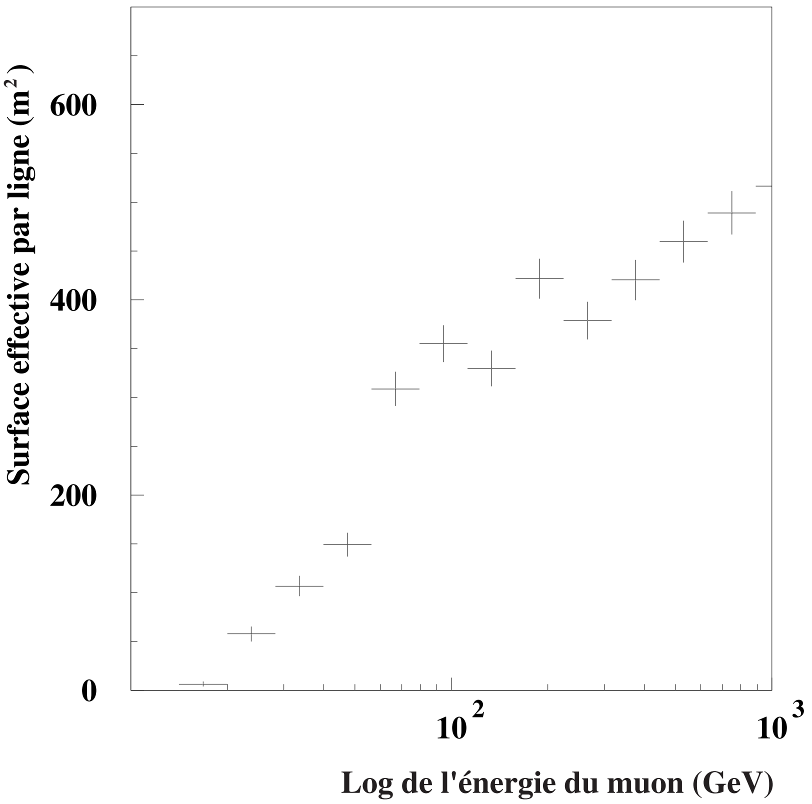


FIG. VII.2 – *Variation, en fonction de l'énergie des muons reconstruits, de la surface effective d'un détecteur constitué de 21 étages distant de 16 m, chacun équipé d'un triplet de modules optiques. Cette géométrie, considérée pour la recherche du neutralino, permet de détecter des muons d'énergie aussi basse que 20 GeV.*

à une ligne permettait de détecter, avec la géométrie considérée alors (21 étages de triplets de modules optiques distants de 16 m), des muons d'énergie aussi basse que 20 GeV (comme on peut le constater sur la figure VII.2 représentant la variation de la surface effective de ce détecteur en fonction de l'énergie des muons) [233]. Mais ce seuil est trop élevé pour la recherche des oscillations de neutrinos, et d'autre part il n'était pas certain qu'un spectre d'énergie suffisamment précis soit accessible. Une première étude a été lancée, considérant les meilleures conditions de détection possibles : si ses résultats montraient que le but est hors de portée d'ANTARES, alors il était inutile d'aller plus loin et de considérer un fonctionnement «plus réaliste». Les résultats préliminaires de cette première réflexion ont été présentés au mois de septembre 1998 en Amsterdam, au cours d'un atelier de travail sur les oscillations de neutrinos [234] : nous allons les reprendre ici, avant de décrire les compléments apportés par la suite à cette étude.

VII.1.2 Résultats de la première étude (optimiste et simplifiée)

Nous voulons considérer les meilleures conditions possibles pour commencer l'étude, quitte à flirter avec les limites de ce qu'il serait possible de réaliser techniquement et financièrement dans ANTARES. C'est pour cette raison que la géométrie de la ligne de détection qui est considérée pour mener les simulations correspond à celle d'un «super détecteur» : une ligne immergée par deux mille trois cents mètres de profondeur, équipée de quarante-huit étages de détection séparés d'une distance égale à huit mètres (soit une distance moitié de celle habituellement considérée jusqu'alors, ce qui semble nécessaire pour parvenir à abaisser suffisamment le seuil de détection en énergie). Chaque étage comporte trois modules optiques équipés chacun d'un photomultiplicateur de dix pouces de diamètre ; ces modules sont répartis uniformément le long d'un cercle de un mètre soixante de diamètre et orientés de sorte que leur axe de symétrie soit parallèle aux cotés d'un trièdre, que la photocathode soit tournée vers le bas, et que chaque photomultiplicateur forme un angle de 135° par rapport à la verticale.
La simulation d'interactions de neutrinos muoniques dans le volume du détecteur est réalisée selon les méthodes expliquées au chapitre précédent. Il faut noter que les désintégrations du ^{40}K, conduisant à quelques coups dans les photomultiplicateurs pouvant amoindrir la qualité de la reconstruction (et donc la capacité d'ANTARES à effectuer l'étude considérée) n'est pas effectuée. N'ayant ainsi aucune source de bruit de fond, il s'agit d'une étude effectuée dans un cadre idéal. La reconstruction de la trace des muons est achevée par l'algorithme de maximisation d'une fonction de vraisemblance à cinq paramètres utilisé de façon standard dans ANTARES, aussi bien pour l'astronomie neutrino que la recherche de matière noire. Pour cette étude, nous nous sommes limités à des neutrinos et des anti-neutrinos d'énergie comprise entre 5 et 50 GeV, et d'angle zénithal inférieur à 18° (valeur arbitraire retenue parmi tout un ensemble envisageable donnant une statistique suffisante de traces proches de la verticale reconstruites avec précision).
Nous avons dit qu'il est crucial de pouvoir mesurer le spectre en énergie des particules détectées : l'idéal serait de connaître l'énergie des neutrinos, à partir du muon reconstruit, puisque c'est cette variable qui intervient dans l'expression de la probabilité d'oscillation. Ceci semble toutefois difficile à réaliser : le neutrino produit un muon et une gerbe hadronique, et la répartition d'énergie entre les deux est variable. La gerbe ne se propage pas sur de grandes distances et, qui plus est, est émise avec une certaine direction différente de celle du muon : aussi tout au plus un ou deux étages de la ligne recevront de la lumière venant de cette gerbe, et l'amplitude mesurée sera certaine-

ment faiblement corrélée à l'énergie de la gerbe. Si on veut remonter au spectre des neutrinos, peut-être pourra-t-on toutefois tirer partie de celui des muons : un déficit de neutrinos à une énergie précise doit se faire ressentir sur l'ensemble du spectre des muons. L'idée est donc de trouver un moyen de mesurer l'énergie des muons reconstruits, et ensuite voir si ce spectre se trouve déformé, en comparaison avec un spectre obtenu sans oscillation. Si c'est le cas, et si la déformation est assez importante pour être clairement identifiée, alors cela apparaîtra comme une signature irréfutable de la disparition des neutrinos atmosphériques, donc une confirmation de l'existence du phénomène d'oscillation tel que décrit par SuperKamiokande.
Nous avons vu au chapitre II que, à basse énergie, la distance parcourue par un muon est directement proportionnelle à son énergie. Si ANTARES est capable de mesurer ce parcours avec une bonne précision, il sera alors certainement possible de tracer un spectre d'énergie. Les étages de détection étant espacés de huit mètres, on peut s'attendre à une résolution d'environ 2 GeV sur l'énergie des muons.
L'application de cette idée demande donc d'isoler des traces entièrement contenues dans le volume sensible du détecteur, et de direction très proche de la verticale pour se situer dans la gamme des rapports L/E intéressants. Pour ce faire, nous avons exigé que la trace ne donne — après simulation complète du détecteur et notamment de la réponse des photomultiplicateurs — aucun coup de la part des photomultiplicateurs situés sur les deux premiers et les deux derniers étages de détection. Par ailleurs, nous avons requis que l'angle zénithal reconstruit de la trace soit inférieur à 11,5° ($\cos\theta_z < 0{,}98$). Comme on peut le voir sur la figure VII.3 montrant la distribution des angles entre les traces simulées et les traces reconstruites, la qualité de la reconstruction est suffisamment bonne (50% des traces sont déterminées avec une erreur inférieure à 5°) et l'angle que nous déterminons peut être considéré avec confiance. Les estimations montrent que trente et une traces répondent à ces critères, par ligne de détection et par an. Ce nombre, même s'il est faible, est acceptable : quelques lignes de détection, prenant des données pendant quelques années, pourront accumuler assez de statistiques pour mesurer un spectre. Pour le reste de l'étude, nous avons choisi de considérer un ensemble de quinze lignes fonctionnant pendant un ou trois ans, soit une exposition de quinze ou quarante-cinq ligne.an. Le nombre d'événements entrant dans l'étude des spectres est donc d'environ quatre cent cinquante ou mille quatre cents.

La détermination du parcours du muon est faite en divisant le nombre d'étages de détection, compris entre le premier et le dernier étage ayant reçu de la lumière Tchérenkov, par le cosinus de l'angle de la trace reconstruite : la simulation n'ayant

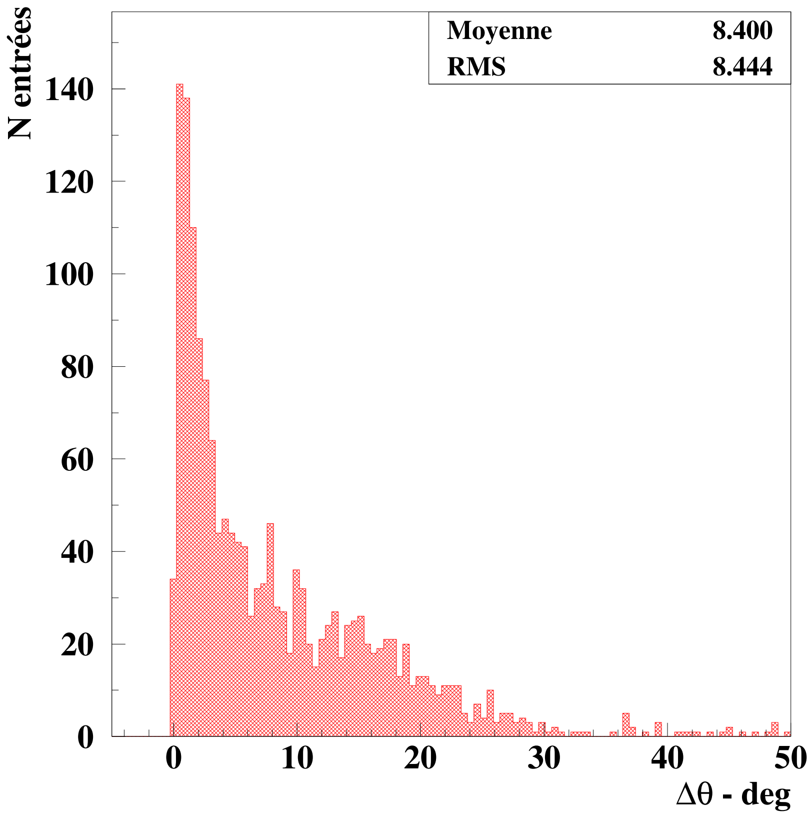


FIG. VII.3 – *Distribution de la valeur absolue de l'angle entre la direction des muons simulés provenant de neutrinos atmosphériques de basse énergie et celle des traces reconstruites par l'algorithme développé pour l'astronomie neutrino. La qualité de cette reconstruction est remarquable de ce point de vue, 50% des traces étant déterminées avec une erreur inférieure à* 5°.

pas pris en compte les désintégrations du ^{40}K, les coups enregistrés par les photomultiplicateurs proviennent tous de lumière émise par le muon ou la gerbe hadronique, le bruit thermique étant négligeable à l'intérieur des fenêtres temporelles considérées au cours de la reconstruction de la trace ; le parcours mesuré n'est donc pas surestimé. La figure VII.4 montre clairement la très bonne corrélation entre le parcours défini de cette façon et l'énergie des muons simulés. Cette variable sera donc un bon estimateur de l'énergie du muon, et c'est sur la distribution de celle-ci que nous allons chercher à voir l'effet des oscillations de neutrinos.

Pour cela, nous avons tracé dans un premier temps la distribution du parcours des muons, comme elle se présente dans l'hypothèse où aucun phénomène d'oscilla-

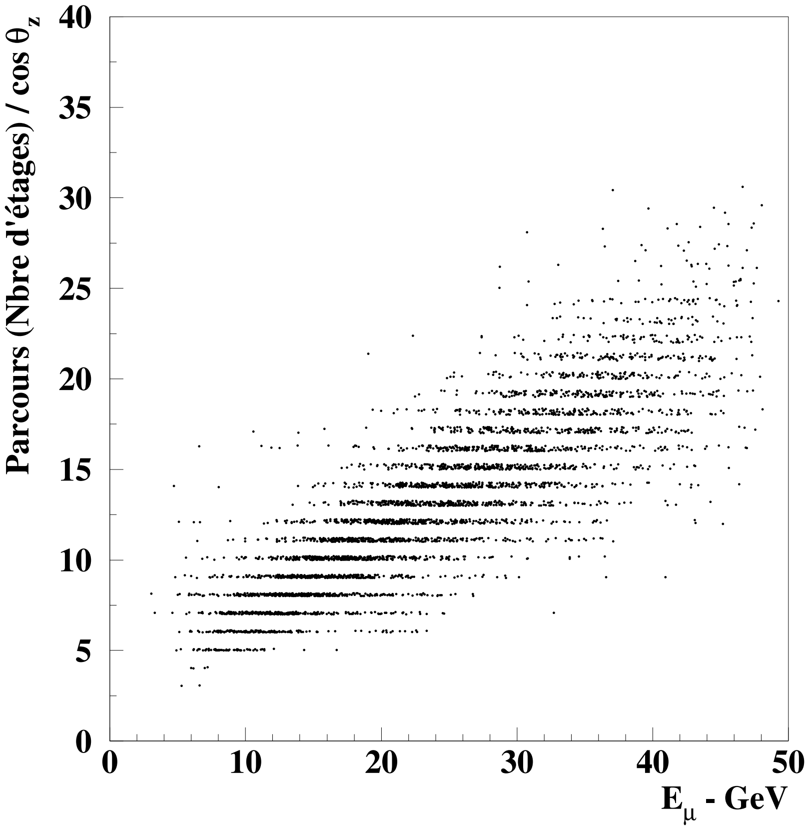


FIG. VII.4 – *Relation entre le parcours des muons tel que défini dans le texte et leur énergie (valeur interne à la simulation) : la corrélation des deux variables montre que notre estimation est correcte.*

tion n'a lieu. Ensuite, on trace le même histogramme, mais en pondérant chaque trace par la probabilité d'oscillation associée à l'énergie de son neutrino parent. La figure VII.5 montre la comparaison de ces deux distributions, dans l'hypothèse où les oscillations ont lieu selon la configuration la plus probable annoncée par la collaboration SuperKamiokande. L'effet des oscillations se voit clairement, non seulement comme un déficit d'événements, mais aussi comme une déformation de la forme du spectre du parcours des muons : le niveau de confiance pour que les deux distributions soient les mêmes est inférieur à 10^{-5}, d'après les résultats d'un test de Kolmogorov.

L'étape suivante consiste à effectuer une comparaison de ces deux distributions pour tout un ensemble de combinaisons des paramètres $\sin^2 2\theta$ et Δm^2. Pour chacune de ces combinaisons, le niveau de confiance de compatibilité des deux distributions (avec et sans oscillation) est calculé en considérant la forme des deux histogrammes

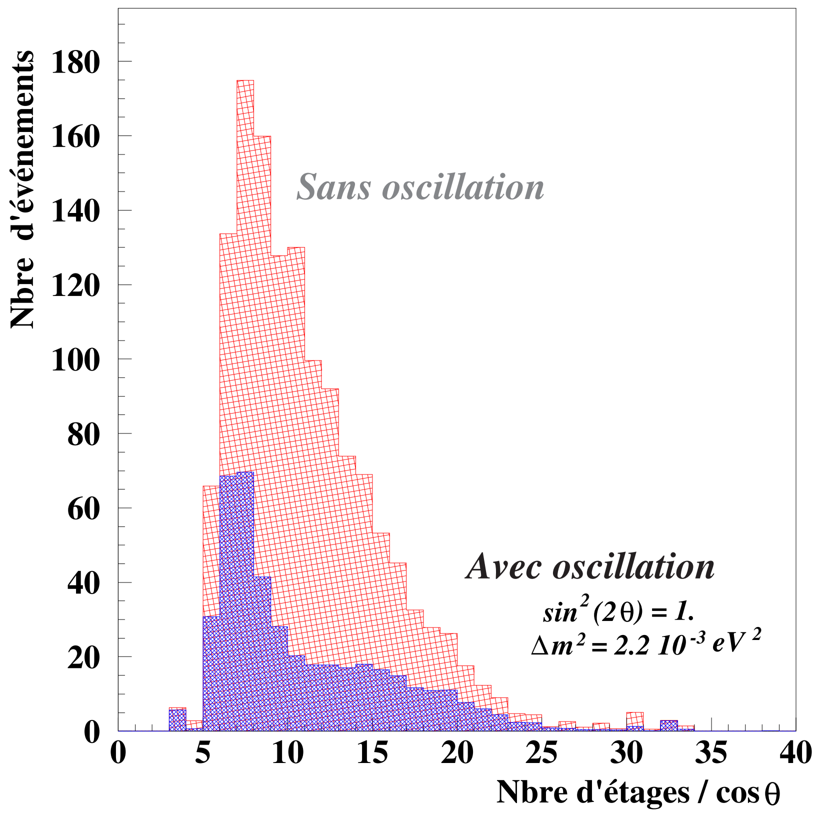


FIG. VII.5 – *Distributions attendues pour le parcours (exprimé en nombre d'étages) des muons quasi verticaux induits par des neutrinos atmosphériques de basse énergie. En gris clair : avec l'hypothèse que les oscillations de neutrinos n'existent pas. En noir : avec l'hypothèse d'oscillation dans un schéma où le mélange entre les familles de neutrinos est maximal et* $\Delta m^2 = 2{,}2 \times 10^{-3}$ eV^2*, et après un temps d'exposition du détecteur égal à 45 ligne.an.*

ainsi que leur normalisation. Pour cela, une erreur globale de 25% est considérée sur la normalisation de la distribution de référence, afin de prendre en compte les incertitudes sur la normalisation du flux des neutrinos atmosphériques [235]. Il est ainsi possible de tracer des contours d'exclusion montrant à quelles régions de l'espace des paramètres l'expérience peut être sensible. La figure VII.6 montre un tel contour, définissant la région où le niveau de confiance de compatibilité entre les deux distributions est inférieur à 3×10^{-5} (ce qui correspond à une déviation de cinq écarts standard), utilisant une exposition du détecteur de quinze ligne.an. Cette région englobe toute la zone de confiance déterminée par SuperKamiokande. Remarquons aussi que, dans le cas des paramètres les plus probables donnés par cette expérience, une exposition de quatre ligne.an est suffisante pour mettre en évidence la déformation du spectre du parcours des muons avec une déviation de cinq écarts standard. Nous avons aussi tracé le même contour, basé cette fois sur la seule comparaison de la forme des deux distributions : la normalisation est laissée libre. Le résultat de cette opération est visible sur la figure VII.7 : la zone dans l'espace des paramètres à laquelle l'expérience est sensible devient alors beaucoup plus petite. En effet, il se peut que l'endroit où le déficit se fera sentir dans la distribution soit tel que l'on obtienne par renormalisation un histogramme compatible avec celui de référence. Il apparaît donc nécessaire de connaître avec une bonne précision le nombre d'événements auquel on pourra s'attendre dans l'hypothèse où il n'y a pas d'oscillation. Ceci implique de maîtriser l'efficacité du détecteur, et donc de le calibrer ; peut-être le flux de muons atmosphériques descendants pourra-t-il nous servir à cela.

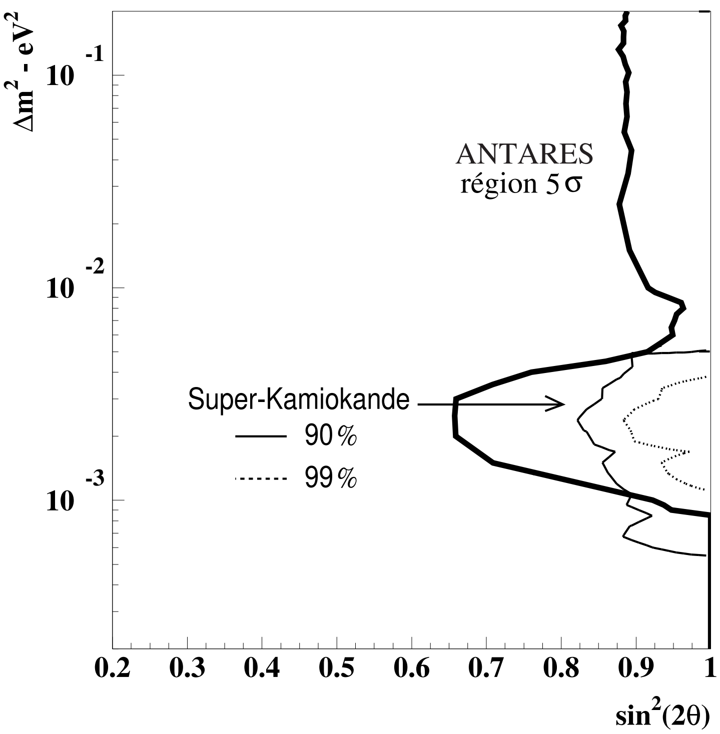


FIG. VII.6 – *Contour dans l'espace des paramètres décrivant les oscillations de neutrinos définissant la région à l'intérieur de laquelle un effet supérieur à cinq déviations standard peut être mesuré par un détecteur semblable à ANTARES, avec une exposition de 15 ligne.an, et en considérant que le nombre d'événements qui sera détecté est connu avec une précision de 25%. Ce contour inclut toute la zone déterminée par l'expérience SuperKamiokande.*

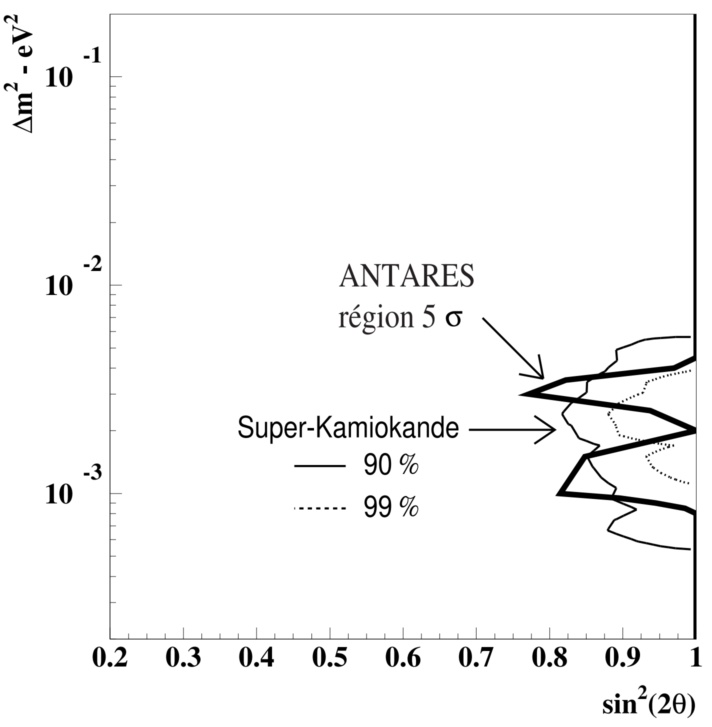


FIG. VII.7 – *Contour dans l'espace des paramètres décrivant les oscillations de neutrinos définissant la région à l'intérieur de laquelle un effet supérieur à cinq déviations standard peut être mesuré par un détecteur semblable à ANTARES, avec une exposition de 15 ligne.an. Contrairement à la figure précédente, aucune hypothèse n'est effectuée concernant le nombre d'événements attendus.*

La conclusion de cette étude, préliminaire et effectuée dans un monde parfait où aucun bruit de fond n'existe, est donc que la recherche des oscillations de neutrinos par une expérience comme ANTARES est possible. Il reste maintenant à étudier l'influence des différents bruits de fond.

VII.1.3 Première estimation de l'effet des bruits de fond

Les désintégrations du ^{40}K

Le premier des bruits que nous avons regardé est celui apporté par les désintégrations du ^{40}K : elles peuvent donner lieu à des coups dans les photomultiplicateurs qui sont en temps avec la trace d'un muon. Ces coups sont alors enregistrés, et pris en compte par l'algorithme de reconstruction. La présence de ces «parasites» peut

conduire à ce qu'une trace qui aurait dû être reconstruite ne le soit pas, ou alors avec une erreur plus ou moins importante. Nous avons donc simulé des interactions de neutrinos et d'anti-neutrinos muoniques, d'énergie comprise entre 10 et 100 GeV, et d'angle zénithal inférieur à 25°, dans le même détecteur que précédemment. Nous avons reconstruit les muons engendrés en ajoutant la simulation du ^{40}K, considérant qu'il fournissait un taux de comptage constant égal à 40 kHz sur chaque photomultiplicateur.
Une première méthode visant à «nettoyer» les traces pour éliminer les coups de ^{40}K a été mise en œuvre pour faciliter la reconstruction : tout d'abord, on reconstruit la trace comme à l'habitude. Puis, pour chaque coup enregistré par les modules optiques, on compare le temps d'arrivée de ce coup avec un temps d'arrivée théorique, calculé d'après les paramètres de la trace. Cette comparaison est basée sur le calcul d'un χ^2 partiel, qui considère une erreur sur la mesure des temps d'arrivée égale à l'erreur globale due aux photomultiplicateurs et à l'alignement temporel. Si la valeur du χ^2 partiel que l'on obtient est trop grande (supérieur à 25, valeur déterminée en appliquant la même méthode à des traces reconstruites sans simulation du ^{40}K), alors on rejette le coup. Au final, on obtient une nouvelle liste de coups détectés, tous suffisamment en temps avec la trace reconstruite. On utilise cette liste pour procéder à une nouvelle détermination de la trace du muon.
Le résultat de cette méthode doit être amélioré car de nombreux coups provenant du ^{40}K sont encore présents. Ceci est certainement lié au fait que l'algorithme de reconstruction ne peut pas fonctionner idéalement : la gerbe hadronique associée au muon produit elle aussi de la lumière et donne de nombreux coups, au moins dans les premiers étages de détection, ce qui détériore la reconstruction. Il faut donc trouver un autre moyen pour s'affranchir du ^{40}K, gênant pour appliquer la méthode destinée à mettre en évidence les oscillations. Certains étages de détection (généralement un seul) vont être touchés, en étant complètement en dehors de la zone atteinte par la lumière émise par le muon. Le parcours du muon, définit comme étant l'intervalle entre le premier et le dernier étage touché, sera alors surestimé. C'est ce qui est montré sur la figure VII.8, représentant le parcours des muons en fonction de leur énergie : des muons de basse énergie peuvent correspondre à des parcours très grands.

L'idée qui a été appliquée est la suivante : le parcours d'un muon peut être considérablement allongé par l'effet d'un coup de ^{40}K. En revanche, le nombre d'étages effectivement touchés varie moins : il augmente de une ou deux unités, pas plus (nous illustrons cela sur la figure VII.9). Il doit être alors possible de rejeter des traces qui contiendraient des coups isolés de ^{40}K en exigeant une valeur minimale du rapport

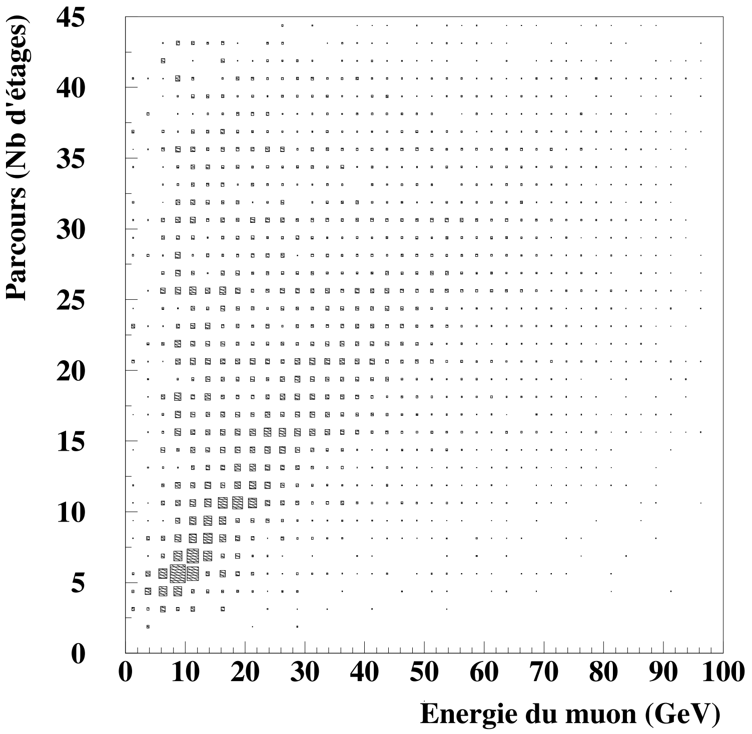


FIG. VII.8 – *Relation entre le parcours des muons (de basse énergie et quasi verticaux) et leur énergie, en présence de la simulation du ^{40}K : la lumière venant de cette dernière peut être détectée par des photomultiplicateurs situés loin de la trace du muon, et cela biaise la définition du parcours.*

du nombre d'étages effectivement touchés à la longueur de l'intervalle, exprimé en nombre d'étages. La figure VII.10 représente la distribution de ce rapport. Comme on peut s'y attendre, la distribution est clairement piquée à 1, signifiant que dans la majorité de cas il n'y a aucun étage touché en dehors de ceux correspondant à la trace du muon. Par ailleurs, il y a une queue étendue, correspondant aux coups isolés provenant du ^{40}K. Nous avons sélectionné les événements en exigeant une valeur du rapport supérieure à 0,8, de sorte à préserver les cas où la trace du muon n'aurait pas été détectée par un étage, laissant ainsi un trou sans gravité pour la détermination du parcours.
Nous présentons sur la figure VII.11 la relation entre le parcours des muons et leur énergie, pour les traces telles que le rapport défini plus haut est supérieur à 0,8 : on

retrouve une bonne corrélation entre les deux variables, similaire à celle observée lors de l'étude sans ^{40}K.

En conclusion, le bruit provenant du ^{40}K n'est pas un problème : nous nous en sommes débarrassé facilement, mais au prix de l'élimination d'une partie des traces contribuant au signal. Il est toutefois possible d'affiner la méthode, recherchant les ensembles de coups correspondant aux traces et ceux isolés correspondant à la détection de ^{40}K, et rejetant ces derniers avant de reconstruire la trace : ainsi, on garde la majorité des événements, tout en gagnant sur la qualité de la reconstruction. Cette méthode a été effectivement implémentée, et utilisée pour les études postérieures [236].

Les multi-muons atmosphériques

Un autre bruit de fond pouvant être source de problème vient du passage de gerbes de muons dans le détecteur. La simulation de ces événements est très difficile, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. Aussi, nous nous sommes contentés d'obtenir une première idée du problème éventuel en utilisant les données déjà disponibles. La quantité de données simulées correspond à quatorze heures de fonctionnement d'un télescope de grande taille, conçu pour l'astronomie neutrino, constitué de quinze lignes, distantes de quatre-vingt mètres les unes des autres, équipées chacune de vingt et un étages de détection espacés de seize mètres, chacun supportant trois modules optiques faisant un angle de 135° avec la verticale. Nous avons appliqué notre méthode de reconstruction à une ligne à ces événements, puis avons regardé s'il est arrivé que certains d'entre eux apparaissent comme des muons quasi verticaux, ascendant, et contenus dans le détecteur. Et nous avons trouvé que cela n'arrive jamais [2] ! En toute première approximation, il semble que les gerbes de muons atmosphériques ne soient pas particulièrement gênantes : leur étude n'a donc pas été poussée plus avant dans l'immédiat mais devra être effectuée avec plus de statistiques.

Le cas des muons de haute énergie

Une autre source de bruit qui peut être gênant est dû aux muons de haute énergie traversant le détecteur de part en part : ils donnent peu d'information sur une seule ligne de détection, et c'est cette information que l'on va utiliser pour tenter de reconstruire une trace, lorsque l'on considère chaque ligne comme un détecteur indépendant.

2. Attention cependant : la conclusion de l'étude est qu'il y a moins de un événement pour quatorze heures de données prises par quinze lignes, soit moins de quarante événements par an ... ce qui est une valeur importante.

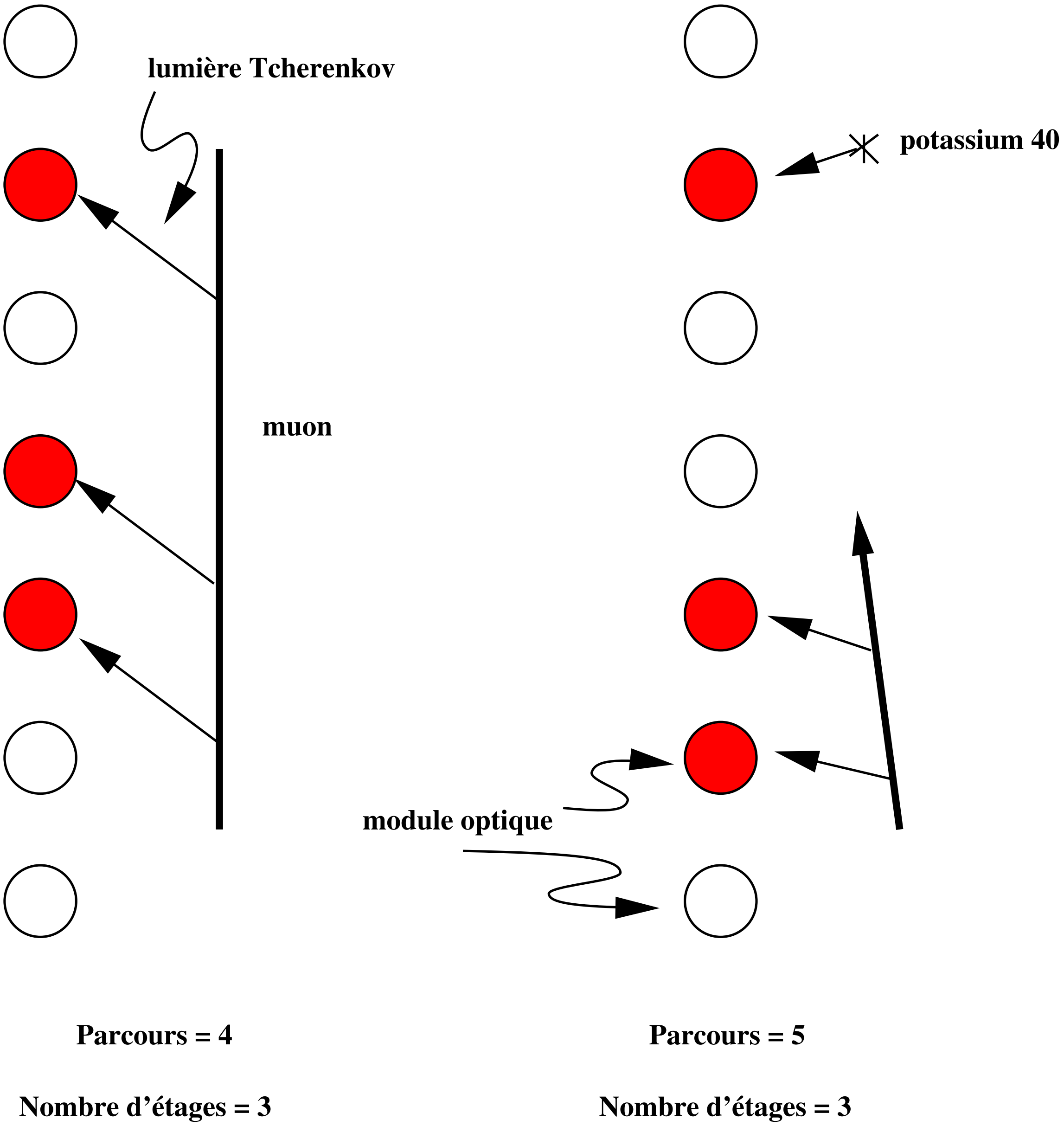


FIG. VII.9 – *Définitions du parcours du muon et du nombre d'étages effectivement touchés, avec et sans coup provenant des désintégrations du* ^{40}K.

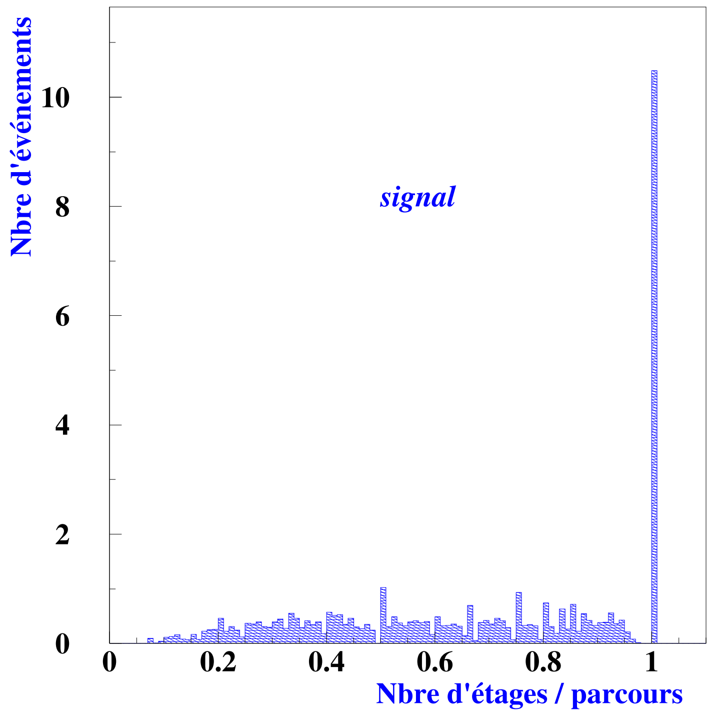


FIG. VII.10 – *Distribution du rapport entre le nombre d'étage touchés par un muon de basse énergie quasi vertical (le «signal» de l'étude des oscillations de neutrinos) et le parcours de ce muon. La queue de cette distribution est due à la présence des coups provenant des désintégrations du* ^{40}K.

Ces muons peuvent provenir de neutrinos atmosphériques, ou bien être produits directement lors de l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère.

Nous avons effectué des simulations de ces neutrinos et de ces muons très énergiques. Les neutrinos et anti-neutrinos furent considérés comme isotropes, et d'énergie comprise entre 10 GeV et 50 TeV. En ce qui concerne les muons atmosphériques, une première étude a pris en compte tout leur spectre angulaire (c'est-à-dire : $-1 < \cos\theta_z < -0{,}15$ au niveau de la mer) et un large spectre en énergie (10 GeV $< E_\mu <$ 200 TeV au niveau de la mer, gardant uniquement les traces d'énergie inférieure à 50 TeV à l'entrée du détecteur), pour voir quels événements sont susceptibles de simuler le signal. Tous ces événements furent reconstruits avec la méthode habituelle en incluant la simulation du ^{40}K, après simulation de leur passage

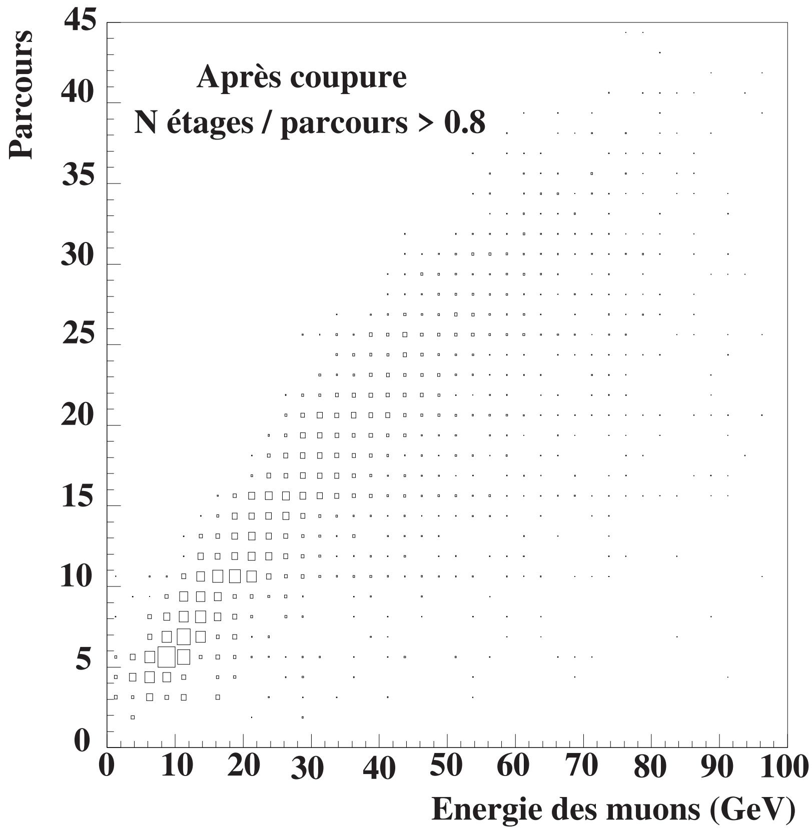


FIG. VII.11 – *Relation entre le parcours des muons et leur énergie, après application d'une coupure sur le rapport (nombre d'étages touchés)/(parcours du muon), en présence de la simulation des désintégrations du ^{40}K : on retrouve une bonne corrélation, comme lorsque le ^{40}K n'était pas simulé.*

au travers du détecteur décrit au début de la section précédente.
La simulation et la reconstruction achevées, nous avons isolé les événements donnant lieu à des traces reconstruites avec les caractéristiques du signal : une trace quasi verticale entièrement contenue dans le détecteur. Il reste effectivement un certain nombre de traces de ce type, et nous avons analysé leurs caractéristiques principales.
Il apparaît que la distribution en énergie de ces événements, que ce soit pour l'énergie du muon ou celle du neutrino ne montre aucune caractéristique particulière : c'est donc l'ensemble du spectre qui va s'avérer dangereux de ce point de vue. En revanche, si on trace la distribution de l'erreur angulaire effectuée lors de la reconstruction (angle entre la trace simulée et celle qui a été reconstruite), on voit immédiatement une concentration du bruit de fond dans une zone autour de 84°, comme on peut le constater sur la figure VII.12. Ceci s'explique par le fait que, comme le montre la

figure VII.13, une trace quasi horizontale va donner lieu à une émission de lumière qui, du point de vue de la ligne, ressemble à l'émission d'une trace quasi verticale. Le principal obstacle à la recherche de traces verticales de basse énergie est donc le passage de traces horizontales, quelle que soit leur énergie.
Mais pour être certain que ces traces sont effectivement gênantes, il faut les pondérer par leur flux. Le résultat de cette opération, appliquée aux neutrinos de haute énergie, pour la variable (nombres d'étages éclairés par la trace)/(parcours du muon) décrite précédemment, est représenté sur la figure VII.14. Il apparaît que la pondération donne lieu à des fluctuations considérables de la distribution considérée : dix ordres de grandeurs sont couverts avec de brusques sauts. L'intégration de cette distribution donne un chiffre négligeable (moins de 0,01 événement par ligne de détection et par an). Mais compte-tenu des fluctuations, on ne peut lui donner trop de confiance. La génération de ces événements devra donc être faite d'une façon totalement différente. D'un autre côté, il n'est pas non plus possible d'estimer précisément la quantité de muons atmosphériques qui seront gênant : comme on le voit sur la figure VII.12, seuls huit événements restent après simulation, et cela n'a pas de sens de les pondérer. Il a donc fallu effectuer une nouvelle simulation, restreignant la zone angulaire considérée : $-0{,}2 < \cos\theta_z < -0{,}15$. La pondération des événements restant après reconstruction et sélection étant alors possible, il apparaît que l'on peut s'attendre à quelques événements par ligne.an, de l'ordre de la dizaine. Ceci est un réel problème : le signal est, rappelons-le, au plus de 31 événements par ligne.an dans le cas de la simulation «dans le monde idéal», chiffre descendu à une vingtaine d'événements après avoir appliqué les coupures nécessaires à la suppression du bruit dû au ^{40}K. Par ailleurs, il faut aussi signaler que le flux des muons atmosphériques à ces angles extrêmes est mal connu : il se peut donc qu'il y en ait beaucoup plus, ou beaucoup moins, en réalité. Il se peut aussi que leur flux varie de façon significative le long des cinq cents mètres de hauteur du détecteur : un facteur 2,5 entre le haut et le bas de la ligne pourrait exister, d'après une étude préliminaire qui sera poursuivie. Remarquons que le flux que nous appliquons est celui attendu à deux milles trois cents mètres de profondeur.

Quoiqu'il en soit, il faut tenter de trouver des moyens de rejeter le plus grand nombre possible de ces traces presque horizontales. Nous avons eu l'idée de calculer une variable correspondant à l'éventuelle asymétrie de la distribution de la lumière détectée le long du détecteur : une trace verticale (correspondant donc au signal) doit donner une quantité de lumière à peu prêt équivalente sur chaque segment de la ligne. Les traces horizontales, en revanche, doivent donner beaucoup plus de lumière sur les étages les plus bas que sur ceux du haut, compte tenu de la plus faible distance parcourue par la lumière Tchérenkov. Pour calculer cette asymétrie, on divise en deux

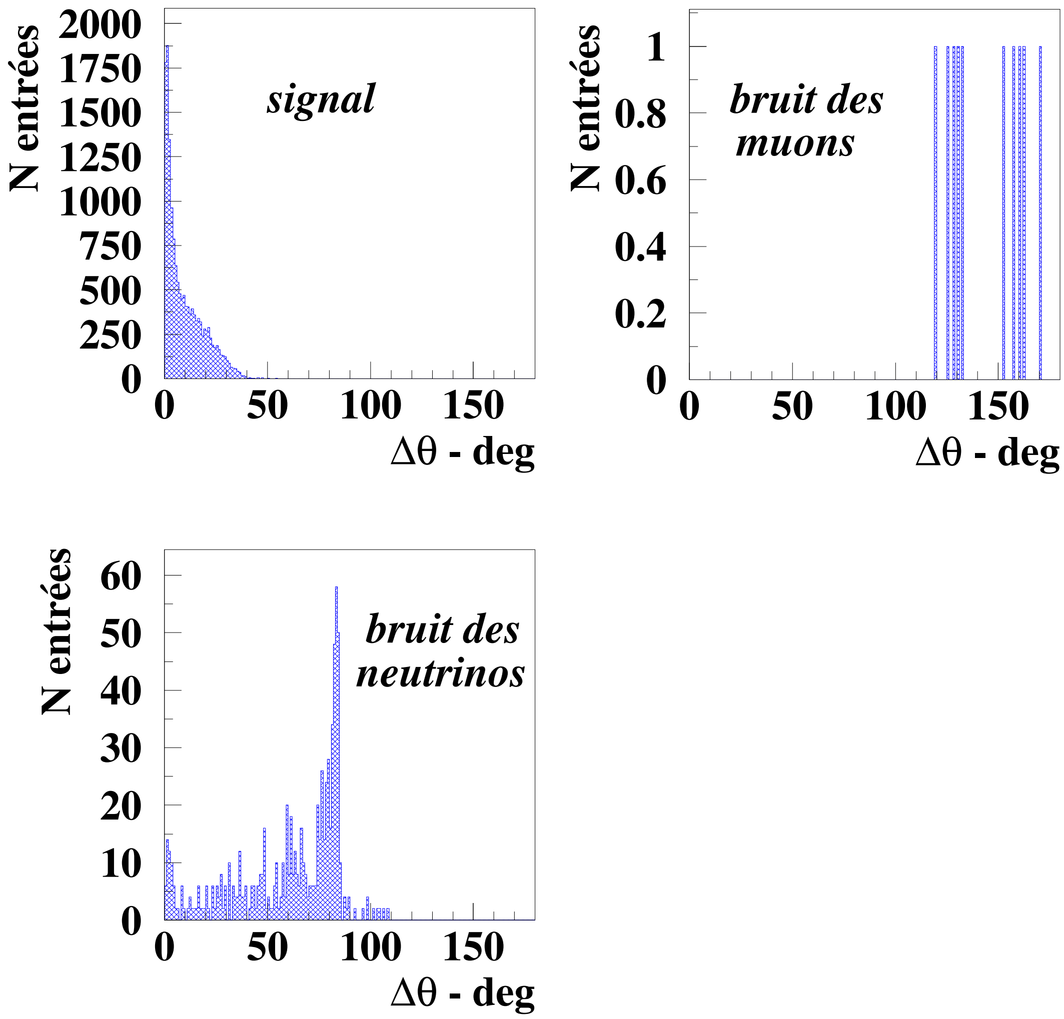


FIG. VII.12 – *Distribution de l'angle existant entre les traces de muons simulées et celles reconstruites, concernant : les neutrinos quasi verticaux de basse énergie (signal), et les neutrinos isotropes ainsi que les muons atmosphériques de haute énergie, ces deux derniers donnant lieu à des traces reconstruites similaires au signal (bruit de fond).*

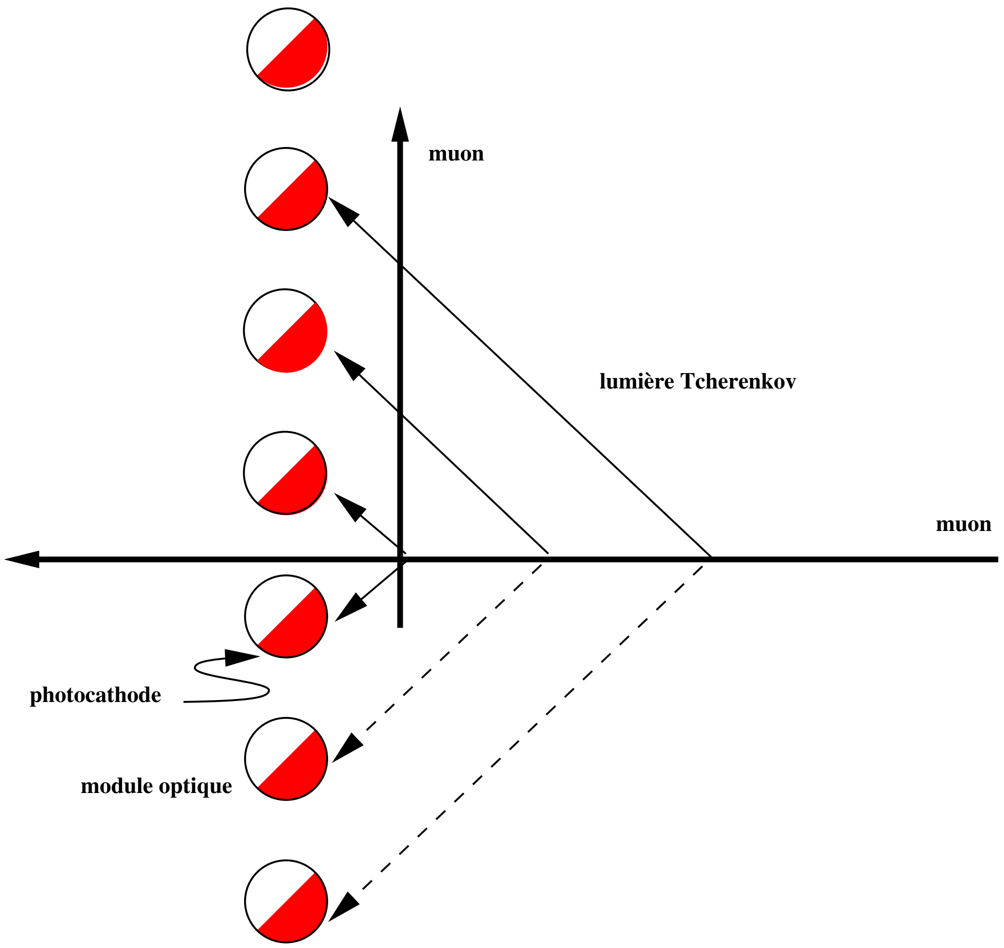


FIG. VII.13 – *Explication de la provenance de la majeure partie du bruit de fond : une trace quasi horizontale simule une trace quasi verticale. En effet, l'orientation des photomultiplicateurs rend très mauvaise la détection de toute une partie de la lumière émise par les muons horizontaux. De plus, la partie émise au plus prêt des modules optiques peut être confondue avec la gerbe hadronique associée au muon vertical.*

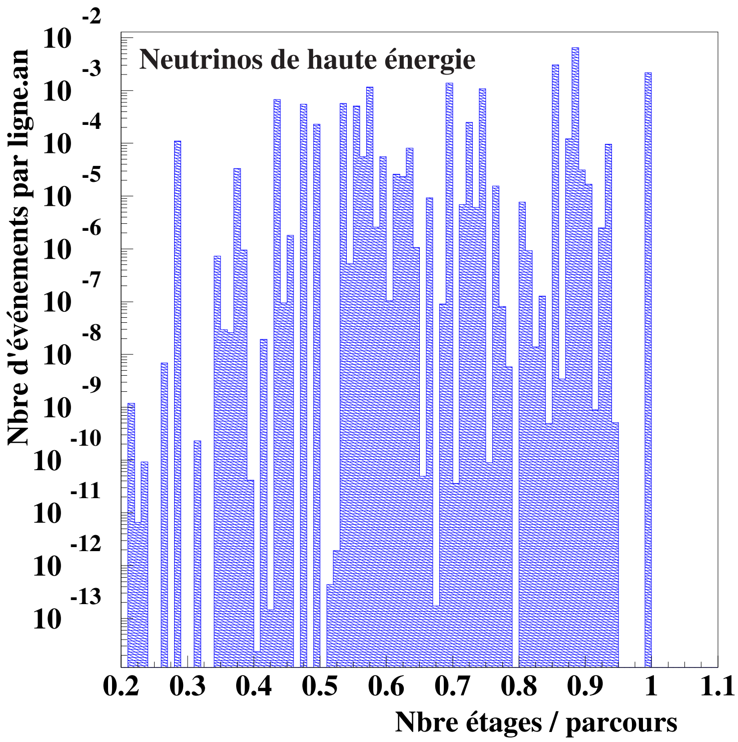


FIG. VII.14 – *Distribution pondérée (correspondant à un an de prise de données avec une ligne de détection) du rapport entre le nombre d'étage touchés par un muon et son parcours, pour les événements provenant de neutrinos atmosphériques de haute énergie constituant le bruit de fond : la méthode de pondération donne lieu à de très grandes fluctuations statistiques.*

parties égales la portion de la ligne qui a reçu de la lumière Tchérenkov (identique à celle exprimant le parcours du muon), et on détermine la quantité totale de lumière reçue par chacune de ces deux parties : A_+ et A_-. On effectue ensuite le calcul de l'asymétrie $(A_+ - A_-)/(A_+ + A_-)$. La figure VII.15 montre la distribution de cette asymétrie, pondérée par le flux des particules, pour le signal ainsi que pour les muons et neutrinos donnant lieu à du bruit de fond. La sélection visant à éliminer des traces contaminées par le ^{40}K a été appliquée. Comme on s'y attendait, le bruit donne bien lieu à une distribution asymétrique, montrant que la partie basse de la ligne reçoit bien plus de lumière que la partie haute. La distribution correspondant au signal devrait être symétrique et centrée en zéro (ce qui indiquerait que la distribution de la lumière est bien continue le long de la ligne) : la déformation que l'on constate, signalant une quantité de lumière plus importante dans le bas de la ligne, est due à la gerbe hadronique. Une sélection des événements basée sur le critère d'asymétrie serait donc envisageable, et rejetterait presque une grande partie bruit de fond. Néanmoins, une trop grande partie de signal disparaîtrait aussi dans l'opération : on se retrouverait avec un rapport signal/bruit de l'ordre de dix, mais avec seulement une dizaine d'événement de signal par ligne.an.

Il est donc fort possible qu'ANTARES puisse étudier les oscillations de neutrinos, mais si le signal peut être suffisant, le bruit de fond reste mal connu et des méthodes pour le rejeter doivent être développées. La méthode de reconstruction peut aussi être certainement améliorée. C'est Cristina Cârloganu, étudiante au Centre de Physique des Particules de Marseille, qui s'est chargée de poursuivre la voie que nous venons de tracer ici. Les conclusions de son étude, importantes pour la collaboration ANTARES et pour quiconque aurait l'idée de rechercher des oscillations de neutrinos à l'aide d'un télescope à neutrinos, se trouveront dans son manuscrit de thèse [236]. Dans l'attente de ces conclusions, les résultats disponibles au mois de mars 1999 sont très prometteurs. C'est sur la base de ces résultats que l'étude de la mise en évidence du neutralino a été entièrement reprise.

VII.2 Indication de l'existence du neutralino

Nous allons maintenant voir ce qu'ANTARES peut apporter à la recherche du neutralino, et notamment comment ce détecteur sera complémentaire des expériences de détection directe. Les résultats de l'étude présentée ici sont basés sur les derniers développements relatifs aux oscillations de neutrinos, que nous résumerons brièvement. Auparavant, nous indiquons les conclusions des études préliminaires menées sur la recherche de la matière noire.

VII.2.1 Résultats des études préliminaires

Les premières études consacrées aux potentiels d'ANTARES vis-à-vis de la détection de la matière noire ont été effectuées alors que l'outil de génération des événements contenus était en développement. C'est donc sans la simulation de la gerbe hadronique associée à l'interaction du neutrino que nous nous sommes intéressés à des muons d'énergie typiquement comprise entre 10 GeV et 500 GeV et d'angle zénithal

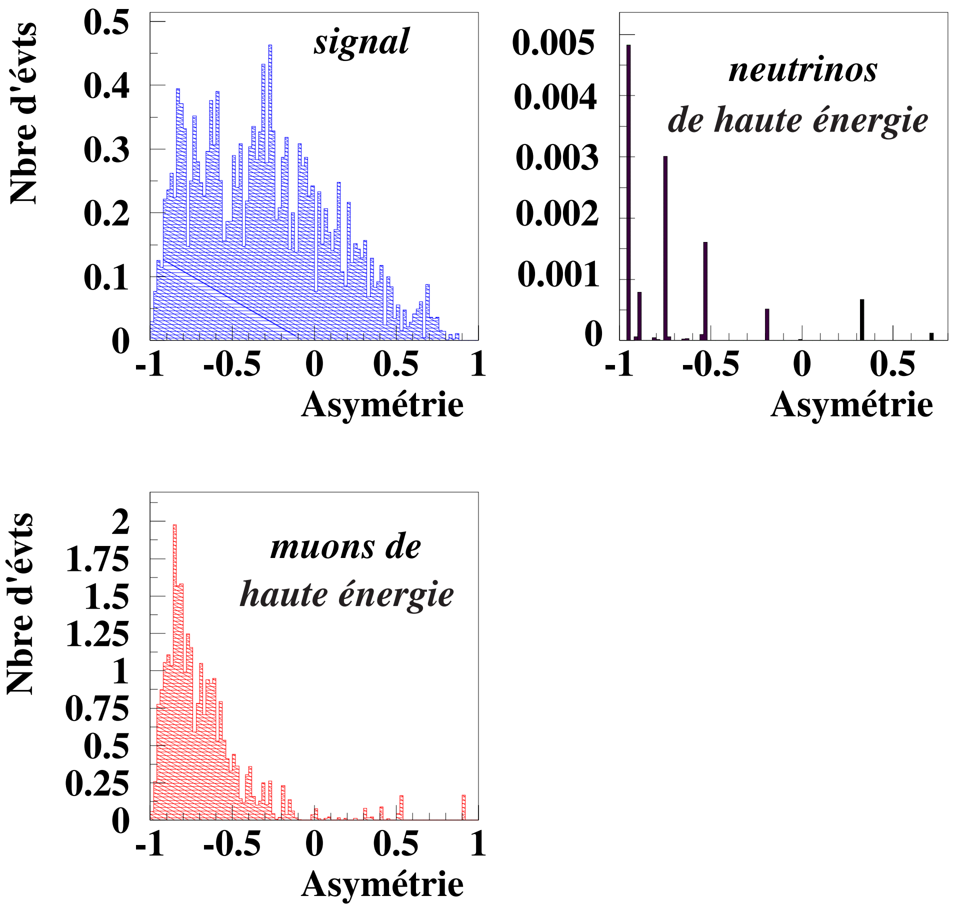


FIG. VII.15 – *Distributions pondérées du paramètre d'asymétrie (défini dans le texte) relatives aux : neutrinos quasi verticaux de basse énergie (signal), neutrinos de haute énergie isotropes et muons atmosphériques de haute énergie donnant des traces similaires au signal. Une coupure sur cette variable pourrait supprimer la majeure partie du bruit de fond, mais rejetterait une trop grande quantité de signal.*

inférieur à 15° [3], de parcours entièrement contenu ou non dans le détecteur.
Ne disposant pas des effets de la gerbe hadronique (perturbation de la reconstruction notamment), nous avons décidé d'entreprendre une étude qualitative du sujet, basée sur la comparaison de plusieurs configurations géométriques envisageables pour le détecteur. Cela était également justifié par le fait que, d'autre part, était mené le même genre d'études d'optimisation concernant le sujet de l'astronomie neutrino.

Trois architectures différentes ont été prises en considération, une seule ligne de détection étant simulée chaque fois. Les caractéristiques de ces détecteurs sont les suivantes :

- ligne équipée avec trente-deux paires de modules optiques orientés vers le bas ($\theta = 180°$) ; deux modules optiques d'un même étage sont séparés de un mètre soixante, et la distance entre deux étages est de huit mètres.
- ligne équipée avec vingt et un étages distant de seize mètres les uns des autres. Chaque étage comporte trois modules optiques répartis uniformément le long d'un cercle de un mètre soixante de diamètre, et orientés de sorte que leur axe de symétrie soit parallèle aux côtés d'un trièdre régulier, que la photocathode soit tournée vers le bas, et que chaque photomultiplicateur forme un angle de 135° par rapport à la verticale.
- ligne équipée de seize étages, séparés entre eux par seize mètres cinquante. Quatre modules optiques constituent un étage, orientés à l'horizontale ($\theta = 90°$) et répartis aux sommets d'un carré de un mètre soixante de diagonale.

Deux types d'événements ont été engendrés pour l'étude, tous provenant de neutrinos d'énergie comprise entre 5 GeV et 1000 GeV et d'angle zénithal θ_z tel que $0{,}98 < \cos\theta_z < 1$. La production de muons est faite de la façon décrite au chapitre VI pour l'étude des muons issus de neutrinos atmosphériques. On utilise ensuite ces muons soit comme des particules traversant le détecteur (ce qui est l'utilisation normale), soit comme des particules produites à l'intérieur du détecteur, mais alors sans disposer des informations de la gerbe hadronique. Dans ce dernier cas, on place le point de production du muon uniformément dans le volume du cylindre de tirage.

L'algorithme de reconstruction employé est celui développé à l'époque pour l'astronomie neutrino. Cet algorithme souffre cependant d'un défaut majeur (corrigé depuis) : au moins dix coups doivent être enregistrés par l'ensemble des photomultiplicateurs du détecteur pour que la trace puisse être déterminée.

3. Ces intervalles correspondent à l'étude de neutralinos de masse comprise entre environ 40 GeV/c^2 et environ 1000 GeV/c^2, supposés accumulés au centre de la Terre.

La seule conclusion de l'étude que nous retiendrons[4] concerne la surface effective que ces trois détecteurs offrent aux événements considérés [233]. Il ressort que les configurations avec des groupements de deux ou trois modules optiques donnent approximativement les mêmes résultats, offrant près de mille mètres carrés par ligne pour des neutrinos de 200 GeV. La figure VII.2 représente la variation de cette surface effective, en fonction de l'énergie du muon, pour la géométrie utilisant les triplets. Ces valeurs correspondent à une surface effective double de celle obtenue par la solution à quatre modules optiques par étage. L'architecture avec les étages de trois modules optiques étant moins dense que celle avec la disposition par paires, il semble qu'elle constituerait une solution plus économique. Par ailleurs, l'optimisation du détecteur en vue de l'astronomie neutrino est parvenue à la conclusion que ce type de ligne était le mieux adapté à ce sujet [117]. Voilà pourquoi nous avons considéré des détecteurs semblables à cette ligne pour les études postérieures.

Il est évidemment important en soi d'avoir le meilleur détecteur possible. Mais ce détecteur est-il capable de détecter les neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre? Pour répondre à cette question cruciale, nous n'avons pas alors exploré l'ensemble des paramètres de la Supersymétrie, mais nous nous sommes contentés de considérer une prédiction effectuée par Bottino *et al.* dans le cadre de quelques modèles précis [237]. En effet, les auteurs de cette référence indiquent quelle surface effective serait nécessaire, en fonction de la masse du neutralino, pour qu'un détecteur mesure un signal d'au moins quatre événements, et cela avec une déviation de quatre écarts standard par rapport au bruit de fond constitué par les neutrinos atmosphériques. Ceci permet de comparer directement les résultats obtenus par l'étude des géométries.
Les modèles supersymétriques considérés possèdent les points communs suivants : la masse du boson de Higgs le plus léger est fixée à $m_{h_0} = 50\ GeV/c^2$, $\tan\beta = 8$, la masse des sfermions vaut 1,2 fois la masse du neutralino, s'il est plus lourd que 45 GeV/c^2, et 45 GeV/c^2 autrement (mais la masse du squark stop est mise à une valeur supérieure à 1 TeV/c^2). Les seuls paramètres variables sont la masse du neutralino — entre 20 GeV/c^2 à 500 GeV/c^2 — et sa fraction sous forme de jaugino[5], considérée entre 0,1 et 0,9.
La surface effective nécessaire pour mettre en évidence ces modèles est représentée sur la figure VII.16, sur laquelle nous avons superposé la surface effective obtenue pour un détecteur constitué de quinze lignes équipées de triplets de modules optiques, après cinq ans de fonctionnement. Notons que, pour passer de l'énergie des neutrinos à la

4. Il est en effet inutile de considérer en détail les résultats compte tenu des limitations des simulations.

5. Le paramètre P défini au chapitre V.

masse du neutralino dont ils sont issus, nous avons simplement considéré un facteur d'échelle : $m_\chi = E_\nu/2$, ce qui est vrai en moyenne seulement. Il ressort ainsi qu'un tel détecteur, qui pourrait constituer l'une des étapes intermédiaires vers la construction d'un télescope à neutrinos offrant un kilomètre carré de surface effective à des muons de 100 TeV, peut sonder les modèles prédisant un neutralino de masse comprise entre 50 GeV/c^2 et 200 (voire 500) GeV/c^2.

Nous en étions à cette conclusion quand il a été décidé d'étudier la question des oscillations de neutrino. La détection de la matière noire s'est alors retrouvée au second plan pendant quelques mois, et nous avons présenté dans la première section de ce chapitre les résultats des études relatives aux oscillations qui ont été obtenus pendant ce temps. Toutefois, entre l'obtention de ces résultats et la reprise de l'étude des neutralinos, il y a eu un délai de quelques semaines pendant lesquelles Cristina Cârloganu a considérablement fait progresser la détection des muons quasi verticaux de basse énergie. Ce sont ses conclusions disponibles au mois de mars 1999 [238] qui nous ont servi de base pour la suite, et nous les résumons maintenant.

VII.2.2 Capacités à détecter des muons verticaux de basse énergie

Les résultats de l'étude des oscillations de neutrinos sur lesquels nous allons nous baser au cours de la section suivante ont été obtenus à l'aide d'un détecteur constitué de seize lignes de détection espacées entre elles de soixante mètres. Chaque ligne est identique à celle présentée au cours de la section VII.1.

Les événements engendrés pour l'étude possèdent les caractéristiques suivantes :

- neutrinos et antineutrinos muoniques atmosphériques, d'énergie comprise entre 4 GeV et 300 GeV, répartis sur tout l'angle solide.
- neutrinos et antineutrinos électroniques atmosphériques, d'énergie comprise entre 4 GeV et 1000 GeV et répartis sur tout l'angle solide.
- mono-muons atmosphériques traversant le détecteur, d'énergie comprise entre 10 GeV et 1000 GeV et d'angle zénithal θ_z tel que $96° < \theta_z < 101{,}5°$ (cette restriction provient de l'étude préliminaire exposée dans la section précédente de cette thèse). Ces particules ont été engendrées par un nouveau programme spécialement conçu pour cela, GEM [239], basé sur l'expression paramétrique du flux de muons calculée par Okada [229].
- multi-muons atmosphériques, avec les caractéristiques précisées dans la section

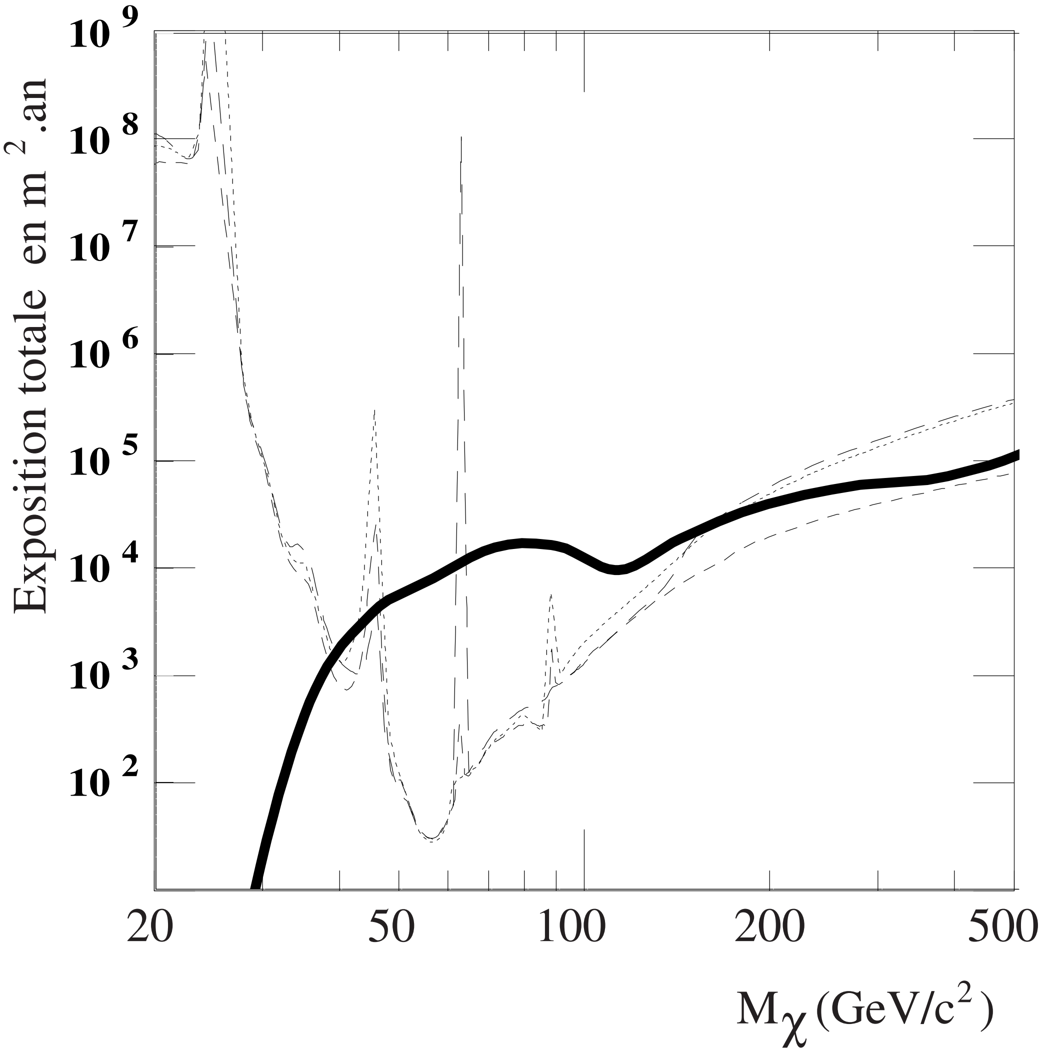


FIG. VII.16 – *En pointillés, l'exposition minimale nécessaire pour détecter un signal induit par divers modèles supersymétriques (voir texte et [237]). La courbe en gras indique l'exposition totale après cinq ans d'opération d'un détecteur constitué de quinze lignes équipées de vingt et un étages séparés de seize mètres comportant chacun trois photomultiplicateurs . Un tel détecteur permet de rechercher un neutralino de masse comprise dans l'intervalle* $50 \quad GeV/c^2 \leq M_\chi \leq 200 - 500 \quad GeV/c^2$.

VI.2.1. Pour des raisons de temps de simulation, et parce que plusieurs architectures étaient comparées par Cristina Cârloganu, seul le passage de ces particules au travers d'un détecteur constitué de huit lignes, distantes entre elles de cent mètres, a été considéré. Le résultat de cette simulation n'a pas rendu nécessaire, dans un premier temps, de considérer la géométrie utilisée pour le reste des simulations décrites ici.

La reconstruction des traces peut avoir lieu selon deux méthodes : soit en considérant chaque ligne comme un détecteur unique, soit en utilisant les informations enregistrées simultanément par l'ensemble du détecteur. Seule la première méthode a été retenue pour l'étude de la matière noire : les traces venant du centre de la Terre, par leur direction, ont très peu de chance de donner des signaux sur plusieurs lignes. La technique de reconstruction à une ligne est améliorée de deux façons par rapport à la méthode exposée au chapitre précédent : un rejet des coups provenant des désintégrations du ^{40}K a lieu, et la prédétermination de la trace est différente.
Deux types de filtres sont utilisés pour rejeter les coups provenant de la désintégration du ^{40}K. Le premier est basé sur la relation de causalité qui lie les coups provenant de la lumière Tchérenkov émise par une trace : la différence temporelle Δt entre deux coups enregistrés par deux photomultiplicateurs distants de Δd satisfait la relation $\Delta t - \Delta d/v \leq C$ où v est la vitesse de la lumière dans l'eau et C une constante représentant la résolution temporelle du détecteur (prise égale à 20 ns). Ce filtre sélectionne des ensembles de coups compatibles du point de vue causal avec au moins quatre autres coups de ces mêmes ensembles (puisqu'il faut au moins cinq coups pour tenter de reconstruire une trace). La sélection est assez efficace : en moyenne et par événement, 60% des coups provenant du ^{40}K sont rejetés sans quasiment aucune perte au niveau des signaux associés aux muons. Le second filtre provient de la méthode employée pour déterminer l'énergie des traces à partir de leur parcours : on sait que les étages touchés par la lumière émise par une trace sont regroupés, et il n'arrive que dans 5% des cas qu'il y ait un «trou» formé par deux étages consécutifs n'ayant rien vu. D'autre part, les coups provenants du ^{40}K sont répartis aléatoirement le long du détecteur. Aussi, on peut rejeter ces coups en demandant que les étages touchés soient consécutifs (avec au plus un étage non déclenché entre deux niveaux allumés) et en gardant, si plus d'un groupe d'étages est sélectionné, celui qui comporte le plus grand nombre de coups. Cette procédure rejette 89% des coups venant du ^{40}K, et 24% des coups provenant du muon ou de la gerbe hadronique. Ces deux filtres sont appliqués à deux reprises l'un à la suite de l'autre pour améliorer leur efficacité. On obtient alors pour chaque trace un ensemble de coups très «propre», qui est utilisé pour la prédétermination de la trajectoire du muon.

La prédétermination de la trajectoire du muon s'effectue comme suit : la coordonnée z de la trace (mesurée le long de l'axe de la ligne) est prise égale à la coordonnée z_B du barycentre des coups enregistrés par le détecteur, calculé comme étant le centre de gravité des coups, pondérés par l'amplitude qui leur correspond. Ensuite, le cosinus de l'angle zénithal de la trace est estimé à partir de la moyenne du rapport $c\Delta t/\Delta z$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide, Δt la différence d'arrivée entre des coups sur des étages différents, et Δz la distance entre ces étages. L'angle azimutal ϕ est donné par l'asymétrie sur la distribution d'amplitude des différents photomultiplicateurs. Comme il n'est pas possible d'estimer la distance de la trace à la ligne sans utiliser les amplitudes détectées, trois hypothèses sont effectuées : que la trace passe très près du détecteur (à 0 m de distance), à proximité de la ligne (distance de 20 m), où un peu plus loin (distance de 30 m). Une formule donne, dans chacun des trois cas, les coordonnées x et y de la trace, ainsi que son temps de passage t, à partir des coordonnées correspondantes x_B, y_B et t_B du barycentre des coups détectés. On détermine enfin la plus vraisemblable de ces trois hypothèses, compte tenu de l'information enregistrée par le détecteur. C'est cette hypothèse qui sert de point de départ à la détermination de la trace par utilisation de la fonction de vraisemblance exposée au chapitre précédent.

Les critères de sélection des événements que nous utilisons pour la recherche des neutralinos sont les suivants, en plus de ceux relatifs à la qualité de la reconstruction :

- au moins dix coups sont enregistrés
- la trace est entièrement contenue dans le détecteur : ni les deux étages les plus bas, ni les deux étages les plus hauts n'ont été déclenchés
- l'angle zénithal de la trace reconstruite est inférieur à 20°

Après cette sélection, l'erreur effectuée entre l'angle véritable de la trace et la trace reconstruite est relativement bonne, comme le montre la figure VII.17 : 51,0% des traces sont reconstruites avec une erreur inférieure à 10°. On remarque qu'il y a tout de même 12,5% des traces déterminées avec une erreur proche de 84°.
La distribution en énergie des muons acceptés est représentée sur la figure VII.18 : il n'y a quasiment aucune trace d'énergie supérieure à 70 GeV, et la majorité des événements se situe autour de 15 GeV. Si on considère que l'énergie du muon est en moyenne un quart de la masse du neutralino, cela signifie que la méthode sera sensible à des neutralinos de masse inférieure à 300 GeV/c^2 et aura un maximum de sensibilité pour des neutralinos de masse égale à 60 GeV/c^2. Ce dernier point est certainement très positif : en effet, cette masse est proche de celle du noyau de fer, et

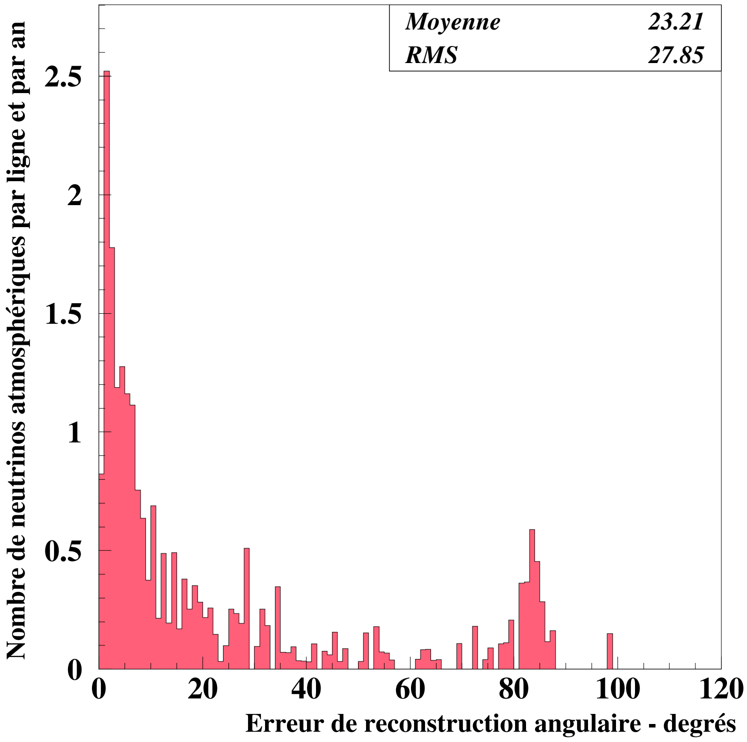


FIG. VII.17 – *Valeur absolue de l'angle entre la direction des muons simulés provenant de neutrinos atmosphériques d'énergie inférieure à 300 GeV et la direction reconstruite par la nouvelle méthode de reconstruction. Il ressort que* 51,0% *des événements sont déterminés avec une erreur plus petite que dix degrés, et* 12,5% *sont compris dans le pic à 84 degrés correspondant à deux fois l'angle Tchérenkov.*

cet élément est très abondant sur notre planète. Aussi, un neutralino de cette masse subira des pertes d'énergie maximales lors de collisions avec cet atome, rendant ainsi le piégeage très efficace, et fournissant alors le signal le plus élevé.

Enfin, les nombres d'événements attendus par ligne de détection et par an, sont de :

- 23 neutrinos et antineutrinos muoniques atmosphériques
- 5,5 neutrinos et antineutrinos électroniques atmosphériques
- 0,62 mono-muons atmosphériques
- aucun multi-muon atmosphérique, à partir de la statistique disponible

Soit donc environ 30 événements, qui vont constituer le bruit de fond pour la recherche

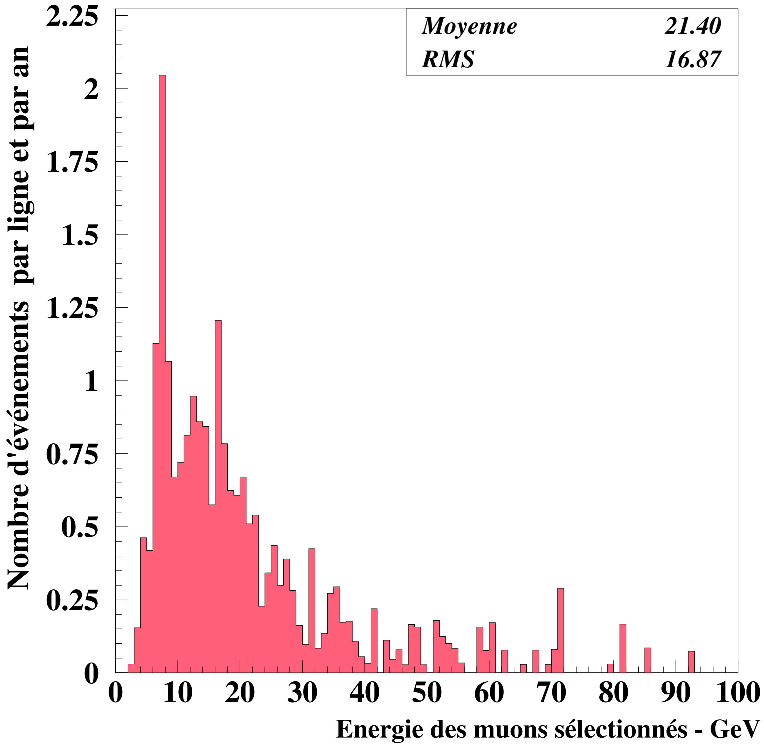


FIG. VII.18 – *Distribution en énergie des muons acceptés par la méthode d'analyse. Si on considère que l'énergie des muons est un quart de la masse du neutralino, cette distribution implique de se limiter à des neutralinos de masse inférieure à 300 GeV/c^2.*

des neutralinos.

VII.2.3 Apports et complémentarité d'ANTARES avec d'autres expériences

Comme nous l'avons dit, c'est sur la base de ces résultats que nous avons repris la question de la mise en évidence de l'existence de particules de matière noire au centre de la Terre.

Description des simulations et de la méthode

Pour cela, nous avons utilisé le programme NEUTDRIVER pour explorer une partie de l'espace des paramètres supersymétriques. Nous nous sommes restreints à faire varier seulement trois paramètres de la théorie sur les cinq présentés dans la

section V.1.1: M_2 et la valeur absolue de μ évoluent tous deux entre 50 GeV/c^2 et 5000 GeV/c^2, $\tan\beta$ pouvant prendre les valeurs de 2, 8 ou 20. La valeur de la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire m_A est fixée à 50 GeV/c^2 et celle de la masse commune des squarks m_0 à 10^3 GeV/c^2[6]. Ces valeurs ont été choisies de façon à pouvoir comparer directement nos résultats à ceux publiés par la collaboration BAKSAN, qui avait choisi des paramètres similaires [177].
Parmi les nombreux paramètres de détection fournis par NEUTDRIVER en sortie de chaque modèle, nous retenons pour l'analyse:

- la masse de la particule supersymétrique la plus légère, qui n'est pas toujours le neutralino le plus léger
- la masse du neutralino le plus léger (qui est pour nous *le* neutralino)
- la valeur de la densité cosmologique $\Omega_\chi h^2$ du neutralino
- le flux intégré de muons induits au niveau du détecteur, avec une énergie supérieure à 10 GeV, par mètre carré et par an
- le nombre de neutrinos contenus attendus dans le détecteur, par ligne et par an
- le nombre d'événements attendus, par kilogramme de cristal et par jour, dans un détecteur «direct» utilisant du ^{73}Ge (la limite des expériences est actuellement de au plus un événement par kilogramme de ce cristal et par jour)
- la section efficace d'interaction du neutralino sur le ^{73}Ge, dans le cas d'une interaction dépendante ou indépendante du spin

Il nous faut formuler quelques remarques à propos de ces variables.
Ainsi, le nombre de muons induits au niveau du détecteur est calculé en utilisant des valeurs moyennes du flux de neutrinos et d'antineutrinos dans les divers canaux d'annihilation des neutralinos, ainsi que pour l'interaction des neutrinos avec la matière conduisant à la production des muons et enfin, pour l'interaction des muons avec la matière. Nous l'utilisons pour comparaison rapide avec les limites placées par les expériences de détection indirecte, comme BAKSAN [177] ou AMANDA [128]. Cette limite correspond à au plus 0,01 muon par mètre carré et par an.
En revanche, le nombre de neutrinos contenus est calculé en utilisant le flux différentiel en énergie de neutrinos et d'antineutrinos provenant de l'annihilation des particules, multiplié par un produit de convolution avec l'efficacité du détecteur. Cette efficacité est déterminée pour les neutrinos et pour les antineutrinos, à partir de l'étude présen-

6. L'influence de ces deux paramètres a toutefois été approchée : pour cela, nous avons considéré les valeurs $M_2 = 1500$ GeV/c^2, $\mu = 70$ GeV/c^2 et $\tan\beta = 8$, qui fournissent un neutralino non exclu par les limites actuelles et détectable par ANTARES. Puis nous avons fait varier m_A entre 5 GeV/c^2 et 5000 GeV/c^2 et m_0^2 entre 5×10^4 GeV^2/c^4 et 5×10^6 GeV^2/c^4. Il ressort que seules les valeurs de m_A comprises entre 40 GeV/c^2 et 65 GeV/c^2 donnent un neutralino avec les mêmes caractéristiques, et cela quelle que soit la valeur de m_0.

tée dans la section précédente. Le nombre d'événements contenus minimal exigé est tel que le signal dépasse le bruit de fond correspondant à ce qu'on attend pour une exposition de quinze ligne.an de quatre écarts standards, c'est-à-dire qu'il soit d'au moins cinq événements par ligne et par an.
Enfin, la section efficace d'interaction du neutralino sur du ^{73}Ge est utilisée pour déduire la valeur de la section efficace d'interaction sur nucléon, dans le cas d'interaction indépendante du spin, selon la relation :

$$\sigma_N = \frac{1}{A^4}\left(\frac{1+\frac{m_\chi}{Am_p}}{\frac{1}{A}+\frac{m_\chi}{Am_p}}\right)^2 \sigma_A \qquad \text{(VII.1)}$$

où A est le numéro atomique du noyau considéré (égal à 73 ici), m_χ est la masse du neutralino et m_p la masse du proton. Cette valeur servira à comparer nos modèles aux limites que peuvent atteindre des expériences de détection directe.

Une fois les modèles engendrés, il est possible de rechercher lesquels correspondent à un signal visible par ANTARES.

Résultats

Avant toute autre considération, nous exigeons que le neutralino découlant de chaque modèle soit la particule supersymétrique la plus légère, que sa masse soit comprise entre 40 GeV/c^2 (limite fixée par la recherche auprès des accélérateurs) et 300 GeV/c^2 (limite fixée par l'étude des neutrinos présentée précédemment), et que sa densité cosmologique soit intéressante (soit $0{,}001 < \Omega_\chi h^2 < 0{,}9$). C'est que nous appellerons le «critère neutralino».
Un autre critère de sélection est le nombre d'événements contenus détectés par ligne et par an. Ce nombre doit être d'au moins cinq si on considère une exposition du détecteur égale à quinze ligne.an, comme nous l'avons dit.
Ce que par la suite nous appellerons «limite de la détection indirecte» correspond à un flux maximum de 0,01 muons par mètre carré et par an.
D'autre part, la «limite de la détection directe» représente un taux d'événements d'au plus un par kilogramme et par jour dans du ^{73}Ge.

La figure VII.19 représente la distribution de masse des neutralinos détectables après application de chacun des critères de sélection. Nous avons demandé à ce qu'au moins cinq événements soient détectés par ligne et par an. Il faut bien faire attention que le nombre d'entrées dans le panneau supérieur gauche reflète directement la façon dont les modèles ont été engendrés. Pour s'en affranchir, les autres panneaux indiquent en ordonnée le rappport entre la distribution obtenue après les différentes coupures et celle du panneau supérieur gauche. Ce sont des neutralinos de masse proche de 55 GeV/c^2 qui, au final, pourront être mis en évidence par ANTARES avec cette méthode d'analyse. Remarquons qu'ANTARES apparaît alors comme complémentaire d'AMANDA qui, nous l'avons vu grâce à la figure V.3, n'est pas sensible à d'aussi petites masses. la sensibilité à cette région peut certainement être expliquée par deux phénomènes : le fait que la capture des neutralinos est optimum lorsque leur masse est proche de celle du noyau de fer — élément très abondant sur notre planète — puisqu'alors la diffusion entraîne une perte d'énergie maximale, et le maximum de sensibilité de la méthode aux muons d'énergie proche de 15 GeV, qui correspondent à des neutralinos de masse proche de 60 GeV/c^2.

Nous avons représenté sur la figure VII.20 la distribution angulaire des muons reconstruits, concernant le bruit des neutrinos atmosphériques d'une part et la somme de ce bruit avec les événements attendus pour un modèle supersymmétrique donné, après application de l'ensemble des coupures. Ce modèle, correspondant à un neutralino de masse égale à 55,2 GeV/c^2, prédit 6,5 neutrinos par ligne et par an. Le signal ressort clairement.

La distribution du nombre d'événements attendus dans ANTARES, en fonction de la masse du neutralino, est représentée sur la figure VII.21, après application de tous les critères de sélection. Il ressort que certains modèles prédisent que le neutralino est hors de portée des limites actuelles, mais pourrait donner plusieurs milliers d'événements par ligne et par an !

Les figures VII.22, VII.23 et VII.24 montrent l'espace des paramètres dans le plan M_2—μ correspondant aux modèles accessibles par ANTARES pour les trois valeurs de $\tan\beta$ considérées après application, respectivement, du critère neutralino seulement, de ce critère et de celui de détection indirecte, et enfin de l'ensemble des critères. On voit comment l'adjonction des conditions une à une réduit la zone autorisée. Par ailleurs, la figure VII.25 montre comment la taille de la zone accessible évolue quand on fait varier le nombre minimum d'événements requis dans le détecteur, après que tous les critères sont appliqués. Enfin, pour comparaison, nous avons porté sur la figure VII.26 le contour d'exclusion tracé dans ce même plan par BAKSAN [177], avec considération des mêmes modèles supersymétriques à deux exceptions toutefois : tout d'abord, c'est la masse du boson de Higgs le plus léger, h_0, qui est prise égale à 50 GeV/c^2 ; par ailleurs, la densité cosmologique des neutralinos est toujours considérée égale à 0,3 GeV/cm^3. Il ressort de cette comparaison que les zones permises par ANTARES sont situées à la limite de celles exclues par BAKSAN. Cela indique que ANTARES serait complémentaire de BAKSAN, en pouvant à la fois vérifier ces contours d'exclusion et en les agrandissant un peu. Nous avons représenté sur la fi-

gure VII.27 la variation en fonction de la masse du neutralino des sections efficaces d'interaction neutralino - nucléon dans le cas d'une interaction indépendante du spin. Le panneau situé en haut de cette figure ne prend pas compte la limite de la détection directe, qui est considérée en revanche dans le cas du panneau bas. Il apparaît que la limite que nous avons fixée correspond à une valeur maximale de cette section efficace de environ 3×10^{-6} nb, ce qui représente effectivement la valeur des meilleures limites actuelles, comme le montre la figure V.2. Nous pouvons aussi en conclure qu'ANTARES est d'une part complémentaire des expériences actuelles, pouvant vérifier que les modèles qu'elles ont déjà exclu sont effectivement à oublier, et d'autre part complémentaire des futures expériences de détection directes qui envisagent d'abaisser les limites jusqu'à 10^{-9} nb.
Enfin, la figure VII.28 indique le rapport entre la section efficace dépendante du spin et celle indépendante du spin, après application de tous les critères de sélection. Il ressort que les interactions indépendantes du spin des nucléons sont toujours plus fortes que celles dépendantes du spin, pour les modèles considérés.

En conclusion, nous avons montré qu'il existe toute une gamme de modèles supersymétriques prédisant l'existence d'un bon candidat pour expliquer la constitution de la matière noire dans l'Univers, qui n'a pas encore pu être détecté par les expériences actuelles, mais pourrait être mis en évidence par ANTARES, dans la cadre d'une analyse basée sur la recherche d'événements entièrement contenus. Par ailleurs, ANTARES serait complémentaire des expériences actuelles, comme par exemple AMANDA, qui a un seuil de détection situé plus haut. La mise en place d'une méthode de détection basée sur les événements traversant le détecteur permettra certainement qu'ANTARES puisse aussi aller explorer cette zone de masse possible pour le neutralino. C'est là l'une des voies à explorer maintenant. Il ne faut pas oublier non plus que les modèles que nous avons engendrés devront être comparés à ceux calculés par d'autres logiciels, qui seront disponibles dans les prochains mois.

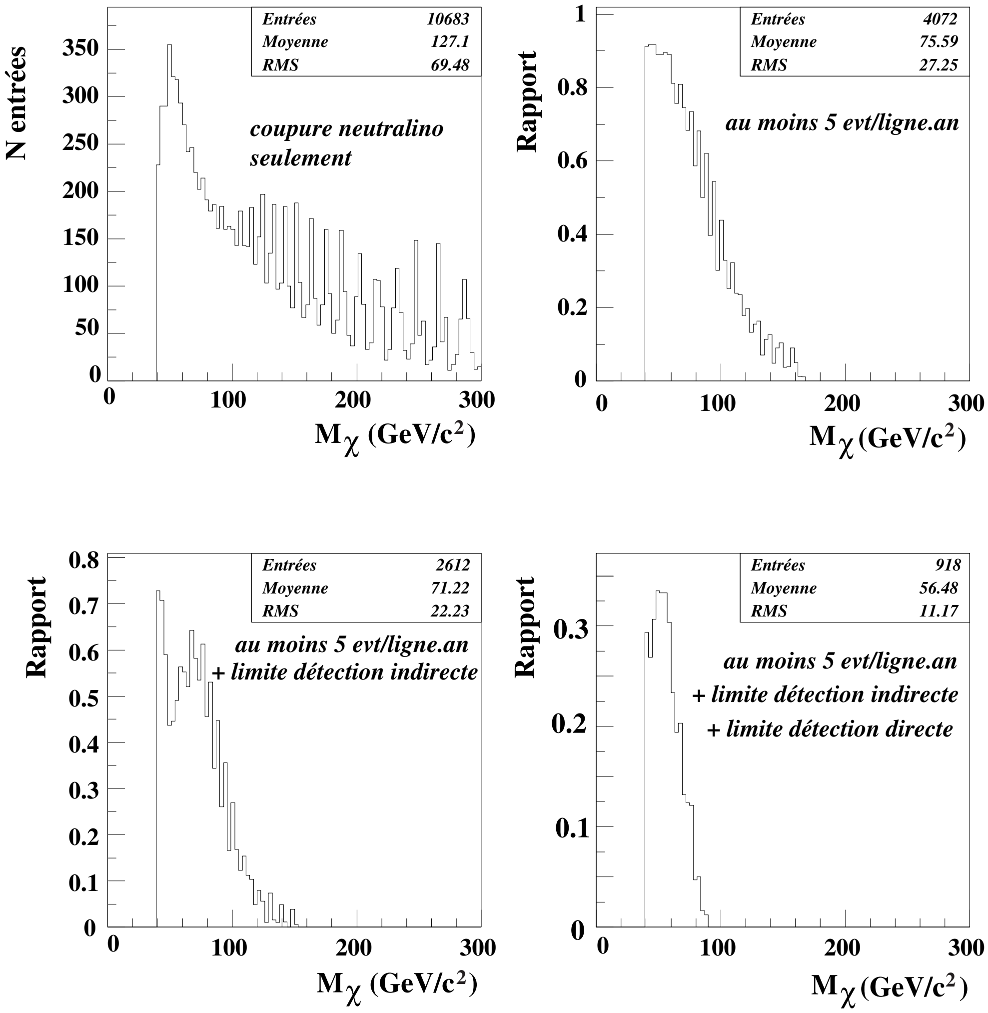


FIG. VII.19 – *Distributions de la masse des neutralinos prédite par divers modèles, après application de différents critères de sélection (voir texte), et demandant au moins cinq événements par ligne de détection et par an. Le nombre d'entrées dans le panneau supérieur gauche reflète la façon dont les modèles supersymétriques ont été engendrés; on a tracé pour les autres panneaux le rapport du nombre d'entrées après sélection au nombre d'entrées du panneau supérieur gauche.*

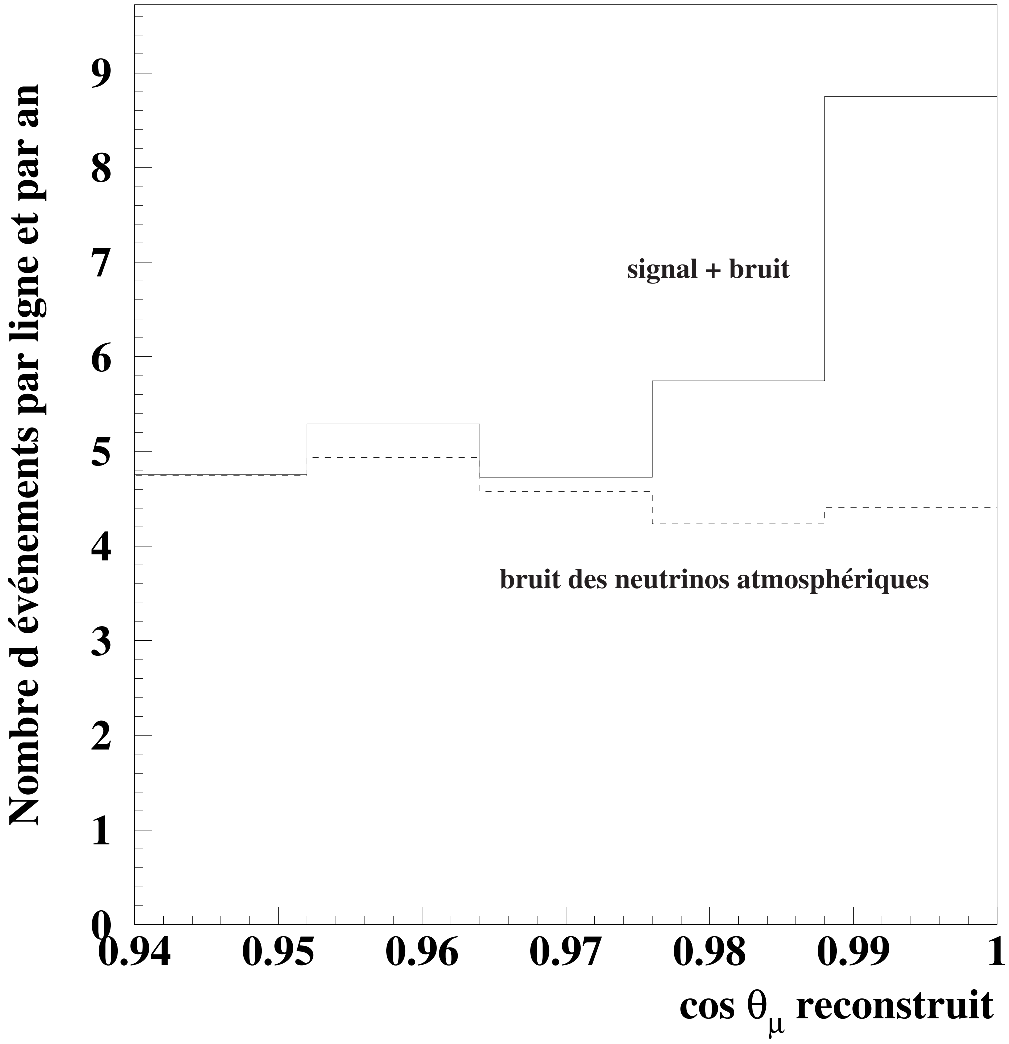


FIG. VII.20 – *Distribution angulaire des muons reconstruits provenant de la somme du signal (lié aux annihilations d'un neutralino de 55,2 GeV/c^2 dans un certain modèle passant tous les critères de sélection) et du bruit des neutrinos atmosphériques, superposée à la même distribution pour seulement ce bruit. Le signal ressort clairement comme un excès au niveau des petits angles.*

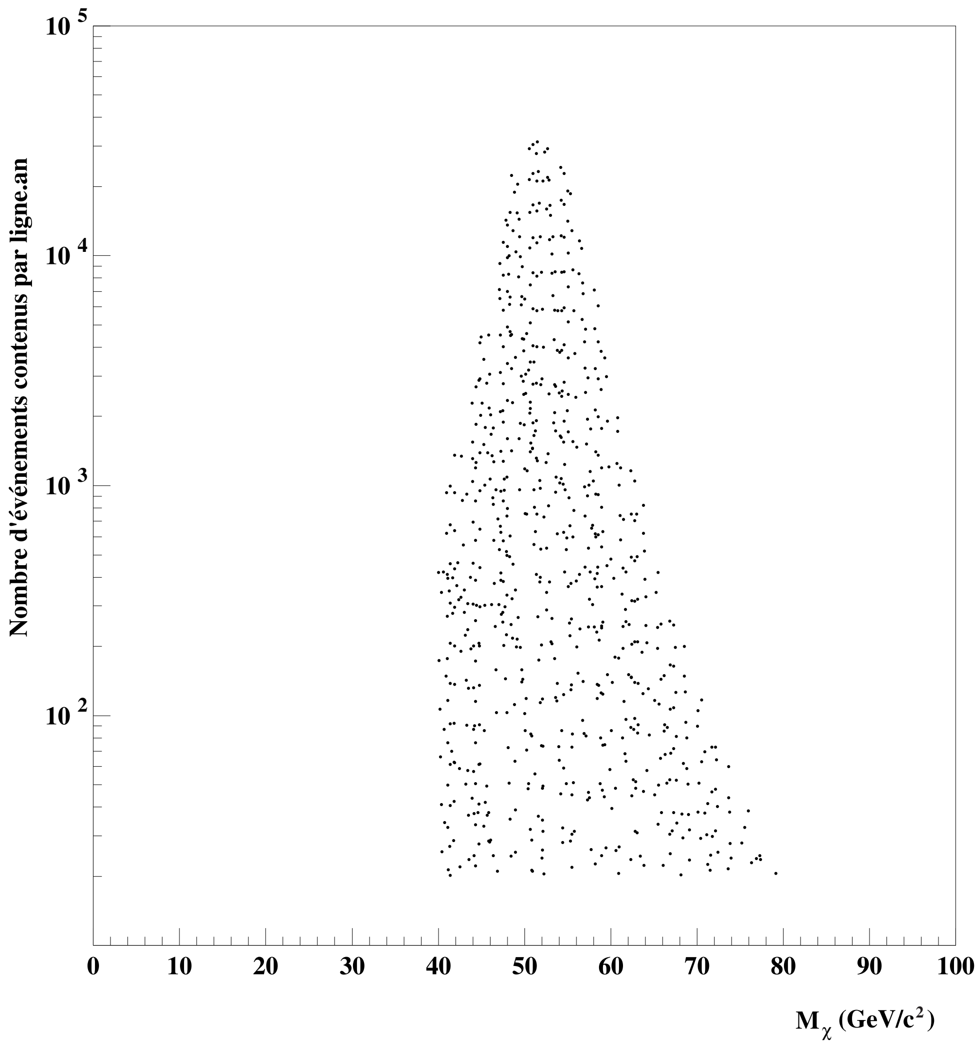


FIG. VII.21 – *Distribution du nombre d'événements attendus dans le détecteur (par ligne et par an) en fonction de la masse du neutralino, pour divers modèles supersymétriques (voir texte), et après application de toutes les coupes relatives au neutralino et aux limites actuelles des expériences de détection directe et indirecte. On demande d'avoir au moins cinq événements par ligne et par an, de sorte que le signal soit d'au moins quatre écarts standard au dessus du bruit de fond pour une exposition de quinze ligne.an.*

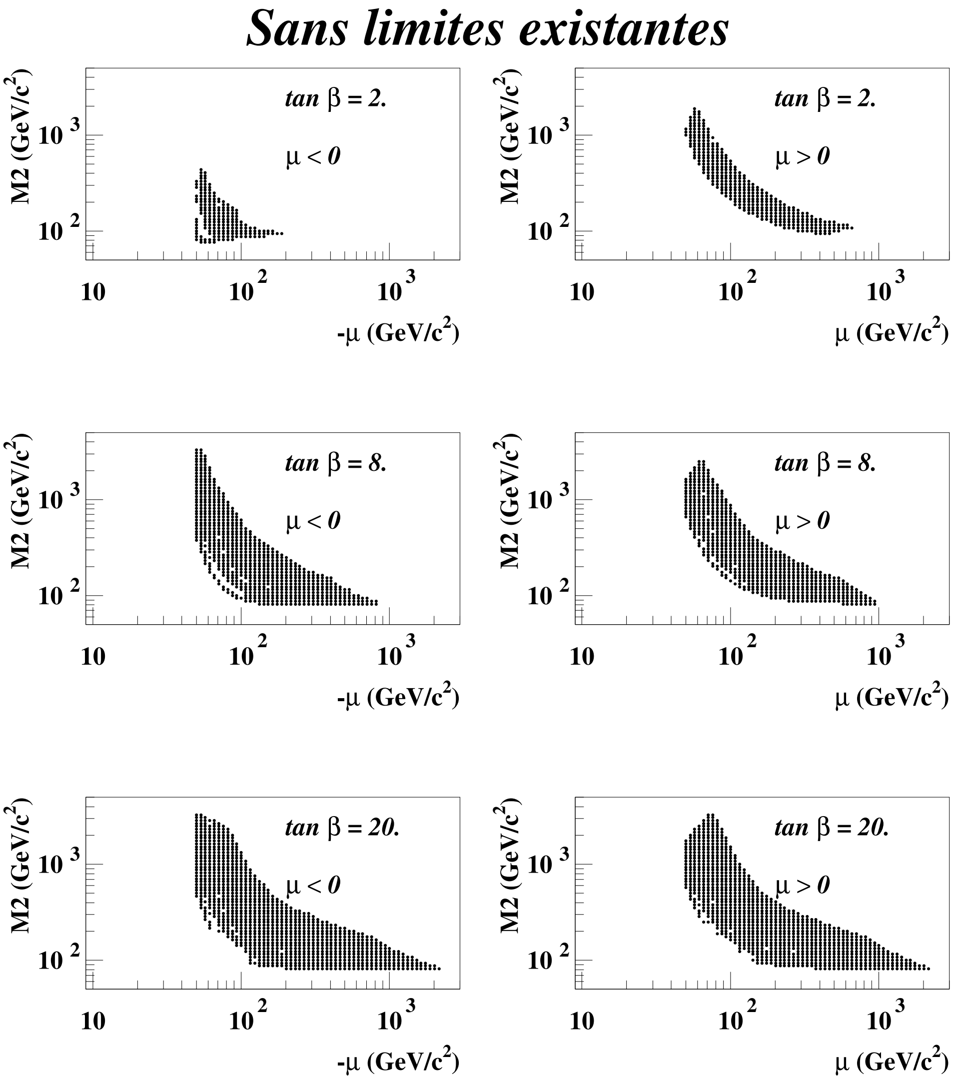


Fig. VII.22 – *Zones du plan M_2—μ donnant lieu à au moins cinq événements par ligne et par an, dans le cadre de modèles supersymétriques prédisant un neutralino de masse comprise entre 40 GeV/c^2 et 300 GeV/c^2 et de densité relique Ω_χ telle que* $0{,}001 < \Omega_\chi h^2 < 0{,}9$, *pour différentes valeurs du paramètre* $\tan\beta$. *La masse du boson de Higgs pseudo-scalaire est fixée à* $m_A = 50$ *GeV/c^2, et la masse commune des squarks est* $m_0 = 10^3$ *GeV/c^2.*

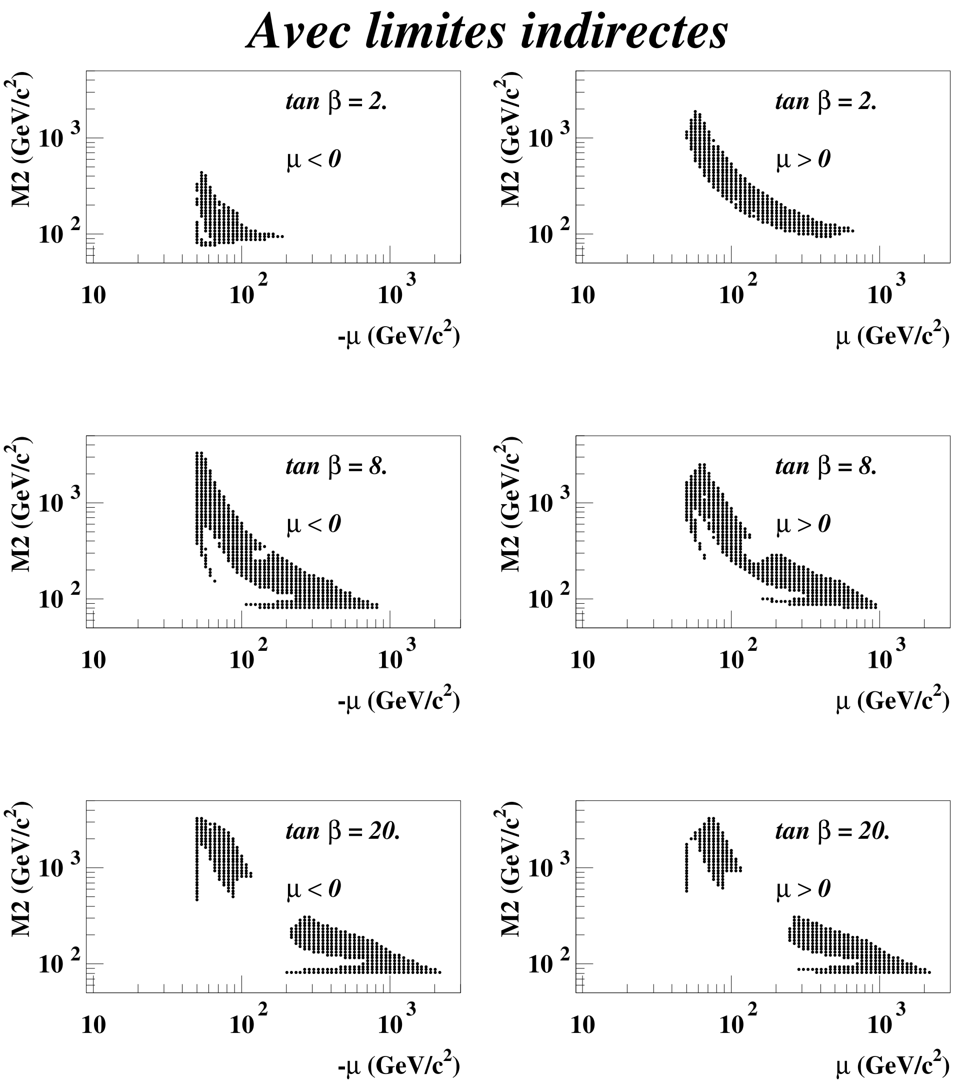


FIG. VII.23 – *Zones du plan M_2—μ donnant lieu à au moins cinq événements par ligne et par an, avec les mêmes conditions que pour la figure VII.22, et en demandant également qu'au plus* 0,01 *muons par mètre carré et par an soient induits au niveau du détecteur.*

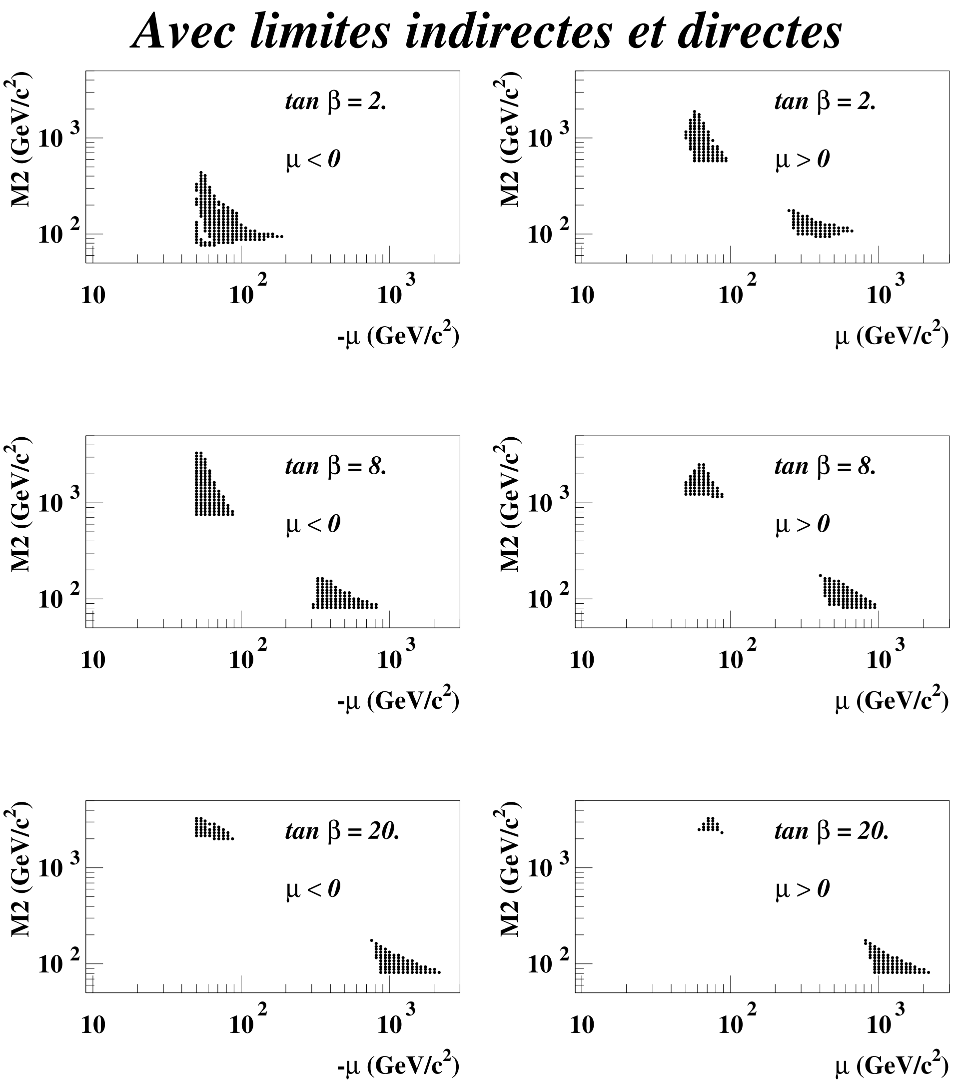


FIG. VII.24 – *Zones du plan M_2—μ donnant lieu à au moins cinq événements par ligne et par an, avec les mêmes conditions que pour la figure VII.23, et en demandant également qu'il y ait au plus un événement par kilogramme de cristal et par jour dans un détecteur direct utilisant du ^{73}Ge.*

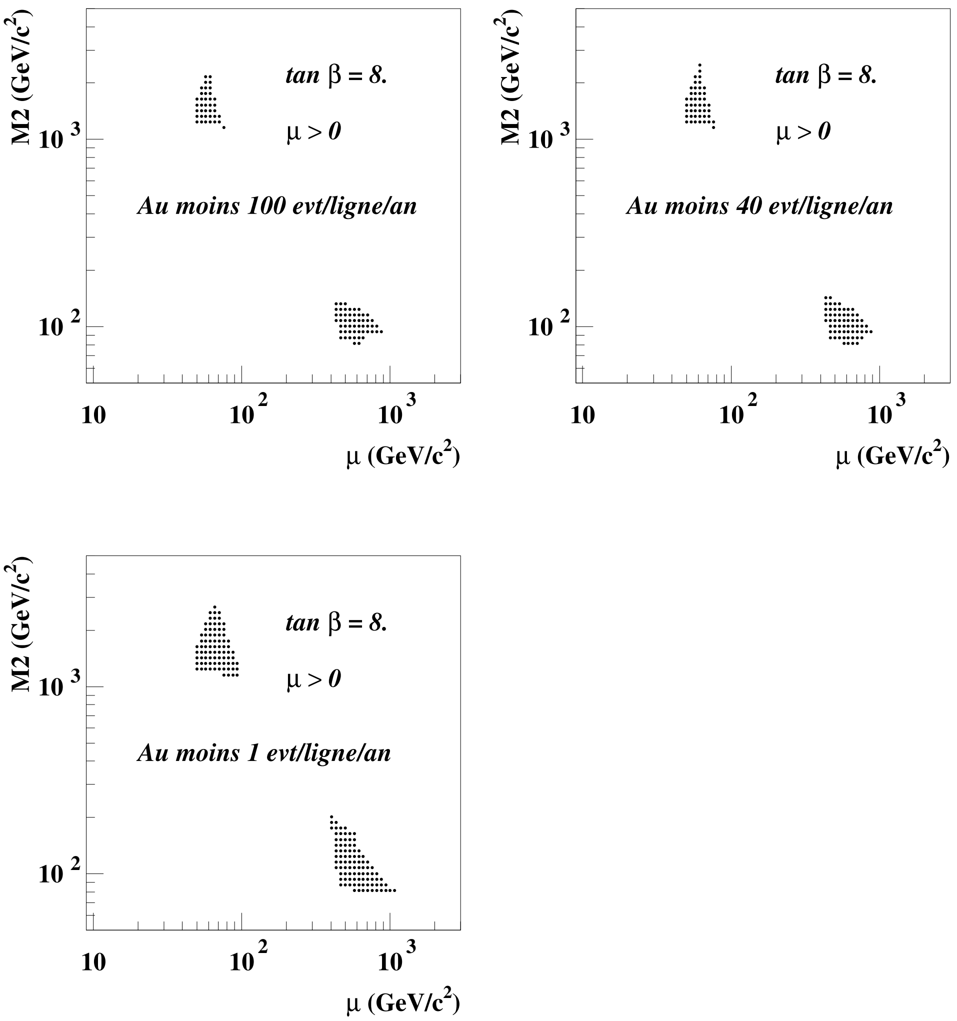


FIG. VII.25 – *Evolution en fonction du nombre d'événements requis dans le détecteur de la zone accessible dans le plan M_2 - μ. La sélection prend en compte les limites actuelles des expériences de détection directe et indirecte, comme dans le cas de la figure VII.24.*

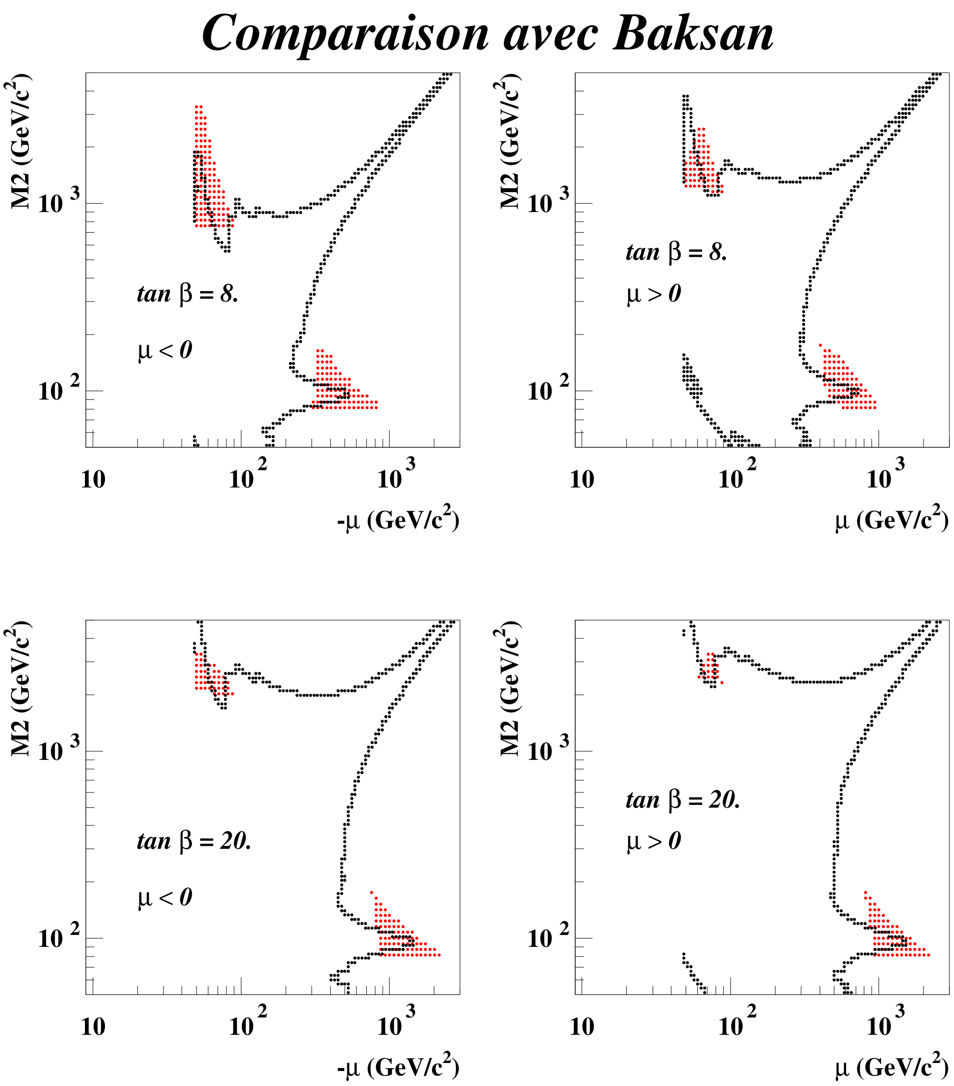


FIG. VII.26 – *Comparaison entre les zones du plan M_2—μ accessibles par ANTARES (nuages de points), après considération des limites actuelles des expériences de détection directe et indirecte (comme sur la figure VII.24), et les zones exclues par BAKSAN dans le cadre de modèles supersymétriques équivalents [177] (région à l'intérieur de la courbe). Il apparaît que les limites d'ANTARES sont situées dans des zones comparables à celles de BAKSAN, et devraient permettre de vérifier et d'améliorer leurs résultats.*

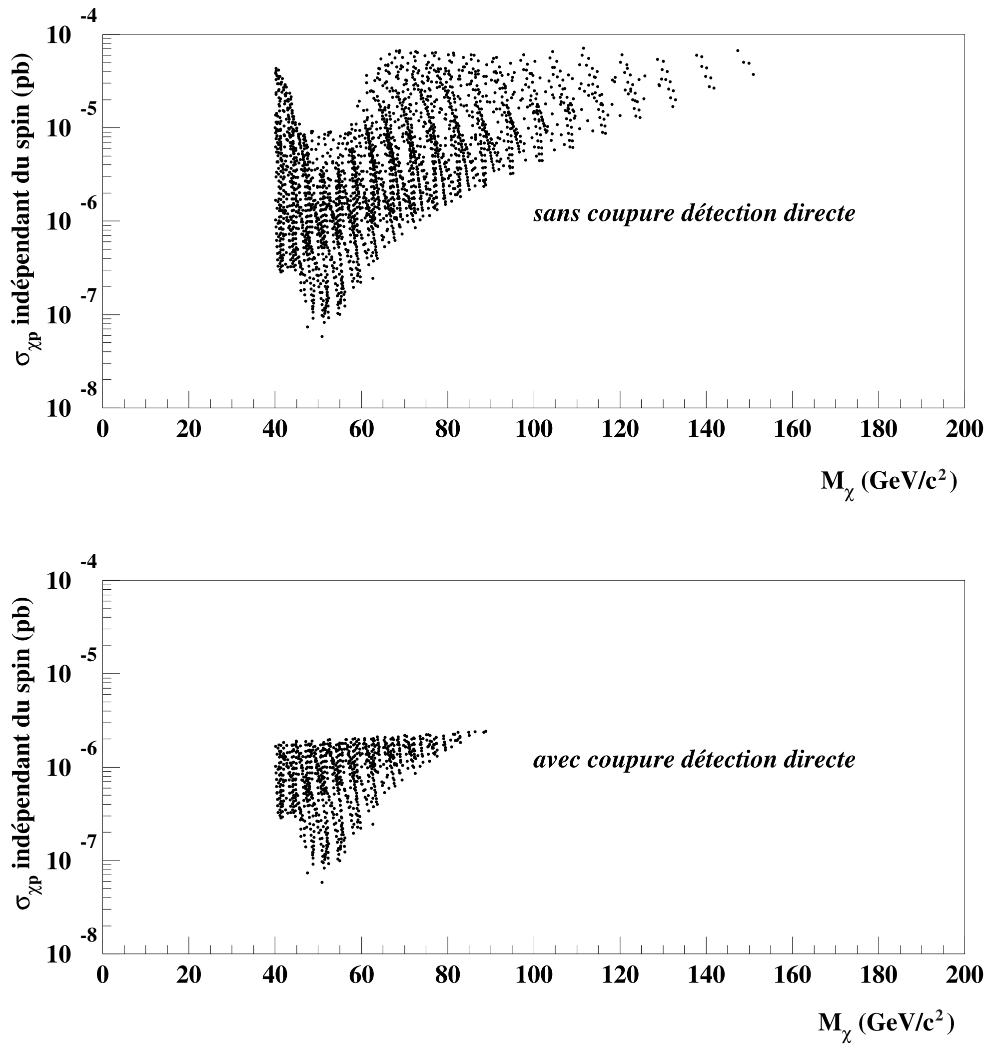


FIG. VII.27 – *Distribution en fonction de la masse du neutralino, et pour différents modèles supersymétriques (voir texte), de la section efficace neutralino—nucléon dans le cas d'interactions indépendantes du spin. La figure du haut, à la différence de celle du bas, ne tient pas compte des limites actuelles obtenues par les expériences de détection directe, que nous plaçons à au plus un événement par kilogramme de cristal de ^{73}Ge et par jour. Les modèles passant ce dernier critère devraient être accessibles par les futures expériences de détection directe, apportant ainsi une certaine complémentarité avec ANTARES.*

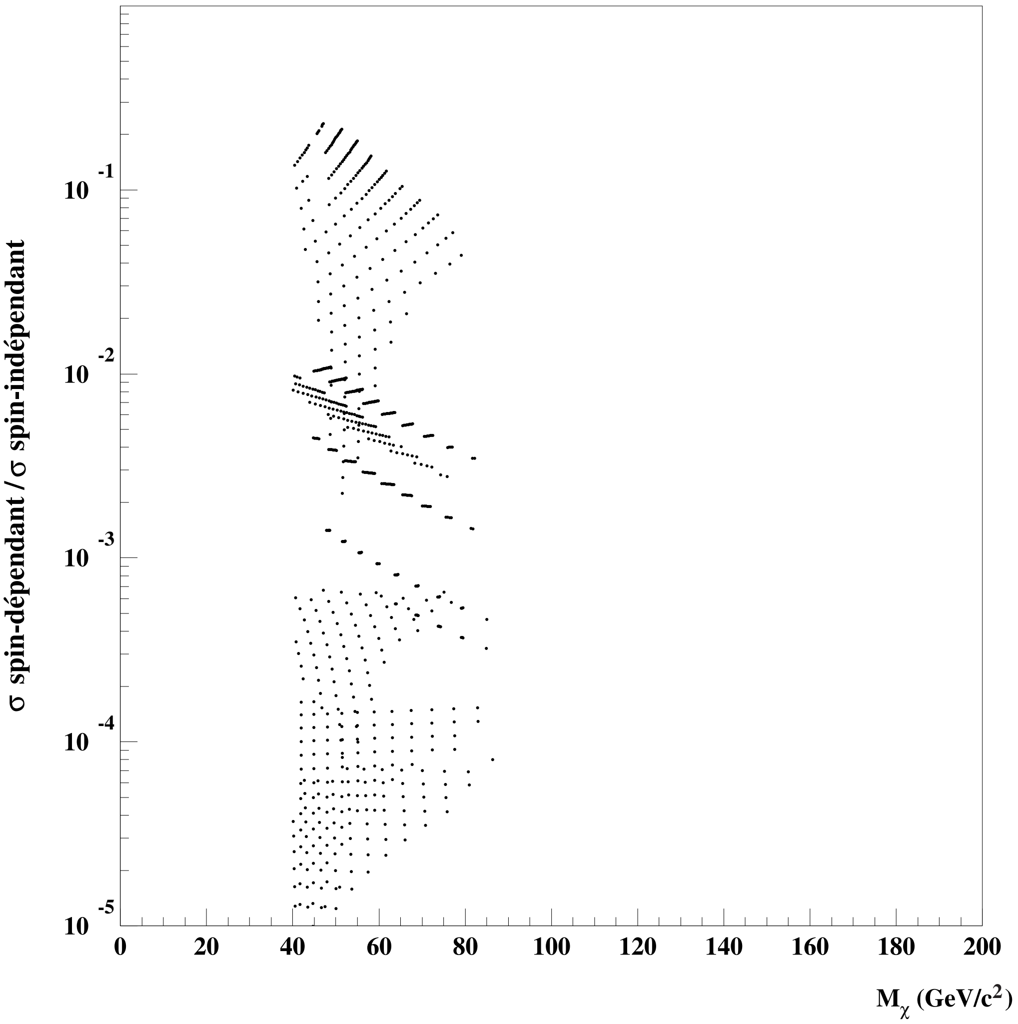


FIG. VII.28 – *Distribution en fonction de la masse du neutralino, et pour différents modèles supersymétriques (voir texte), du rapport entre la section efficace neutralino—nucléon dans le cas d'interactions dépendantes du spin et la section efficace dans le cas d'interactions indépendantes du spin. L'ensemble des critères de sélection est appliqué. La répartition des points est le reflet de la génération des modèles supersymétriques, mais il apparaît que les interactions indépendantes du spin sont toujours prédominantes.*

Colombus

Is it foolish to seek the mind of God
If there may be no God?
Is it futile to reach for order
In a universe built upon chaos?
Is it vanity to hope one day
To know the design of all things?
Even the sad expanses of regretful human souls?

From the first amoeba
Who fought to break free of itself
To Ulysses, to Ibn Battuta, to Marco Polo
To Einstein, and beyond
All that we seek to know
Is to know ourselves
To reduce the darkness
By some small degree
To light a candle, jump a stream
That the sum of human ignorance
Might dwindle just a bit
And the deeds of done in darkness
May wither one day perhaps even
Expire

Christophe Colomb

Est-il stupide de rechercher l'esprit de Dieu
S'il est possible qu'il n'y ait pas de Dieu?
Est-il futile de tendre vers l'ordre
Dans un univers bati sur le chaos?
Est-ce de la vanité d'espérer un jour
Connaitre le fonctionnement de toute chose?
Même les tristes étendues d'âmes humaines
[emplies de regret?

De la première amibe
qui combattit pour se libérer d'elle-même
A Ulysse, à Ibn Battuta, à Marco Polo
A Einstein et au-delà
Tout ce que nous voulons savoir
Est nous connaitre nous-mêmes
Afin de réduire l'obscurité
De quelque petit degré
D'allumer une bougie, de sauter un ruisseau
Que la somme de l'ignorance humaine
Puisse diminuer un tout petit peu
Et que les actes faits dans l'obscurité
Puisse un jour dépérir peut-être même
Expirer

The Voyage; epilogue
Opéra composé par Philip Glass
Livret de David Henry Hwang

Conclusion

Nous avons montré qu'un télescope à neutrinos de grande taille situé au fond de la mer Méditerranée au large de Toulon, détecteur conçu à l'origine pour la recherche de sources astronomiques, peut être utilisé dans certaines conditions pour permettre l'étude de deux grands sujets de la physique actuelle : la masse des neutrinos et la constitution de la matière noire dans l'Univers.

Parmi ces conditions d'utilisation, il apparaît nécessaire d'utiliser chacune des lignes instrumentées de photomultiplicateurs constituant le détecteur comme s'il s'agissait d'un élément indépendant. La reconstruction de muons d'angle zénithal inférieur à quinze degrés est alors possible, et il faut que ces lignes soient équipées de façon suffisamment dense pour permettre d'atteindre un seuil en énergie de l'ordre de 10 GeV, qui est requis pour l'étude des phénomènes précédemment mentionnés.

C'est en cela qu'un projet comme ANTARES est intéressant et pourra être complémentaire des expériences similaires AMANDA et BAIKAL déjà construites. En effet, la collaboration réunie sous ce nom est actuellement en phase de recherche et développement : l'architecture finale du détecteur n'est pas figée, et il est donc possible de prendre en compte les résultats des études que nous venons de présenter pour la définir, et ainsi être à même de présenter les meilleures capacités de détection vis-à-vis de tous les sujets physiques d'intérêt.

Ainsi, en ce qui concerne les oscillations de neutrinos, ANTARES devrait être capable de corroborer les résultats de l'expérience Superkamiokande, ce qui est hors de portée des détecteurs AMANDA et BAIKAL qui ne disposent pas d'un seuil en énergie assez bas.
Du point de vue de l'étude de la matière noire, il ressort qu'ANTARES est particulièrement sensible à certains modèles dans le cadre de la théorie de la Supersymétrie, modèles prédisant un neutralino de masse proche de 55 GeV/c^2. Ceci représente également un signal qui ne peut être détecté par les télescopes à neutrinos concurrents. Ces modèles pourront toutefois être mis à l'épreuve par les expériences dites «de détection directe» qui verront le jour dans les prochaines années.

Mais la complémentarité d'ANTARES n'est pas encore acquise : les études que nous avons effectuées ne reposent que sur des simulations du détecteur. Il doit être maintenant démontré qu'il est effectivement possible de mettre en place et de faire fonctionner un tel dispositif. De nombreux efforts sont fournis en ce sens, et l'immersion d'une première ligne de détection est une étape assurément importante. Cette opération est prévue avant l'été 1999, au large de Toulon. Ce site est celui qui a été retenu pour l'ensemble des premiers essais en grandeur réelle. Ses caractéristiques d'importance pour l'installation des détecteurs ont été investiguées à de nombreuses reprises, et nous avons exposé en détail les résultats obtenus : ce site, s'il n'est certainement pas le meilleur du monde, est de qualité suffisante et offre plusieurs avantages par rapport aux sites des expériences concurrentes.

Il sera donc possible de dire dans un futur proche si la collaboration ANTARES semble bel et bien capable d'atteindre les buts qu'elle s'est fixés.

Leporello

Madamina, il catalogo è questo
delle belle che amò il padron mio;
un catalogo egli è che ho fatt'io;
osservate, leggete con me.
In Italia seicento e quaranta;
in Almagna duecento e trentuna;
cento in Francia, in Turchia novantuna;
ma in Ispagna son già mille e tre.
V'han fra queste contadine,
cameriere, cittadine,
v'han contesse, baronesse,
marchesine, principesse.
E v'han donne d'ogni grado,
d'ogni forma, d'ogni età.

Leporello

Madame, voici la liste
des beautés que mon maître a aimées ;
une liste que j'ai faite moi-même ;
regardez, lisez avec moi.
En Italie six cent quarante ;
en Allemagne deux cent trente-et-une ;
une centaine en France, en Turquie quatre-vingt-onze ;
mais en Espagne il y en a déjà mille et trois.
Il y a parmi elles des paysannes,
des servantes, des citadines,
il y a des comtesses, des baronnes,
des marquises, des princesses.
Et il y a des femmes de toutes les classes,
de toutes les formes, de tous les âges.

Don Giovanni ; acte I, scène 2
Opéra composé par Wolfgang Amadeus Mozart
Livret de Lorenzo da Ponte

Bibliographie

[1] Haïssinski J., Questions ouvertes en physique des astroparticules, cours donné à la 29ième Ecole de Gif, Lyon, 1997

[2] Simpson J. A., Ann. Rev. Nucl. and Particle. Sci., 33 (1983) 323

[3] Greisen K., Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748

[4] Zatsepin G. T. et Kuzmin V. A., JETP Lett., 4 (1966) 78

[5] Cronin J., cours donné au Collège de France, Paris, 1997

[6] Hayashida N. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1000

[7] Berezinsky V. S. et Prilutsky O. F., Astron. Astrophys. 66 (1978) 325

[8] Gaisser T. K., *in* Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, 1990

[9] Gaisser T. K. *et al.*, Ap. J. 345 (1989) 423

[10] Ymada Y. *et al.*, Prog. Theor. Phys. 79 (1988) 416

[11] Berezinsky V. S. *et al., in* Astrophysics of Cosmic Rays, North Holland, 1990

[12] Esposito J. A. *et al.*, Ap. J., 461 (1996) 820

[13] Bednarek W. et Protheroe R. J., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2616

[14] Samorski M. et Stamm W., Ap. J. lett. 268 (1983) L17

[15] Lloyd-Evans J. *et al.*, Nature 305 (1983) 784

[16] Gaisser T. K. *et al.*, Phys. Rep. 258 (1995) 173

[17] Begelman M. C. *et al.*, Ap. J. 362 (1990) 38

[18] Protheroe R. J. et Kazanas D., Ap. J. 265 (1983) 620

[19] Stecker F. W. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2697 et erratum dans 69 (1992) 2738(E)

[20] Wardle J. F. C. *et al.*, Nature 395 (1998) 457

[21] Mannheim K., Science 279 (1998) 684

[22] Fitchel C. E. *et al.*, Ap. J. Suppl. 94 (1994) 551

[23] Punch M. *et al.* (WHIPPLE Collaboration), Nature 358 (1992) 477

[24] Petry D. *et al.* (HEGRA Collaboration), Astron. Astrophys. 311 (1996) L13

[25] Barrau A. *et al.* (CAT Collaboration), preprint astro-ph/9804046

[26] Szabo A. P. et Protheroe R. J., *in* Proceedings of the High Energy Neutrino Astronomy Workshop, Univesity of Hawaii, Mars 1992, World Scientific, Singapore

[27] Gaisser T. K. *et al.*, preprint hep-ph/9410384

[28] IAU Circular 6649, 1997
The BeppoSAX Science Data Center, http://www.sdc.asi.it

[29] Waxman E. et Bahcall J., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2292

[30] Bhattacharjee P. et Sigl G., preprint astro-ph/9811011

[31] Vincent G. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2277

[32] Bhattacharjee P. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3698

[33] Birkel M. et Sarkar S., Astropart. Phys. 9 (1998) 297

[34] Zwicky F., Helvetica Physica Acta 6 (1933) 110

[35] Smith S., Ap. J. 83 (1936) 23

[36] Binggeli B. *et al.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 26 (1988) 509

[37] Faber S. M. et Gallagher J. S., Ann. Rev. Astron. Astrophys. 17 (1979) 135

[38] Begeman K. G. *et al.*, Mon. Not. R. Astr. Soc 249 (1991) 523

[39] Binney J. et Tremaine S., *in* Galactic Dynamics, Princeton University Press, Princeton, 1987

[40] Ostriker J. et Peebles P., Ap. J., 186 (1973) 467

[41] Kirshner R. P. *et al.*, Astronomical Journal, 88 (1983) 1285

[42] Burton B., *The Galactic Interstellar Matter*, Observatoire de Genève, 1991

[43] Fich M. et Tremaine S., Ann. Rev. Astron. Astrophys. 29 (1991) 409

[44] Oldershaw R. L., preprint astro-ph/9704115

[45] Freese K. *et al. in* Proceedings of the 2nd International Conference on Dark Matter in Astro- and Particle Physics : Dark Matter '98, Heidelberg, juillet 1998, à paraître

[46] Fabricant D. et Gorenstein P., Ap. J. 267 (1983) 535

[47] Loewenstein M. et White III R. E., preprint astro-ph/9901242 er références associées

[48] Tyson T., *in* Proceedings of Snowmass '94 : Particle and Nuclear Astrophysics and Cosmology in the Next Millenium, Snowmass, Juin 1994

[49] White S. D. M. *et al.*, Nature, 366 (1993) 429

[50] Dekel A., Ann. Rev. Astron. Astrophys. 32 (1994) 371

[51] Strauss M. A. et Willick J. A., Phys. Rep. 261 (1995) 271

[52] Paczyński B., Ap. J. 304 (1986) 1

[53] Carr B. J., Comm. Atrophys. 12 (1990) 257

[54] Carr B. J., Ann. Rev. Astron. Astrophys. 32 (1994) 531

[55] Griest K., Ap. J. 366 (1991) 412

[56] Aubourg E. *et al.* (EROS Collaboration), Nature 365 (1993) 623

[57] Alcock C. *et al.* (MACHO Collaboration), Nature 365 (1993) 621

[58] Udalski A. *et al.* (OGLE Collaboration), Acta Astron. 43 (1993) 289

[59] Bennet D., Phys. Rep. 307 (1998) 97

[60] Alcock C. *et al.* (EROS and MACHO Collaborations), Ap. J. 399 (1998) L9

[61] Renault C. *et al.* (EROS Collaboration), Astron. Asrophys. 329 (1998) 522

[62] Aubourg E. *et al.*, preprint astro-ph/9901372

[63] Palanque-Delabrouille N. *et al.* (EROS Collaboration), Astron. Asrophys. 332 (1998) 1

[64] Bahcall J. N. *et al.*, Ap. J. 435 (1994) L51

[65] Meylan G., Astron. Astrophys. 214 (1989) 106

[66] Charlot S. et Silk J., Ap. J. 445 (1995) 124

[67] Pfenniger D. *et al.*, Astronom. Astrophys. 285 (1994) 79

[68] Henriksen R. N. et Widrow L. M., preprint astro-ph/9402002

[69] Blitz L., Proceedings of the Dark Matter Conference, College Park, USA, octobre 1994

[70] Olive K. A. *et al.*, Ap. J. 376 (1991) 51

[71] Smith M. S. *et al.*, Ap. J. Suppl. 85 (1993) 219

[72] Walker T. P. *et al.*, Ap. J. 376 (1991) 51

[73] Jungman G. *et al.*, Phys. Rep. 267 (1996) 195

[74] White S. D. M. *et al.*, Ap. J. 274 (1983) L1-5

[75] Holtzman J. A., Astrophys. J. Suppl. 71 (1989) 1

[76] Davis M. *et al.*, Nature 359 (1992) 393

[77] Peccei R. et Quinn H., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1440

[78] Turner M. S., Phys. Rep. 197 (1990) 67

[79] Shellard E. P. S. et Battye R. A., Phys. Rep. 307 (1998) 227

[80] van Bibber P. *et al.*, Int. J. Mod. Phys. Suppl D3 (1994) 33

[81] Ogawa I. *et al.*, Phys. Rev. D 53 (1996) R1740

[82] Hagmann C. *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 51 (1996) 209

[83] Hagmann C. *et al.*, Phys. Rev. Lett 80 (1998) 2043

[84] Berger C. *et al.* (Fréjus Collaboration), Nucl. Instrum. Methods A302 (1991) 406

[85] Battistoni G. *et al.* (NUSEX Collaboration), Phys. Lett. B 133 (1983) 454

[86] Seidel S. *et al.* (IMB Collaboration), Phys. Rev. Lett 61 (1988) 2522

[87] Hirata K. S. *et al.* (Kamiokande Collaboration), Phys. Lett. B 220 (1989) 308

[88] Volkova L. V., Sov. J. Nucl. Phys. 31 (1980) 784

[89] Agrawal V. *et al.*, Phys. Rev. D 53 (1996) 1314, preprint hep-ph/9509423

[90] Honda M. *et al.*, Phys. Rev. D 52 (1995) 4985

[91] Lipari P., Astrop. Phys. 1 (1993) 195

[92] Barr G. *et al.*, Phys. Rev. D 39 (1989) R3532

[93] Bugaev E. V. et Naumov V. A., Phys. Lett. B 232 (1989) 391

[94] Honda M. *et al.*, Phys. Lett. B 248 (1990) 193

[95] Lee H. et Koh Y. S., Nuovo Cimento 105B (1990) 883

[96] Aglietta M. *et al.* (NUSEX Collaboration), Europhys. Lett. 8 (1989) 611

[97] Allison W. W. M. *et al.* (Soudan 2 Collaboration), Phys. Lett. B 391 (1997) 491

[98] Daum K. *et al.* (Fréjus Collaboration), Z. Phys. C 66 (1995) 417

[99] Hirata K. S. *et al.* (Kamiokande Collaboration), Phys. Lett. B 280 (1992) 146

[100] Becker-Szendy R. *et al.* (IMB Collaboration), Phys. Rev. D 46 (1992) 3720

[101] Takita M., thèse de doctorat de l'Université de Tokyo, 1989

[102] Casper D. W., thèse de doctorat de l'université du Michigan, 1990

[103] Engel J. *et al.*, Phys. Rev. D 48 (1993) 3048

[104] Mann W. A. *et al.*, Phys. Lett. B 291 (1992) 200

[105] Fukuda Y. *et al.* (SuperKamiokande Collaboration), Phys. Lett. B 433 (1998) 9 et preprint hep-ex/9803006

[106] Fukuda Y. *et al.* (SuperKamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562 et preprint hep-ex/9807003

[107] Fukuda Y. *et al.* (SuperKamiokande Collaboration), Phys. Lett. B 436 (1998) 25 et preprint hep-ex/9805006

[108] Kasuga S. *et al.*, Phys. Lett. B 374 (1996) 238

[109] Gonzalez-Garcia M. C., preprint hep-ph/9808203

[110] Fogli G. L. *et al.*, preprint hep-ph/9808205

[111] Apollonio M. *et al.* (CHOOZ Collaboration), preprint hep-ex/9711002

[112] Suzuki Y., Proceedings of the Neutrino '96 conference, Helsinki, juin 1996, édité par K. Enqvist *et al.*, p 237, World Scientific

[113] Ayres D. *et al.* (MINOS Collaboration), rapport NUMI-L-63 (1995)

[114] Cennini C. *et al.* (ICARUS Collaboration), rapport LNGS-94/99-I (1994)

[115] A.M. Markov, *in* Proceedings of the Rochester Conference, New York, 1960

[116] R. Gandhi *et al.,* Astropart. Phys. 5 (1996) 81

[117] Hubaut F., thèse de doctorat de l'université de la Méditerrannée, avril 1999

[118] C. Cârloganu, Muon interactions at high energies, note interne ANTARES-Phys/98-013 et références associées.

[119] P. Lipari et T. Stanev, Phys. Rev. D 44 (1991) 3543

[120] L. Nellen, K. Mannheim et P.L Biermann, Phys. Rev. D. 47 (1993) 5270

[121] R.J. Protheroe, ADP-AT-96-7 et astrop-ph/9607165

[122] K. Mannheim, Astropart. Phys. 3 (1995) 295

[123] P. Bhattacharjee *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 567

[124] G. Sigl *et al.*, astro-ph/9610221

[125] A. Roberts, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 259

[126] J. Babson *et. al.*, Phys. Rev. D 42 (1990) 3613

[127] R. Wischnewski *et. al., The AMANDA neutrino detector*, Talk given at Xth Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Lab.Nat.GranSasso, Italy, July 1998.

[128] A. Bouchta, *Muon analysis with the AMANDA-B Four-String detector*, PhD Thesis, Université de Stocklhom, 1998

[129] Bergström L. *et al.* (AMANDA Collaboration), *Optical Properties of Deep Ice at the South Pole - Absorption* , accepté pour publication dans Applied Optics, 1997, et disponible à :
http://area51.berkeley.edu/manuscripts.

[130] Askebjer P. *et al.* (AMANDA Collaboration), Science, 267 (1995) 1147

[131] I.A. Belolaptikov *et. al.* Astropart. Phys. 7 (1997) 263

[132] L.K. Resvanis, Proc. U.S. Mtg. on Future Prospects for Km^3-Scale Neutrino Detectors, Arcadia, CA (1996), p. 43

[133] proposition d'expérience ANTARES, astro-ph/9707136
http://antares.in2p3.fr/antares

[134] Chaloupka V. *et al.*, Technology development for a neutrino astrophysical observatory, Lettre d'intention pour le D.O.E., LBL-38321, UC-412, fevrier 1996

[135] Cassol F., Line 4 data analysis, note interne ANTARES-Slow/1998-001

[136] Galoumian P. *et al.*, Glass and gel transparency tests, note interne ANTARES-Opmo/1998-004

[137] McNutt J. et Cade A., More μ-metal cage studies, note interne ANTARES, novembre 1997

[138] Basa S. et Montanet F., Specifications for the photomultipliers used in the ANTARES project note interne ANTARES-Opmo/1998-003

[139] Arpesella C. *et al.*, Tests results of a 14 stage 8" Hamamatsu photomultiplier (R5912-02), note interne ANTARES-Opmo/1997-005

[140] Lafoux H., Late(st) Gamelle results, note interne ANTARES-Opmo/1998-002

[141] Palanque-Delabrouille N., Optical background measurements, note interne ANTARES-Site/1998-002

[142] Palanque-Delabrouille N. (ANTARES Collaboration), Light background on potential sites for an undersea neutrino telescope, à publier

[143] Hubaut F., Propriétés optiques des milieux Tchérenkov et implications sur les performances des détecteurs, note interne ANTARES-Phys/1998-07

[144] Price P. B., Astropart. Phys. 5 (1996) 43

[145] Anassontzis C. G. *et al.* (NESTOR Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A 349 (1994) 242

[146] Belolaptikov I. A. *et al.* (BAIKAL Collaboration), Proc. 24^{th} Inter. Comics Ray Conf., Vol 1, p 1043 (Rome, 1995)

[147] Wess J; et Bager J. Supersymmetry and Supergravity, Princeton University Press

[148] Bailin D. et Love A. Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory, Institute of Physics Publishing

[149] Nilles H.P. , Phys. Rep. 110 (1984) 1

[150] Haber H. E. et Kane G. L., Phys. Rep. 117 (1985) 75

[151] Ellis J. *et al.* Nucl. Phys. B 238 (1984) 453

[152] Wolfram S., Phys. Lett. B 82 (1979) 65

[153] Smith P. F. et Bennett J. R. J., Nucl. Phys. B 149 (1979) 525

[154] Beck M *et al.* (Heidelberg-Moscou Collaboration), Phys. Lett. B 336 (1994) 141

[155] Falk T. *et al.* (Heidelberg-Moscou Collaboration), Phys. Lett. B 339 (1994) 248

[156] Hagelin J. *et al.*, Nucl. Phys. B 241 (1984) 638

[157] Abreu P. *et al.*, (DELPHI Collaboration), preprint CERN-EP-98-176

[158] Berge L. *et al.* (EDELWEISS Collaboration), Proceedings of TAUP '97, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 70 (1999), preprint astro-ph/9801199

[159] Bühler M. *et al.* (CRESST Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 370 (1996) 237

[160] Shutt T. *et al.* (CDMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3425

[161] Baudis L. *et al.* (Heidelberg-Moscou Collaboration), Phys. Rep. 307 (1998) 291

[162] Smith P. F. *et al.* (UKDMC Collaboration), Phys. Rep. 307 (1998) 275

[163] Bernabei R. *et al.* (DAMA Collaboration), Phys. Lett. B 424 (1998) 195

[164] Spooner N. (UKDMC Collaboration), Phys. Rep. 307 (1998) 253

[165] Bernabei R. *et al.* (DAMA Collaboration), preprints de l'université Rome 2 : ROMA2F/98/27 et ROMA2F/98/34, août 1998

[166] Gerbier G. *et al.*, preprint astro-ph/9710181 et astro-ph/9902194

[167] Edsjö J., thèse de doctorat de l'université d'Uppsala, 1997, preprint hep-ph/9704384

[168] Edsjö J. et Gondolo P., Phys. Lett. B 357 (1995) 595

[169] Gondolo P. et Silk J., Dark matter annihilation at the galactic center, preprint MPI-PhT/99-10, mars 1999

[170] Rich J. et Tao C., Direct vs. Indirect detection of Wimps, présentation à la conférence Snowmass 94

[171] Rich J., Cosmological information from WIMP experiment, note DAPNIA/SPP 95/05

[172] Bernabei R. *et al.*(DAMA Collaboration), Phys. Lett. 389 (1996) 757

[173] Akerib D. S. *et al.*(CDMS Collaboration), présentation effectuée à la conférence TAUP 97, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 70 (1998) et preprint astro-ph/9712343

[174] Baudis L. *et al.* (GENIUS Collaboration), Phys. Rep. 307 (1998) 301

[175] Baudis L. *et al.* (HDMS Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. A 385 (1997) 265

[176] Bednyakov V. *et al.*, Z. Phys. A 357 (1997) 339

[177] Boliev M. M. *et al.* (BAKSAN Collaboration), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48 (1996) 83

[178] Bay R. C. *et al.* (AMANDA Collaboration), Phys. Rep. 307 (1998) 243

[179] Bottino A. *et al.*, preprint hep-ph/9809239

[180] The Particle Data Group, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 23

[181] Gelmini G. et Roulet E., preprint hep-ph/9412278

[182] Kayser B., Gibrat-Debu F. et Perrier F., *in* the Physics of Massive Neutrinos, édition World Scientific, 1989

[183] Bilenky S. M. *et al.*, preprint hep-ph/9812360

[184] Mikheyev S. P. et Smirnov A. Y., Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913 et Sov. Phys. JETP 64 (1986) 4

[185] Wolfenstein L., Phys. Rev. D 17 (1978) 2369 et Phys. Rev. D 20 (1979) 2634

[186] Pontecorvo B., Sov. Phys. JETP 6 (1958) 429 et Sov. Phys. JETP 7 (1958) 172

[187] Maki Z. *et al.*, Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870

[188] Pontecorvo B., Sov. Phys. JETP 26 (1968) 984

[189] Gribov V. et Pontecorvo B, Phys. Lett. B 28 (1969) 493

[190] Cardall C. Y. et Fuller G. M., Phys. Rev. D 53 (1996) 4421

[191] Acker A. et Pakvasa S., Phys. Lett. B 397 (1997) 209

[192] Barenboim G. et Scheck F., preprint hep-ph/9808327

[193] Collie M. et Foot R., Phys. Lett. B 432 (1998) 134

[194] Volkas R. R. et Wong Y. Y. Y., preprint hep-ph/9803456

[195] Dydak F. *et al.* (CDHS Collaboration), Phys. Lett. B 134 (1984) 281

[196] Ushida N. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897

[197] Vilain P. *et al.* (CHARM II Collaboration), Z. Phys. C. 64 (1994) 539

[198] McFarland K. S. *et al.* (CCFR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3993

[199] (CHORUS Collaboration), preprint hep-ex/9807024

[200] Altegoer J. *et al.* (NOMAD Collaboration), Phys. Lett. B 431 (1998) 219

[201] Eitel K. et Zeitnitz B. (KARMEN Collaboration), exposé présenté au cours de la conférence neutrino '98, Takayama, Japon, et preprint hep-ex/9809007

[202] Athanassopoulos C. *et al.* (LSND Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1774

[203] Vignaud D. (GALLEX Collaboration), Final results of the GALLEX solar neutrino experiments, rapport DAPNIA-SPP-98-20

[204] Davis R. *et al.* Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1205 et Bahcall J. N. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1209

[205] Bahcall J. N. et Pinsonneault M. H., rev. Mod. Phys. 64 (1992) 885

[206] Bahcall J. N. , Basu S. et Pinsonneault M. H., Phys. Lett. B 433 (1998) 1

[207] Turck-Chièze S. *et al.*, Astrophys. J. 335 (1988) 415

[208] Cleveland B. T. *et al.* (Homestake Collaboration), Astrophys. J. 496 (1998) 505

[209] Hampel W. *et al.* (GALLEX Collaboration), Phys. Lett. B 388 (1996) 384

[210] Abdurashitov D. N. *et al.* (SAGE Collaboration), Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 4708

[211] Fukuda L. *et al.* (Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683

[212] Suzuki Y. (SuperKamiokande Collaboration), exposé présenté au cours de la conférence Neutrino '98, Takayama, Japon

[213] Bahcall J. N. *et al.*, Phys. Rev. D 58 (1998) 096016

[214] Athanassopoulos C. *et al.* (LSND Collaboration), Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 3082

[215] Athanassopoulos C. *et al.* (LSND Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 388 (1997) 149

[216] Yellin S.J., preprint hep-ex/9902012

[217] Borodovsky L. *et al.* (BNL Collaboration), Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 274

[218] Romosan A. *et al.* (CCFR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2912

[219] Achkar B. *et al.* (BUGEY Collaboration), Nucl. Phys. B 434 (1995) 503

[220] Habig A. (Superkamiokande Collaboration), exposé présenté devant l'American Physical Society, Division of Particles and Fields Conference (DPF'99), janvier 1999

[221] Fukuda Y. *et al.*, (Superkamiokande Collaboration), Phys. Lett. B 335 (1994) 237

[222] Vannucci F., preprint hep-ph/9903487

[223] P. Payre, Overview over program Toools : MC and Analysis — ANTARES, compte-rendu du l'atelier de travail *Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Detectors*, Zeuthen, 6 — 9 juillet 1998, à paraître

[224] J. Brunner, ANTARES software, note interne ANTARES-Soft/1998-006

[225] J. Brunner, Data format for ANTARES simulation and reconstruction, note interne ANTARES-Soft/1998-007

[226] Lai H. L. *et al.*, preprint hep-ph/9606399

[227] Ingelman G. *et al.*, LEPTO version 6.3, ISSN 0418-9833 (1995)

[228] Jungman G. *et al.*, documentation sur le logiciel Neutdriver disponible à : http://gita.lanl.gov/people/jungman/neut-package.html

[229] Okada A., Astropart. Phys. 2 (1994) 393

[230] Forti C. *et al.*, Phys. Rev. D 42 (1990) 3668

[231] Wiebusch C., thèse de doctorat, PITHA 95/37, RWTH-Aachen (1995)

[232] GEANT, detector description and simulation tool, CERN program library W5013

[233] Blondeau F., Study of vertical upward-going muons in ANTARES, compte-rendu de l'atelier de travail *Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino detectors*, Zeuthen, 6 — 9 juillet 1998, à paraître

[234] Blondeau F. et Moscoso L., *in* Proc. of the Europhysics Neutrino Oscillation Workshop (NOW'98), 7 - 9 septembre 1998, Amsterdam, NL, à paraître ; note interne ANTARES-Phys/1998-008

[235] Gaisser T. K. *et al.*, Phys. Rev. D 54 (1996) 5578; preprint hep-ph/9608253

[236] Cârloganu C., thèse de doctorat de l'université de la Méditerrannée, en préparation

[237] Bottino A. *et al*, Astropart. Phys. 3 (1995) 65

[238] Cârloganu C. et Carr J., On the atmospheric neutrino oscillation study with ANTARES, note interne ANTARES en préparation

[239] Kouchner A. et Moscoso L., A generator of muon fluxes : GEM (Generator of Muons) version 1.0, note interne ANTARES-Soft/1999-001