



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

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

présentée par

Fabrice HUBAUT

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Optimisation et caractérisation des
performances d'un télescope
sous-marin à neutrinos pour
le projet ANTARES**

soutenue le 20 avril 1999

devant le jury composé de

M. E. ASLANIDES Président
M. J.-J. AUBERT Directeur de thèse
M. J. CARR
M. G. PELLETIER
M. C. SPIERING Rapporteur
M. D. VIGNAUD Rapporteur

Remerciements

Je remercie Elie Aslanides de m'avoir accueilli au Centre de Physique des Particules de Marseille et de m'avoir permis de travailler dans d'aussi bonnes conditions.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Jean-Jacques Aubert qui fut pour moi un directeur de thèse attentif et disponible malgré ses charges nombreuses. Sa compétence, sa clairvoyance, son charisme, son dynamisme m'ont beaucoup appris. Ils ont été et resteront des moteurs de mon travail.

J'adresse toute ma gratitude à Christian Spiering et à Daniel Vignaud d'avoir immédiatement accepté la tâche de rapporteur ainsi qu'à Guy Pelletier de m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury.

Je remercie tous les membres du groupe ANTARES, et en particulier les "Marseillais" pour le climat sympathique dans lequel ils m'ont permis de travailler. Les nombreuses discussions que j'ai pu avoir avec chacun ainsi que leur relecture soigneuse du manuscrit m'ont beaucoup apporté. Merci donc à S. Basa, V. Bertin, F. Blondeau, J. Carr, S. Cooper, F. Feinstein, M. Moorhead, F. Montanet, L. Moscoso, P. Payre et C. Tao. Je voudrais exprimer particulièrement toute mon amitié à Eric Kajfasz pour sa gentillesse, sa compétence et son humour. La "ch'ti power" ne trompe pas !

Un grand merci à Christopher Wiebusch qui, par son aide et sa disponibilité, a grandement participé à faire de l'astronomie des neutrinos un de mes dadas !

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres du CPPM pour leur sympathie, et en particulier au personnel administratif et technique dont l'aide quotidienne me fut précieuse.

Je tiens également à remercier toute l'équipe pédagogique avec qui j'ai enseigné durant trois ans et à saluer "mes petits" étudiants.

Je renouvelle toute mon amitié aux "p'tits jeunes", Adrian, Christian, Cristina, Isabelle, David, Fabiax et Barbara, Francky et Françoise, Kasten, El Navas qu'on chasse et Angel', Olax, Tamour, avec qui j'ai partagé ces quelques années de thèse et plus si affinités. Merci aussi à mes potes Steph', Guillermo et Jos'.

Mention spéciale à l'équipe de France de football qui m'a permis de me lever motivé, le cœur léger et l'esprit tranquille depuis plusieurs mois. La vision quotidienne des Calanques de Marseille m'a presque fait le même effet !

Enfin, les mots les plus simples étant les plus forts, j'adresse toute mon affection à ma famille, et en particulier à ma sœur et à mes parents. Malgré mon éloignement depuis de (trop) nombreuses années, leur intelligence, leur confiance, leur tendresse, leur amour me portent et me guident tous les jours. Est-ce un bon endroit pour dire ce genre de choses ? Je n'en connais en tous cas pas de mauvais. Je vous aime.

Table des matières

Introduction	5
1 L'astrophysique des neutrinos de haute énergie	7
1.1 Le rayonnement cosmique primaire	8
1.2 Les neutrinos pour nous aider	10
1.3 Le neutrino	13
1.4 La production des neutrinos cosmiques	14
1.5 Les sources de neutrinos cosmiques	17
1.5.1 L'imprévu	17
1.5.2 Le garanti	17
1.5.3 Les noyaux actifs de galaxie	20
1.5.4 Les autres sources possibles	24
1.6 Etude des oscillations de neutrinos	28
1.7 Conclusion : les potentialités des télescopes à neutrinos	29
2 Les télescopes à neutrinos	31
2.1 Détecter des neutrinos	31
2.2 Détecter des neutrinos de très haute énergie	33
2.2.1 Principe de détection	34
2.2.2 Interaction du neutrino sur la cible	36
2.2.3 Propagation du muon	38
2.2.4 Taux d'événements attendus	39
2.2.5 Les muons atmosphériques	43
2.3 Caractéristiques générales des détecteurs	44
2.3.1 Instruments de mesure	44
2.3.2 Propriétés optiques du milieu de détection	46
2.4 Les projets en cours	48
2.4.1 DUMAND	48
2.4.2 BAÏKAL	49
2.4.3 NESTOR	50
2.4.4 AMANDA	50
2.5 ANTARES	52
2.5.1 Présentation	52
2.5.2 Le démonstrateur	53
2.5.3 Evaluation des sites	53

2.5.4	Modules optiques et étalonnage	56
2.5.5	Acquisition des données	57
3	Les outils de simulation	59
3.1	De la nécessité des simulations	59
3.2	Génération des événements physiques	60
3.3	Simulation des caractéristiques du détecteur	62
3.3.1	Les modules optiques	62
3.3.2	Le milieu environnant	64
3.3.3	Déformation par le courant et alignement du détecteur	67
3.3.4	Effets systématiques	67
3.4	Simulation de la réponse du détecteur	68
3.5	Simulation de l'électronique et de l'acquisition des données	72
3.6	Reconstruction de l'événement	74
3.6.1	Reconstruction de la direction	75
3.6.2	Estimation de l'énergie	78
3.7	Analyse	83
3.8	Architecture générale des outils de simulation d'ANTARES	83
4	Performances attendues d'un télescope sous-marin à neutrinos	85
4.1	Caractérisation du télescope	85
4.2	Déclenchement et efficacité de détection	86
4.2.1	Coïncidences locales	86
4.2.2	Déclenchement de l'acquisition des données	87
4.2.3	Contraintes sur la géométrie du détecteur	88
4.2.4	Utilisation des informations isolées de faible amplitude	90
4.2.5	Surfaces effectives	92
4.2.6	Taux de comptage	96
4.3	Ciel observable et précision angulaire	97
4.3.1	Ciel observable	97
4.3.2	Critères de sélection	98
4.3.3	Résolution angulaire	100
4.4	Reconstruction de l'énergie	104
4.4.1	Résolution spectrale	104
4.4.2	Reconstruction des spectres	106
4.5	Rejet des muons atmosphériques	109
4.5.1	Exposé du problème	109
4.5.2	Statistique de simulation	110
4.5.3	Résultats	112
4.6	Potentialités de découverte	116
4.6.1	Les sources diffuses	116
4.6.2	Les sources ponctuelles	117
4.7	Résumé des performances	118

5	Sensibilité des résultats aux paramètres libres	119
5.1	Influence des caractéristiques des modules optiques	119
5.1.1	Sensibilité des photomultiplicateurs	119
5.1.2	Résolution temporelle	120
5.1.3	Signification statistique de détection ; passage à des photomultiplicateurs plus gros	122
5.2	Influence des caractéristiques du milieu environnant	122
5.2.1	Transparence de l'eau	122
5.2.2	Taux de bruit de fond optique	124
5.3	Influence des mesures récentes effectuées par ANTARES	125
5.4	Influence du nombre de lignes de détection	126
6	Optimisation du détecteur	129
6.1	Conditions de l'optimisation	129
6.2	Stratégie employée	130
6.3	Influence de d_z et de n_0	132
6.3.1	Influence de la distance verticale entre les groupes locaux d_z	132
6.3.2	Influence du nombre de photomultiplicateurs par groupe local n_0	134
6.4	Influence de la distance entre lignes de détection d_H	137
6.5	Conclusions et discussion	137
	Conclusions - Perspectives	141
	Bibliographie	143
	Index	150

Introduction

Comment commencer ce travail traitant de l'Astrophysique des Particules autrement qu'en caractérisant cette discipline, et particulièrement l'astronomie des neutrinos de très haute énergie, à l'aide des nombreux paradoxes qui font son aura ? Il s'agit avant tout d'appréhender l'infiniment grand en captant l'infiniment petit, en détectant l'indétectable ; il s'agit aussi de mieux comprendre l'infiniment ancien en repoussant les limites de la technologie moderne ; il s'agit enfin de s'ouvrir à l'Univers en faisant l'autruche à 2000 mètres de profondeur !!

Ces paradoxes ont de toute évidence de quoi satisfaire l'esprit humain, du scientifique au philosophe. Car l'Astrophysique des Particules se trouve bien là, à la croisée de plusieurs chemins si distincts de prime abord et pourtant tellement entremêlés :

- celui de la Physique des Particules qui traite de l'infiniment petit et cherche à comprendre l'organisation de la matière à son niveau le plus fondamental : celui des particules élémentaires et de leurs interactions,
- celui de l'Astrophysique qui s'ouvre à l'infiniment grand et tente de percer les mystères de l'organisation de l'Univers dans son ensemble,
- celui de la Cosmologie qui s'intéresse à l'infiniment ancien en essayant de reconstituer, pour nous la conter, l'histoire de l'Univers depuis ses premiers instants,
- et comment oublier celui de la Philosophie puisque c'est bien à travers le prisme humain (certains diront infiniment complexe) que nous tentons d'emprunter ces chemins, tantôt larges mais souvent escarpés, tantôt lumineux mais souvent brumeux.

Comment dès lors ne pas comprendre et ne pas partager l'engouement qui règne au sein de la communauté scientifique autour de cette discipline qu'est l'**Astrophysique des Particules** ?

Une des branches de cette dernière est née il y a environ vingt ans¹ et s'épanouit de nos jours : l'**Astrophysique des neutrinos de haute énergie**. Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous la caractérisons par les principales motivations qu'elle suscite en mettant en avant la spécificité des neutrinos et en passant en revue leurs diverses sources potentielles. Nous verrons alors qu'un télescope à neutrinos est un instrument pluridisciplinaire, touchant aussi bien l'Astrophysique que la Physique des Particules.

Les diverses techniques que les hommes ont mises en œuvre pour observer des neutrinos sont rappelées succinctement au début du deuxième chapitre. Nous insistons sur la particularité

¹L'idée originelle avait été suggérée par Markov en 1960 [1].

de ceux de haute énergie et sur les contraintes expérimentales que leur détection impose. Cette étude permettra d'appréhender quantitativement ce que pourra apporter un télescope à neutrinos.

L'objectif principal de ce travail de thèse est d'optimiser et de caractériser les performances d'un tel appareil. Pour ce faire, des outils de simulation ont été développés et assemblés au sein d'une architecture globale détaillée au chapitre 3.

Nous exposons dans le chapitre 4 les résultats de l'étude d'un télescope sous-marin à neutrinos de première génération (constitué d'environ mille photomultiplicateurs). Ils concernent notamment l'efficacité de détection, la précision angulaire, la résolution en énergie et le rejet du bruit de fond. Ce sera l'occasion de décrire les potentialités d'un tel instrument en matière de découverte de sources galactiques et extragalactiques.

L'influence des divers paramètres utilisés (principalement les caractéristiques des modules optiques et celles du milieu de détection) sur les performances obtenues est discutée au chapitre 5.

La structure du télescope considéré précédemment est le fruit d'une optimisation, dont la méthode et les contraintes font l'objet du sixième chapitre.

Enfin, nous présentons les conclusions de cette étude relativement pionnière, qui s'est attachée à caractériser les performances que l'on peut attendre des futurs télescopes sous-marins à neutrinos et qui ouvrira, nous l'espérons, de nombreuses perspectives.

Chapitre 1

L'astrophysique des neutrinos de haute énergie

*Devant l'Infini pour qui tout est pareil,
Il est donc aussi grand d'être homme que soleil.*

LAMARTINE, L'INFINI DANS LES CIEUX.

Le monde astronomique s'est profondément renouvelé depuis le début de la décennie, durant laquelle le ciel a été largement exploré en photons dans le domaine d'énergie de 50 keV à 20 GeV. A plus haute énergie, dans la région du TeV, d'importantes découvertes ont été effectuées. Elles ont été rendues possibles par les progrès récents de l'astronomie des photons gamma et notamment par les améliorations des sensibilités et des précisions des détecteurs. Les enjeux soulevés par ce domaine d'énergie sont considérables et restent ouverts : d'abord la compréhension des phénomènes les plus violents de l'Astrophysique (ondes de choc de supernovæ, environnements d'une étoile à neutron, d'un trou noir stellaire ou d'un noyau actif de galaxie) ; ensuite le problème de l'origine des rayons cosmiques, auquel des messagers neutres et stables comme les photons et les neutrinos peuvent apporter des réponses. Ainsi, détecter des neutrinos cosmiques de haute énergie permettra d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation de l'Univers complémentaire de l'astronomie photonique et de participer à l'élucidation de tous les mystères évoqués.

De plus, du point de vue de la Physique des Particules, cela constituerait un moyen unique d'accéder aux très hautes énergies. L'unification des forces est dans ce domaine un enjeu fondamental pour notre compréhension. Dans le schéma actuellement admis, toutes les forces sont unifiées à très haute énergie, au "Big Bang" ; des brisures de symétrie les ont ensuite découplées lors du refroidissement. Les accélérateurs terrestres fournissent des mesures très précises mais ne peuvent accéder qu'à des énergies petites par rapport à l'échelle du Big Bang. Afin de tester les modèles à très haute énergie, il semble donc indispensable d'utiliser des vestiges du Big Bang ou des objets cosmiques très actifs. Cela est maintenant rendu possible grâce aux moyens techniques qui permettent de construire des détecteurs de grandes dimensions pour pallier la faiblesse des flux attendus. Soulignons qu'une telle démarche constitue un retour aux sources de la Physique des Particules.

1.1 Le rayonnement cosmique primaire

L'atmosphère terrestre est continuellement bombardée par un flux isotrope de particules nommées “rayons cosmiques primaires”, au rythme d'environ 1000 par mètre carré et par seconde. La composition des rayons cosmiques détectés jusqu'à présent entre le TeV et le PeV est d'environ [2] :

- 50% de protons,
- 25% de particules α ,
- 13% de C, N, O,
- 13% de fer,
- < 1% d'électrons,
- $\sim 0.1\%$ de photons.

Leur flux suit un spectre en énergie relativement bien connu, schématisé sur la figure 1.1 et caractérisé par une loi de puissance d'exposant α appelé indice spectral :

$$I(E) = \frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad \text{où} \quad \alpha \simeq \begin{cases} 2.7 & \text{pour } E < E_1 \\ 3.0 & \text{pour } E_1 < E < E_2 \\ 2.7 & \text{pour } E > E_2 \end{cases} \quad (1.1)$$

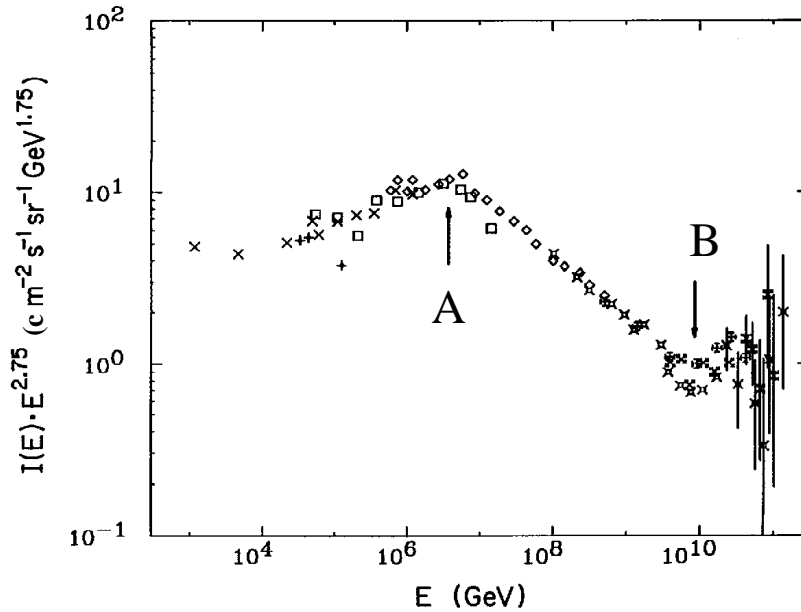


Figure 1.1: Flux mesuré des rayons cosmiques de haute énergie (au-delà du TeV), après multiplication par le facteur $E^{2.75}$ [3]. Les flèches indiquent les positions du “genou” (point A) et de la “cheville” (point B). Quelques événements à des énergies supérieures à 10^{11} GeV, soit 10^{20} eV, ont été observés.

Il présente deux changements de pente. Le premier est indiqué par le point A appelé “genou” à une énergie E_1 d'environ 1 PeV = 10^{15} eV. Le second intervient vers $E_2 \simeq 10$ EeV = 10^{19} eV,

au point B appelé “cheville”. Notons que, comme cela apparaît sur la figure 1.1, des énergies supérieures à 10^{20} eV, c’est-à-dire des énergies macroscopiques de plusieurs dizaines de Joules, ont été observées¹. Le rapport entre le flux à ces énergies extrêmes et le flux à 1 TeV est néanmoins très petit, d’environ 10^{-23} .

La question qui s’impose est bien entendu celle de l’origine de ces particules. Etant presque toutes chargées, elles subissent durant leur voyage cosmique l’influence des champs magnétiques galactiques, d’une intensité d’environ $3 \cdot 10^{-6}$ G, et extragalactiques, d’une intensité mal connue de l’ordre de 10^{-12} à 10^{-8} G. Elles perdent ainsi, pour la plupart, l’information directionnelle de leur source, ce qui empêche l’identification de cette dernière. Seules les particules chargées les plus énergiques, d’énergie supérieure à 10^{19} eV, ne sont pas significativement déviées.

Le mécanisme généralement invoqué pour expliquer l’origine des rayons cosmiques jusqu’au genou, c’est-à-dire jusqu’à une énergie d’environ 1 PeV, est lié à ce que l’on appelle “l’accélération de Fermi du premier ordre” [5]. Il s’agit de l’accélération de particules chargées par des ondes de chocs répétitives sur des objets magnétisés tels que des plasmas relativistes. Ce mécanisme produit un spectre d’indice proche de $\alpha \sim 2 + \epsilon$, où ϵ est petit devant 1 [6]. On pense que le spectre observé avant le genou ($\alpha \sim 2.7$) diffère du spectre à la production ($\alpha \sim 2 + \epsilon$) car la probabilité qu’une particule s’échappe du confinement magnétique galactique et ne soit donc pas détectée dépend de son énergie : la composition du rayonnement cosmique primaire permet de déduire que le temps d’échappement galactique caractéristique d’une particule d’énergie E est de la forme $\tau(E) \propto E^{-\kappa}$, avec $\kappa \approx 0.6$ pour $E < 100$ TeV. Le spectre observé avant 1 PeV est ainsi compatible avec une production “dure” par accélération au sein de chocs puisque :

$$\frac{dN(E)}{dE} \sim E^{-2.7} \sim E^{-(2+\epsilon)} \cdot E^{-\kappa} \quad (1.2)$$

Malgré cette frappante cohérence, de nombreux problèmes se posent encore, comme la non-observation de rayons γ au TeV provenant de certains vestiges de supernovæ. Ces derniers sont pourtant les candidats idéaux à la production du mécanisme décrit ci-dessus [7]. De plus, l’origine des rayons cosmiques au-delà du PeV et la nature des processus engendrant les énergies et les luminosités observées restent complètement inconnues. Le mécanisme de Fermi ne peut en effet prétendre accélérer des particules de charge Ze à des énergies supérieures à

$$E_{\max} = ZeBR \quad (1.3)$$

où B est le champ magnétique qui permet le confinement dans la région d’accélération au sein d’un volume de dimension caractéristique R . Or les sites galactiques sont trop petits et le champ magnétique ambiant y est trop faible pour dépasser une énergie de l’ordre de 10^{16} eV.

On pourrait alors invoquer un autre processus d’accélération par effet dynamo-électrique [8] sur des champs magnétiques très intenses existants par exemple auprès des étoiles à neutrons. Cependant ce mécanisme ne reproduit pas de manière naturelle le spectre en loi de puissance observé et les particules chargées accélérées perdraient de l’énergie par rayonnement synchrotron. D’ailleurs le rayon de giration ($R_{\text{gir}} \propto \frac{E}{B}$) des plus énergiques d’entre elles est plus

¹Le record est détenu par le détecteur à fluorescence “Fly’s Eye” de l’état américain de l’Utah, qui a enregistré le 15 octobre 1991 un événement à $3.0 \pm_{0.54}^{0.36} \cdot 10^{20}$ eV [4].

grand que la dimension caractéristique de la Galaxie. Elles devraient donc pointer vers leur source. Or il n'existe pas de corrélation expérimentale évidente entre les directions d'arrivée des rayons cosmiques au-delà de 10^{19} eV et le plan galactique.

On peut donc affirmer en première approche que les rayons cosmiques compris entre le genou et la cheville ($1 \text{ PeV} < E < 10 \text{ EeV}$) et ceux au delà de la cheville ($E > 10 \text{ EeV}$) sont probablement d'origine extragalactique. Ils pourraient nous apporter des informations cosmologiques précieuses, par exemple sur la formation des galaxies. Notons qu'ils interagiraient alors avec le rayonnement fossile, ce qui impose des limites maximales sur la distance des sources. Rappelons de plus qu'ils constituent un accès unique à la Physique des très hautes énergies encore largement méconnue. Une compréhension de leurs origines constitue donc un enjeu essentiel.

1.2 Les neutrinos pour nous aider

Afin d'améliorer cette compréhension, il est nécessaire d'observer le ciel de haute énergie sous différents aspects, sous différentes coutures, c'est-à-dire de capter des messagers cosmiques de différentes natures. Pour ce faire, trois approches sont envisageables.

L'observation directe des rayons cosmiques

Comme cela a déjà été signalé, les particules chargées les plus énergiques ($> 10^{19} - 10^{21}$ eV) du rayonnement cosmique ne subissent qu'une faible déviation due aux champs magnétiques extra- et intragalactiques. Elles pointent donc vers leurs sources. Le projet AUGER [9] étudie la possibilité de leur détection, avec identification de leur nature, de leur direction et de leur énergie. Il met au point un observatoire *hybride* installé sur 2 sites distincts, constitué de deux réseaux géants à effet Tcherenkov (d'environ $30\,000 \text{ km}^2$ chacun pour pallier l'extrême faiblesse des flux) et d'un ensemble de télescopes à fluorescence ayant la même couverture géométrique que les réseaux.

Les particules chargées de plus basse énergie subissent une déviation magnétique significative. Elles ne peuvent donc pas nous renseigner directement sur leur lieu de production.

L'observation des photons

Le photon est une particule neutre et sa trajectoire pointe donc vers sa source. Il a toujours été le messager de prédilection des astronomes, des pionniers galiléens aux scientifiques modernes, des ancêtres chinois au plus commun mortel s'émerveillant durant les nuits d'été étoilées. Notons qu'entre toutes ces périodes et tous les moyens de détection associés, il y a plus de 18 ordres de grandeur en énergie des photons ! Après avoir été contemplé tout naturellement par le rayonnement visible qu'il émet, le ciel a été scruté en ondes radio, en micro-ondes, en rayonnement infra-rouge, en rayons X puis en rayons gamma.

L'astronomie gamma - puisque ce sont les hautes énergies qui nous intéressent - a connu de longues années de maturation. Pendant plus de 30 ans, aucun détecteur n'a en effet pu mettre en évidence le moindre photon d'énergie supérieure au TeV. Dans la gamme d'énergie inférieure ($\sim 100 \text{ MeV} - 20 \text{ GeV}$), le détecteur EGRET [10] (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) embarqué sur le satellite CGRO [11] (Compton Gamma Ray Observatory) a

dénombré plus de 150 sources [12], regroupées pour la plupart sur la figure 1.2. Ce n'est

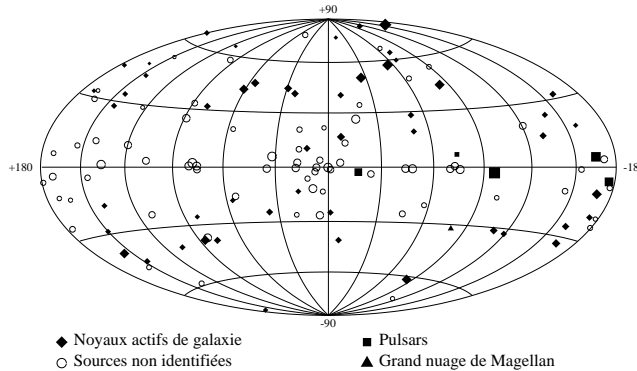
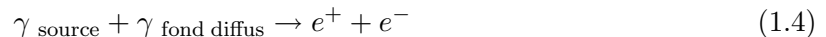


Figure 1.2: La carte du ciel en coordonnées galactiques et les sources du second catalogue EGRET, vues en γ entre 100 MeV et 20 GeV. Plus de 150 sources sont répertoriées, dont le Grand Nuage de Magellan, 5 pulsars, 54 noyaux actifs de galaxie et environ 90 objets non identifiés.

qu'en 1989 que l'observatoire Whipple [13] annonça la première mise en évidence d'une source de rayonnement gamma d'énergie de l'ordre du TeV. Il s'agissait de la nébuleuse du Crabe. Suivirent cinq autres sources : les noyaux actifs de galaxie (NAG) Markarian 421 et Markarian 501, les pulsars PSR 1706-44 et Vela, ainsi que le vestige de supernova SN1006 [14].

Cette statistique est relativement faible. Ceci peut être dû aux dégradations que subit l'information photonique lors de son long voyage intergalactique. Non seulement quelques centaines de grammes par centimètre carré de matière suffisent à stopper les photons aux énergies que nous considérons - nombre d'entre eux ne pourraient ainsi s'échapper de leur source - mais aussi ces rayons gamma sont absorbés durant le parcours qui les mène jusqu'à nous par le rayonnement infra-rouge et micro-onde du fond diffus cosmologique, selon le processus :



La longueur moyenne d'absorption des rayons gamma dans ce fond diffus, montrée sur la figure 1.3, n'est que d'environ 100 mégaparsecs (Mpc) pour des photons du TeV, c'est-à-dire un décalage vers le rouge ou "redshift" z de 0.025. C'est une distance modeste à l'échelle extragalactique, équivalente à la taille de notre super-amas local. La situation se dégrade encore plus à haute énergie. A une énergie de l'ordre du PeV, les photons ne pourraient pas nous donner une vision de l'Univers au-delà de notre propre Galaxie (~ 10 kpc). Le processus décrit par l'équation 1.4 rend donc l'Univers quasiment opaque aux rayons gamma d'énergie supérieure au TeV.

Or la plupart des sources extragalactiques, et notamment des noyaux actifs de galaxie, répertoriées par EGRET sont très lointaines : elles possèdent un redshift z compris entre 0.15 et 2. Cela explique pourquoi les deux uniques sources extragalactiques découvertes au TeV, Markarian 421 et Markarian 501, ne l'ont été que tardivement et qu'il s'agit des deux blazars (paragraphe 1.5.3) les plus proches de nous : ils sont distants respectivement d'environ 125 Mpc, correspondant à un redshift de 0.031, et de 135 Mpc, c'est-à-dire un redshift de 0.034.

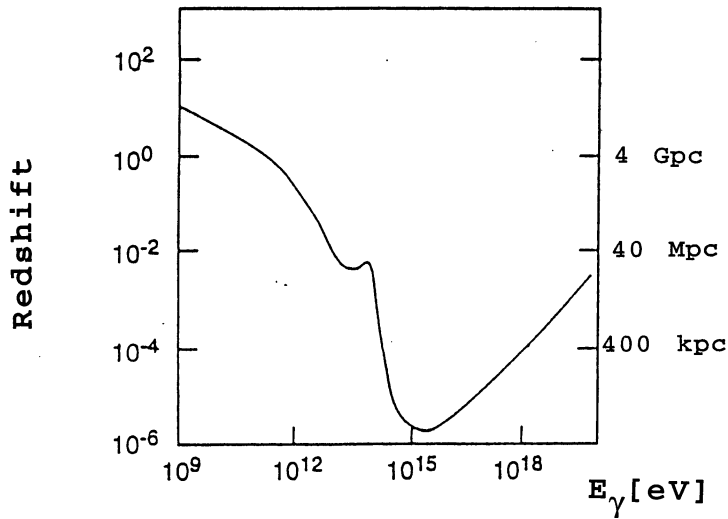


Figure 1.3: Longueur moyenne d'absorption des rayons gamma d'énergie E_γ dans le fond diffus cosmologique infra-rouge et micro-onde. Ce processus, décrit par l'équation 1.4, limite la vision de l'Univers offerte par les photons de haute énergie.

Le photon, outil privilégié de l'astronomie, ne permet donc pas de sonder très profondément le ciel dans la gamme d'énergie qui nous intéresse. En outre, il n'autorise pas facilement la discrimination des différents types de production dont il peut être issu. En effet, comme nous le verrons au paragraphe 1.5.3, il peut être aussi bien le fruit de processus électromagnétiques que celui de processus hadroniques.

Il reste un candidat-messager qui est une particule à la fois stable pour nous renseigner sur de grandes distances et neutre pour nous dévoiler sa source : **le neutrino**.

L'observation des neutrinos

Contrairement aux particules déjà mentionnées, les neutrinos n'interagissent que par interaction faible avec la matière. Ils sont donc moins affectés par leur voyage intergalactique les menant de leur source à nos détecteurs. Par exemple, la longueur d'interaction d'un neutrino de 1 TeV est d'environ 250 kt/cm^2 (c'est-à-dire 2.5 millions de kilomètres d'eau - nous le verrons sur la figure 2.4), ce qui est un milliard de fois plus important que pour les photons. Il paraît donc probable que des sources complètement invisibles en rayons gamma puissent être découvertes en neutrinos. Remarquons que le rapport entre le nombre de neutrinos et celui de photons attendus est difficile à évaluer. Comme nous le verrons au paragraphe 1.4, il doit approcher 1 lors de la production. Mais sa valeur au détecteur dépend de la densité de matière et de la distance de la source, tous deux facteurs absorbants des photons : il peut prendre des valeurs comprises entre l'unité (c'est le cas des sources proches dites "dépouillées") et l'infini (c'est le cas des sources dites "voilées") [5]. On peut toutefois affirmer qu'une mesure simultanée des flux de neutrinos et de photons serait importante pour déterminer efficacement les caractéristiques des sources et avoir ainsi une connaissance plus précise des mécanismes d'accélération des rayons cosmiques les plus énergiques.

Les neutrinos cosmiques, par la faiblesse de leurs interactions, peuvent nous apporter des informations astrophysiques essentielles sur de très grandes distances et nous aider ainsi à dévoiler une partie spectrale importante du ciel qui nous échappe encore. Ils sont des messagers privilégiés des confins de l'Univers. Leur observation va assurément initier une nouvelle ère de l'Astronomie, comme l'ont fait avant eux les rayons X ou les ondes radio : les neutrinos vont ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'Univers. Cela a d'ailleurs été compris depuis près de 40 ans². Nous allons maintenant présenter brièvement le neutrino, avant de détailler comment et où ce messager cosmique peut être produit.

1.3 Le neutrino

L'histoire du neutrino est récente et pourtant déjà terriblement riche. Imaginé par Pauli en 1930 pour expliquer les spectres de désintégration β , baptisé par Fermi, il ne fut détecté pour la première fois qu'en 1956 (un antineutrino électronique) par Fred Reines et Clyde Cowan auprès du réacteur nucléaire de Savannah River [16]. Une seconde espèce, le neutrino muonique, est identifiée en 1962. Le neutrino occupe aujourd'hui une place bien définie dans le bestiaire des physiciens des particules. Il est une pièce maîtresse de leur théorie actuelle, le Modèle Standard. Dans ce dernier, les particules élémentaires de matière sont classées en trois familles. Il existe un neutrino par famille, associé à un lepton chargé :

Leptons		
e (électron)	μ (muon)	τ (tau)
ν_e	ν_μ	ν_τ

Quarks		
u (up)	c (charm)	t (top)
d (down)	s (strange)	b (beauty)

Le neutrino tauique est la seule de ces particules encore jamais mise directement en évidence.

Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont des leptons (insensibles à l'interaction forte) neutres (insensibles à l'interaction électromagnétique) et de masse nulle. Ils n'interagissent avec la matière que via l'interaction faible, dont l'intensité globale est relativement petite :

Interaction	Intensité	Particule échangée
forte	1	8 gluons
électromagnétique	10^{-2}	γ (photon)
faible	10^{-6}	W^+, W^-, Z^0
gravitationnelle	10^{-36}	graviton ?

C'est pourquoi ils peuvent traverser de grandes quantités de matière sans en être affectés. Cela explique que leur détection fut difficile et tardive. D'ailleurs le voile est loin d'être levé, malgré

²“Since [...high energetic] photons and neutrinos propagate in straight lines, success in their detection will open up broad news areas of astronomy” - K. Greisen [15] (1960).

tous les efforts mis en œuvre pour en percer les ultimes secrets. Car les neutrinos n'en sont pas à une facétie près :

- on ne sait toujours pas, par exemple, si leur masse est rigoureusement nulle ou très faible³, ce qui pourrait avoir des conséquences cosmologiques importantes [19],
- on ne connaît pas leur nature véritable : sont-ils de Majorana, et alors équivalents à leur propre anti-particule, ou de Dirac comme les autres leptons ?
- on ne sait pas si leurs états propres de masse sont équivalents à leurs états propres d'interaction ou s'il existe au contraire des mélanges entre eux, les amenant à "osciller" (c'est-à-dire changer de famille) durant leurs voyages. Cette hypothèse d'oscillation a été annoncée récemment par la collaboration SuperKamiokande [20]. Insaississables, se transformant, ils ont été qualifiés par Michel Cassé d'"anges transsexuels".

Ces incertitudes sont en grande partie alimentées par quelques mesures difficiles à interpréter :

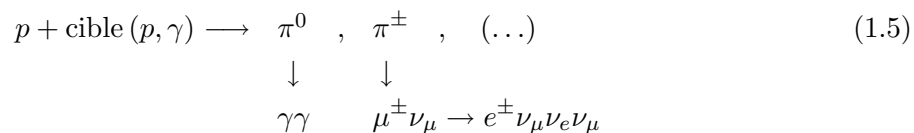
- on constate un déficit des neutrinos provenant de la fusion solaire par rapport à des modèles pourtant fortement testés par ailleurs [21],
- le rapport entre les flux atmosphériques des saveurs électronique et muonique du neutrino est mesuré aux environs de l'unité, alors que l'on attend, d'après l'équation 1.5 qui sera décrite plus loin, une valeur proche de 0.5 [5].

Beaucoup de mystères entourent donc encore les neutrinos, qui ne cessent d'exciter la curiosité des scientifiques : ils ont déjà apporté beaucoup de surprises et ce ne pourrait être qu'un début tant ils paraissent fantasques. Carlo Rubbia dit d'ailleurs d'eux que leur physique est "un champ potentiellement riche de surprises fondamentales pour le futur".

De nombreuses expériences vont dans ce sens et tentent de lever un peu plus le voile. Cela pourrait permettre de dépasser la théorie actuelle de la physique des particules ou au contraire de la renforcer. Citons par exemple quelques expériences en cours sur la nature des neutrinos (NEMO [22]), celles sur les oscillations (SuperKamiokande [23], LSND [24], Soudan II [25], KAR-MEN [26]), celles sur les neutrinos solaires (SuperKamiokande [23], SNO [27], HELLAZ [28]) et rentrons dans le détail de celles basées sur **les neutrinos cosmiques de haute énergie**.

1.4 La production des neutrinos cosmiques

Le processus de production de neutrinos de haute énergie le plus invoqué met en jeu des interactions inélastiques entre des protons du rayonnement cosmique et une cible de matière ou de lumière. Les mésons produits lors de cette réaction peuvent se désintégrer en émettant des neutrinos et des photons, auxquels ils transmettent une partie de l'énergie protonique primaire :



³Les limites actuelles sur leurs masses à 95% de niveau de confiance sont [17,18] $m_{\nu_e} < 3.5$ eV, $m_{\nu_\mu} < 170$ keV et $m_{\nu_\tau} < 18$ MeV, ce qui est relativement lâche.

Le flux de neutrinos résultant de ces désintégrations mésoniques peut être décrit par la fonction suivante [5] :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{I(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left(1.0 \frac{A_{\pi,\nu}}{1 + B_{\pi,\nu}(\cos \theta) \frac{E_\nu}{\epsilon_\pi^c}} + 0.635 \frac{A_{K,\nu}}{1 + B_{K,\nu}(\cos \theta) \frac{E_\nu}{\epsilon_K^c}} + (\dots) \right) \quad (1.6)$$

où

- I représente le flux de particules primaires (équation 1.1),
- θ est leur angle d'incidence par rapport à la cible,
- A , B et Z_{NN} sont des constantes caractérisant l'interaction hadronique et les désintégrations de mésons ; elles dépendent du facteur de puissance du spectre initial.

Le premier terme dans la parenthèse de l'équation 1.6 provient de la désintégration des pions - ceux-ci présentant un rapport de branchement $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ proche de l'unité -, le deuxième de celle des kaons - avec un rapport de branchement $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ égal à 0.635 -, et le terme (...) de celle d'autres mésons. **L'énergie critique** ϵ_m^c prend en compte pour chaque méson m la compétition entre désintégration et interaction. Elle est d'autant plus grande que le milieu considéré est tenu :

- si $E \ll \epsilon_m^c$ les mésons se désintègrent tous. Le spectre des neutrinos produits suit alors la dépendance en énergie du flux de protons primaires :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \propto I(E_\nu) \quad (1.7)$$

- si $E \gg \epsilon_m^c$ les mésons interagissent avant de pouvoir se désintégrer et le spectre des neutrinos est diminué d'une puissance de E_ν :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \propto \frac{I(E_\nu)}{\cos \theta} \frac{1}{E_\nu} \quad (1.8)$$

Afin d'illustrer cela concrètement, prenons trois exemples significatifs de lieux potentiels de production de neutrinos cosmiques. Nous les retrouverons dans le paragraphe suivant. Les spectres qui y sont associés sont schématisés sur la figure 1.4.

- Si la cible est l'atmosphère terrestre (dont les énergies critiques sont $\epsilon_\pi^c \simeq 115$ GeV pour les pions et $\epsilon_K^c \simeq 850$ GeV pour les kaons), tous les mésons se désintègrent pour $E \ll 100$ GeV. Le spectre de neutrinos suit alors la dépendance en énergie du flux des rayons cosmiques primaires présentée au paragraphe 1.1 :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \propto E_\nu^{-\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha \simeq 2.7 \quad (1.9)$$

A des énergies plus grandes, une partie des mésons interagit avant de pouvoir se désintégrer : le spectre devient en $\alpha \simeq 3.7$.

- Le spectre des neutrinos produits par interaction du rayonnement cosmique avec le plan galactique va toujours suivre la dépendance en énergie du flux primaire ($\alpha \simeq 2.7$). Tous les mésons et les particules secondaires ont en effet le temps de se désintégrer avant de parvenir jusqu'à la Terre.
- De la même manière, le spectre des neutrinos produits à la source même des rayons cosmiques les plus énergiques - sources probablement extragalactiques - suivrait le spectre "dur" d'accélération hadronique au sein des chocs, présenté au paragraphe 1.1 (ici le temps caractéristique de confinement magnétique galactique n'intervient évidemment pas). On aurait dans ce cas :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \propto E_\nu^{-\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha \sim 2 + \epsilon \quad (1.10)$$

Ces neutrinos deviennent donc prédominants à haute énergie.

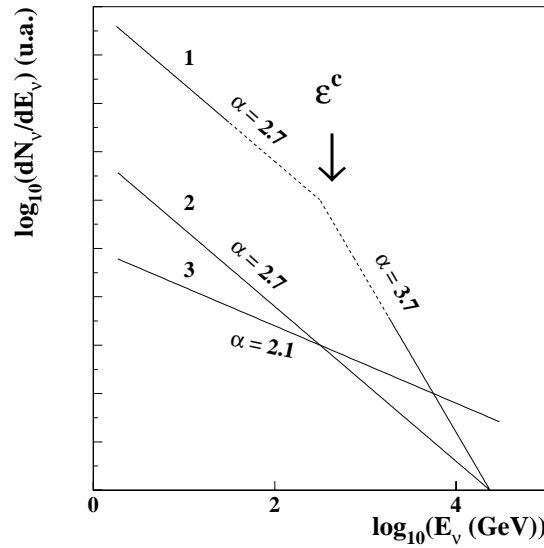


Figure 1.4: Spectres en énergie schématiques de neutrinos de différentes origines : (1) neutrinos atmosphériques, (2) neutrinos du plan galactique, (3) neutrinos extragalactiques. Les valeurs des pentes et les points de cassure sont expliqués dans le texte. Les lieux de croisement sont imprécis.

Après avoir exposé l'intérêt des neutrinos cosmiques comme vecteurs d'informations sur les processus de haute énergie et évoqué la manière dont ils peuvent être engendrés, nous allons maintenant répertorier les divers sites potentiels de production de telles particules ainsi que les flux qui y sont associés. Cela permettra de dresser un premier bilan des potentialités des futurs détecteurs de neutrinos de haute énergie.

1.5 Les sources de neutrinos cosmiques

1.5.1 L'imprévu

Les paragraphes suivants sont consacrés aux diverses sources de neutrinos cosmiques envisagées, des plus certaines aux plus exotiques. Il faut néanmoins garder à l'esprit durant cette brève revue d'effectifs que la détection de neutrinos de haute énergie ouvre une nouvelle fenêtre sur l'Univers : nous allons chausser un nouveau type de lunettes pour scruter ce qui nous entoure. Dès lors, comme l'observation du ciel en micro-ondes avait débouché de manière inattendue sur la mise en évidence du rayonnement fossile (1965), celle en ondes radio sur la découverte des radio-galaxies (1966) et des pulsars (1968) ou celle en rayons gamma sur la détection des sursauts gamma (1970-73), cette nouvelle manière de regarder l'Univers pourrait nous livrer une grande part d'imprévu. Le contraire serait d'ailleurs décevant ! Et cet imprévu se révèle - à juste titre - comme l'une des grandes motivations pour construire les détecteurs de neutrinos cosmiques de demain.

1.5.2 Le garanti

L'interaction des rayons cosmiques primaires avec une cible suivant le processus décrit par l'équation 1.5 produit des neutrinos et des photons. Ces sources sont garanties et les flux correspondants calculables. La cible invoquée peut être l'atmosphère terrestre, le plan galactique ou bien encore le rayonnement fossile.

Les neutrinos atmosphériques

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.4, des neutrinos sont créés lors de la désintégration de mésons produits par interaction du rayonnement cosmique primaire avec l'atmosphère. Ils ont déjà été observés jusqu'à des énergies d'environ 1 TeV [29]. Leur flux est dominé par la contribution dite "conventionnelle" de la désintégration de particules ayant une durée de vie relativement longue comme les pions ou les kaons. La probabilité que ces dernières interagissent avant de se désintégrer augmente avec leur énergie. Des particules de faible durée de vie, notamment les mésons charmés D^\pm , peuvent alors apporter une contribution importante au flux de neutrinos de haute énergie. Ceux-ci sont dans ce cas appelés neutrinos "prompts". Les mésons charmés ont en effet une très grande énergie critique $\epsilon_{\text{charm}}^c$ (de l'ordre de $10^7 - 10^8$ GeV), conséquence directe de leur faible durée de vie. Ils se désintègrent donc quasiment tous. C'est pourquoi, contrairement à celui des autres neutrinos atmosphériques, le spectre des neutrinos prompts suit le spectre primaire jusqu'à très haute énergie (paragraphe 1.4).

Des calculs précis du flux de neutrinos atmosphériques doivent prendre en compte le détail du spectre du rayonnement cosmique primaire, des sections efficaces d'interaction entre protons et des processus d'hadronisation des quarks engendrés. Les calculs du flux "conventionnel" (issu de la désintégration des pions et kaons) diffèrent peu selon les modèles (moins de 20%). Ils utilisent en effet des sections efficaces de production mésonique bien établies par les expériences sur accélérateurs.

Ce n'est pas le cas du flux de neutrinos prompts. Les sections efficaces de production charmée à haute énergie nécessitent un traitement non perturbatif de la théorie. Les extrapolations

nécessaires pour aller au-delà des mesures faites en laboratoire jusqu'à quelques TeV sont incertaines et basées sur des hypothèses qui influent beaucoup sur les résultats [30]. La principale simplification, appelée indépendance d'échelle, est de considérer que la distribution des impulsions parallèles relatives des partons (variable x_F de Feynman) ne dépend pas de l'énergie. Des mesures récentes suggèrent que ceci n'est pas vérifié. Les futures expériences auprès des collisionneurs hadroniques devraient apporter de plus fortes contraintes aux modèles. Le traitement de la production charmée employé dans ceux que nous allons présenter est la principale - mais pas la seule - source de différence entre les flux calculés. Celle-ci est de plusieurs ordres de grandeur :

- le modèle **VOL** [31] fait l'hypothèse d'indépendance d'échelle et utilise une section efficace de production charmée normalisée aux données accessibles en 1987,
- le modèle **ZHV** [32] fait l'hypothèse d'indépendance d'échelle. Il utilise un traitement au premier ordre de la théorie perturbative,
- le modèle **TIG** [33] ne fait pas l'hypothèse d'indépendance d'échelle. Il fait un traitement au premier ordre de la théorie perturbative puis renormalise les ordres supérieurs aux données prises sur accélérateur jusqu'en 1994.

La figure 1.5 présente le flux total de neutrinos atmosphériques (**ATM**) paramétrisé par Volkova [34] et les trois modèles de contributions charmées que nous venons de citer. C'est celle du modèle VOL qui est incluse dans le modèle ATM utilisé dans ce travail. Quel que soit le modèle, le flux associé aux neutrinos prompts ne dépasse celui des neutrinos atmosphériques "conventionnels" qu'au-delà de 100 à 1000 TeV.

Les neutrinos atmosphériques ne représentent pas qu'un bruit de fond pour les détecteurs de neutrinos cosmiques. Outre un rôle d'étalonnage, ils peuvent également leur fournir une excellente opportunité d'étude sur les oscillations de neutrinos. Cette possibilité sera décrite au paragraphe 1.6.

Les neutrinos du plan galactique

Comme évoqué au paragraphe 1.4, l'interaction du rayonnement cosmique primaire avec le gaz interstellaire de notre Galaxie va engendrer un flux diffus de photons et de neutrinos dont le spectre est en $\alpha \simeq 2.7$. Ce gaz est principalement concentré dans le plan galactique, avec des sources ponctuelles comme les nuages moléculaires (par exemple celui d'Orion). Le flux de photons a été récemment détecté par le satellite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) [35]. Le flux associé de neutrinos est présenté sur la figure 1.5. Il semble délicat de le distinguer du flux atmosphérique.

Les neutrinos cosmologiques

Si les protons cosmiques les plus énergiques sont d'origine extragalactique, leur interaction avec le rayonnement fossile photonique engendre inévitablement un flux diffus de neutrinos de très haute énergie [36]. Ces derniers sont produits par photoproduction à la résonance du Δ^+ qui sera décrite plus loin par l'équation 1.11, avec un seuil en énergie du

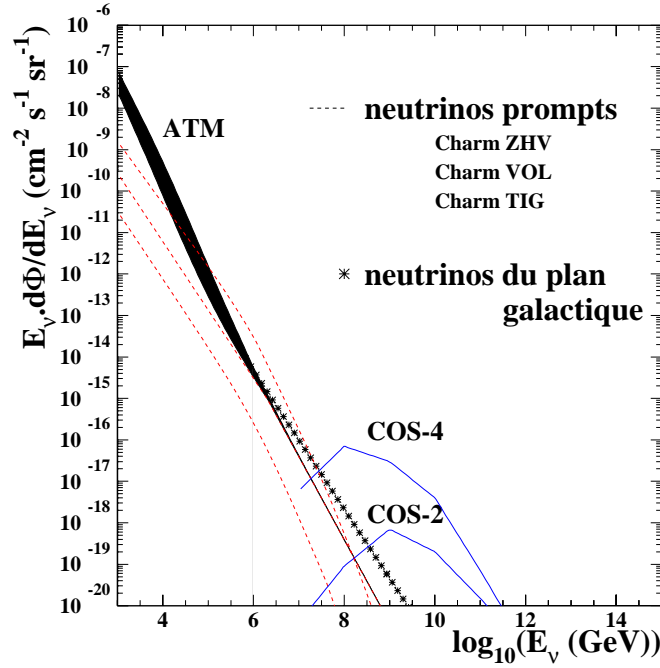


Figure 1.5: Flux des neutrinos atmosphériques selon le modèle ATM [34], des neutrinos prompts (de haut en bas selon les modèles ZHV [32], VOL [31] et TIG [33]), des neutrinos du plan galactique et des neutrinos cosmologiques selon les modèles COS-2 et COS-4 [38] (voir texte). Le flux atmosphérique ATM inclut la composante charmée VOL et est borné entre sa composante horizontale (partie haute) et sa composante verticale (partie basse).

proton de l'ordre de $3 \cdot 10^{19}$ eV ; en deçà, c'est la production de paire $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ qui prédomine.

La densité d'énergie du bruit de fond micro-onde est proportionnelle à $(1+z)^4$, où z est le décalage vers le rouge. Si les rayons cosmiques primaires sont issus de sources nombreuses et lointaines, le flux de neutrinos en sera donc d'autant plus élevé. Le gain est encore plus prononcé pour certains modèles dits "à phase brillante" [37], selon lesquels l'activité des sources était plus importante lorsqu'elles étaient plus jeunes, c'est-à-dire que leur luminosité croît avec leur distance. Le flux attendu de neutrinos cosmologiques est très incertain puisqu'il dépend beaucoup de la distribution spatiale des sources de rayons cosmiques. Celle-ci est supposée être de la forme $(1+z)^m$. Dans le cas $m = 0$, il n'y a pas d'évolution des sources avec le temps, c'est-à-dire que leur activité est supposée être la même depuis leur formation.

La figure 1.5 montre les flux attendus de neutrinos [38] pour deux jeux extrêmes de paramètres : selon le modèle **COS-4** le décalage maximal des sources est de $z_{\max} = 4$ et le facteur d'évolution m est égal à 4 (cas de production maximale de neutrinos), alors que pour **COS-2** $z_{\max} = 2$ et $m = 0$ (cas de production minimale de neutrinos).

Les neutrinos des supernovæ

Une grande partie de l'énergie relâchée par une supernova l'est sous forme de neutrinos : les neutrinos détectés par IMB et Kamiokande lors de l'explosion de SN 1987A l'ont confirmé. L'énergie de ces neutrinos est cependant très faible (quelques dizaines de MeV). Cela les rend difficilement observables par les détecteurs de neutrinos cosmiques de haute énergie, et en particulier ceux dont l'installation est prévue en milieu sous-marin [39]. Le bruit de fond optique contre lequel ces derniers doivent lutter, présenté au paragraphe 2.3.2, rend en effet toute recherche systématique de tels événements de très basse énergie extrêmement délicate. Un télescope sous-marin constitué d'environ 1000 photomultiplicateurs ne serait ainsi sensible qu'aux supernovæ distantes de moins de 5 kpc [39]. Même avec un détecteur plus gros et pour des étoiles de masse importante, il semble difficile d'aller au-delà de 14 kpc.

1.5.3 Les noyaux actifs de galaxie

Les noyaux actifs de galaxie font partie des objets les plus lumineux de l'Univers. Il existe probablement en leur sein un trou noir supermassif (10^4 à 10^{10} masses solaires). Leur luminosité extrême (10^{42} à 10^{48} erg/s) serait alimentée par accrétion de matière sur ce fabuleux moteur qui, outre par sa puissance et sa densité, doit également se distinguer par sa compacité : les luminosités photoniques observées peuvent en effet subir des variations de plusieurs ordres de grandeur sur des périodes aussi courtes qu'un jour. Une autre caractéristique de nombreux noyaux actifs de galaxie est la présence de gigantesques jets relativistes de matière perpendiculaires au plan d'accrétion. On peut en voir sur la figure 1.6. Si les jets pointent dans la direction de l'observateur, le noyau actif de galaxie est probablement ce que l'on appelle un "blazar".

Comme nous l'avons vu, les sites galactiques sont trop petits et le champ magnétique ambiant trop faible pour accélérer des particules jusqu'à 10^{20} eV par le mécanisme de Fermi : cela nécessite par exemple un champ d'une dizaine de gauss sur des milliards de kilomètres (équation 1.3). De tels champs existent au sein des noyaux actifs de galaxie (NAG). En outre, deux d'entre eux, Markarian 421 et Markarian 501, ont été observés en rayonnement gamma. Les autres nous échappent probablement du fait de l'interaction des photons avec le fond diffus cosmologique (paragraphe 1.2). Les noyaux actifs de galaxie sont donc émetteurs de particules de très haute énergie. Ils sont des candidats prometteurs à la production des rayons cosmiques les plus énergiques.

Comment des photons de très haute énergie peuvent-ils être produits au sein des noyaux actifs de galaxie ? Il existe deux classes principales de modèles. La première est basée sur des processus électromagnétiques au cours desquels aucun neutrino n'est produit. La seconde met à l'œuvre des processus hadroniques engendrant aussi un flux de neutrinos de haute énergie.

Les modèles hadroniques

Les modèles hadroniques peuvent se diviser en deux catégories.

Selon les **modèles génériques**, des protons seraient accélérés selon le mécanisme de Fermi du premier ordre lors de chocs au sein du flux d'accrétion provoqué par le trou noir central. Ces protons interagiraient alors soit avec la matière du disque d'accrétion, soit avec le

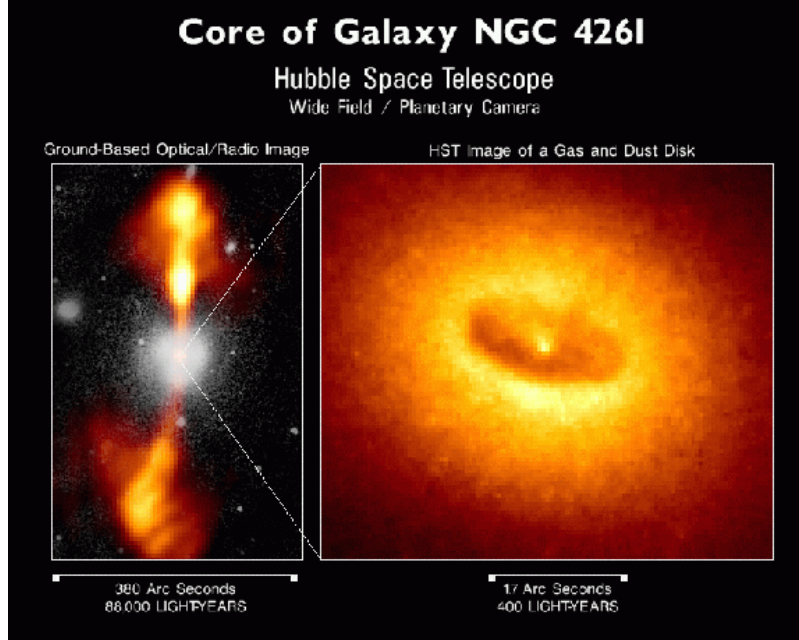
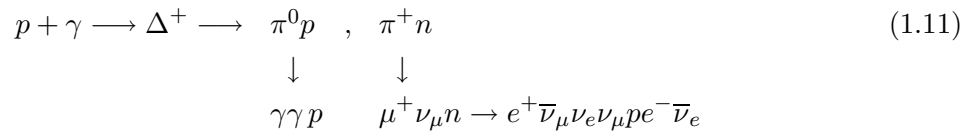


Figure 1.6: Le noyau actif de galaxie NGC 4261, distant d'environ 30 Mpc. Sur l'image au sol de la partie gauche, les jets longs de plusieurs dizaines de kiloparsecs sont nettement visibles. Sur la partie droite, le zoom effectué par le télescope spatial Hubble laisse apparaître le tore de gaz et de poussière, au centre duquel se trouvent le disque d'accrétion de dimension caractéristique de 10^{-3} pc et le trou noir central de dimension typique 10^{-4} pc. Rappelons qu'un parsec représente environ 3.3 années-lumière.

champ radiatif ambiant. Cela engendrerait un flux de photons et de neutrinos très énergiques (équation 1.5). Alors que les neutrinos peuvent s'échapper en conservant le spectre en énergie en $E^{-(2+\epsilon)}$, les photons gamma interagissent avec les champs radiatifs ambiants selon le processus $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Ils produisent ainsi des cascades électromagnétiques, se démultiplient tout en perdant de l'énergie et engendrent un flux important de rayons X.

L'autre classe de modèles hadroniques situe la production de neutrinos dans les jets. Les protons accélérés au sein de "paquets" de matière se déplaçant de manière relativiste le long des jets interagiraient selon le processus décrit par l'équation 1.11 avec le champ photonique ambiant. Ce dernier, très chaud et très dense dans ces régions, est émis par le disque d'accrétion lui-même et/ou par interaction des particules accélérées avec le champ magnétique en présence (notamment par rayonnement synchrotron des électrons des "paquets").



Cette réaction n'est possible que si l'énergie du proton est supérieure à environ $100 \left(\frac{3 \text{ keV}}{E_\gamma} \right)$ TeV. Elle contribue donc principalement à la production des neutrinos les plus énergiques.

Ceci est d'autant plus accentué dans le cas des blazars, dont les jets pointent dans la direc-

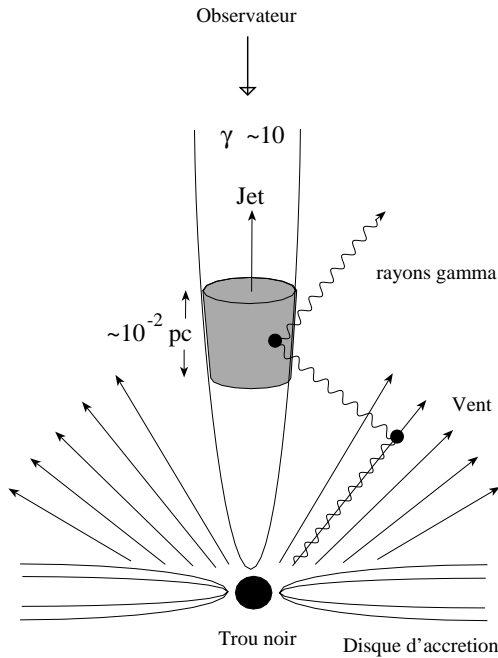


Figure 1.7: Schématisation des modèles de blazar. La partie grisée représente les fins paquets au sein desquels les particules sont accélérées. Les jets peuvent avoir des facteurs de Lorentz γ de l'ordre de 10.

tion de l'observateur. L'accélération des protons et l'interaction radiative ont en effet lieu dans le repère des jets, pouvant présenter un facteur de Lorentz de l'ordre de 10 : l'énergie des neutrinos en est alors d'autant plus élevée (phénomène relativiste de décalage vers le bleu). La figure 1.7 schématise la production de neutrinos de haute énergie selon ces **modèles de blazar**.

La grande variabilité temporelle observée sur les rayons gamma de Markarian 421 et de Markarian 501 [40] leur impose des contraintes. Par exemple, les "paquets" de matière dans lesquels a lieu l'accélération des protons doivent être fins, de l'ordre de 10^{-2} pc. De plus, les réactions $p\gamma$ sont favorisées par rapport aux réactions pp au sein des jets car ces dernières nécessiteraient une densité protonique extrêmement élevée ($> 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

Il est intéressant de noter que la majorité - si ce n'est la totalité - de la cinquantaine de noyaux actifs de galaxie répertoriés par EGRET sont des blazars. De plus des rayons gamma d'énergie supérieure à 1 TeV ont été observés en provenance des blazars Markarian 421 (jusqu'à au moins 5-8 TeV [41]) et Markarian 501 (au-delà de 10 TeV [42]). Cela constitue des arguments favorables à la localisation des chocs dans les jets (donc de l'origine des photons et

des neutrinos les plus énergiques). C'est en partie pour cette raison que les modèles de blazars sont de plus en plus mis en avant par rapport aux modèles génériques. Ils nécessitent néanmoins des ajustements ad hoc pour reproduire toutes les observations.

Les modèles électromagnétiques

Selon ces modèles, ce ne sont pas les protons mais les électrons qui, accélérés par le trou noir, vont transmettre leur énergie au champ radiatif ambiant par diffusion Compton inverse. Ils engendreraient ainsi des photons de haute énergie et aucun neutrino. Ces modèles semblent expliquer de manière naturelle les spectres photoniques observés entre le GeV et le TeV. Ils posent néanmoins quelques problèmes. Le principal d'entre eux réside dans le difficile ajustement de la balance production-absorption. Pour qu'ils produisent des photons très énergiques, les électrons accélérés ne doivent pas perdre trop d'énergie par rayonnement synchrotron avant d'interagir. Cela doit donc se passer près de leur lieu d'accélération, c'est-à-dire près du trou noir. Les photons engendrés sont alors significativement absorbés par collisions $\gamma\gamma$ dans le champ radiatif ambiant qui y est très dense. C'est pourquoi il semble difficile qu'un tel mécanisme produise des rayons gamma plus énergiques qu'environ 10 TeV. Cela s'accommode mal des observations d'HEGRA [43] qui a détecté un signal de photons provenant de Markarian 501 supérieur à 10 TeV [42]. Du fait de la moins grande importance des pertes d'énergie des protons par rayonnement synchrotron, la balance production-absorption des modèles hadroniques s'ajuste

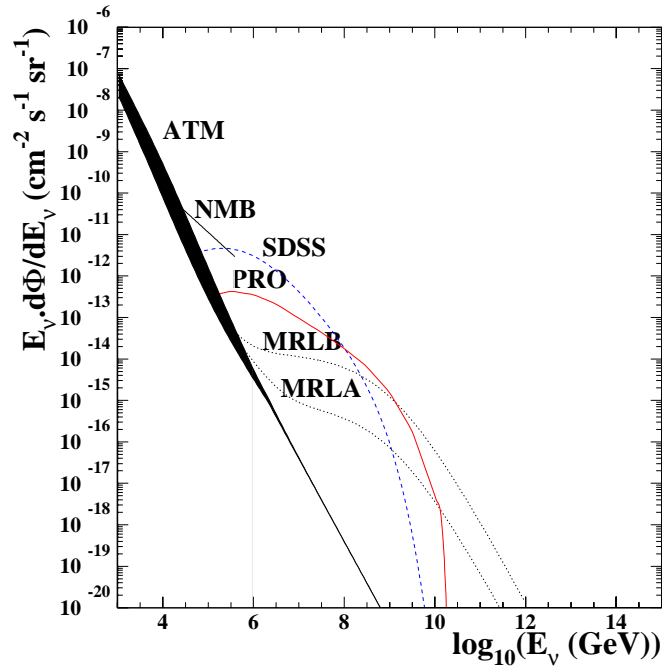


Figure 1.8: Flux diffus de neutrinos issus de noyaux actifs de galaxie selon les modèles génériques NMB [44] et SDSS [45] et selon les modèles de blazar PRO [46] et MRLA-B [47] (voir texte). Pour comparaison, le flux de neutrinos atmosphériques ATM [34] est également schématisé.

plus facilement vers des régions plus éloignées du trou noir. Cela permet dans ce cas d'étendre le spectre photonique à des énergies nettement supérieures à 10 TeV.

Les modèles électromagnétiques et hadroniques ont chacun leurs avantages et leurs difficultés. Ces derniers sont sujets à de nombreux débats. Quoi qu'il en soit, des données supplémentaires permettraient de mettre de plus fortes contraintes sur les différents scenarii proposés. Par exemple, la détection de neutrinos provenant de noyaux actifs de galaxie signerait la présence d'interactions hadroniques. La figure 1.8 présente les flux diffus de neutrinos associés aux principaux modèles hadroniques. Ce sont ceux que nous considérerons dans la suite de ce travail :

- modèle **NMB** [44] : modèle générique où les interactions des protons avec la matière sont dominantes,
- modèle **SDSS** [45] : modèle générique où les interactions des protons avec le champ radiatif ambiant sont dominantes,
- modèle **PRO** [46] : modèle de blazar où les protons interagissent principalement avec les radiations du disque d'accrétion,
- modèle **MRLA-B** [47] : limite inférieure et supérieure d'un modèle de blazar où les protons interagissent principalement avec le rayonnement synchrotron des particules (et

notamment des électrons) accélérées dans les “paquets”. Une contribution d’interactions protons-protons y est ajoutée.

Les flux diffus prévus par ces modèles diffèrent de plusieurs ordres de grandeur. Ils pourraient dominer la composante atmosphérique au-dessus de 10-100 TeV. Une résolution en énergie suffisante pour distinguer les contributions des différentes sources au spectre total sera un outil précieux. Des calculs basés sur les observations des rayons cosmiques tentent de mettre des limites supérieures sur les flux [48, 49]. Ils diffèrent cependant beaucoup les uns des autres pour contraindre significativement les modèles présentés. Il est de toute façon évident qu’une mesure directe sera le meilleur moyen de lever les incertitudes.

1.5.4 Les autres sources possibles

Les neutrinos de sources galactiques

Même si les rayons cosmiques les plus énergiques sont très probablement d’origine extragalactique, certains éléments de notre Galaxie peuvent être des accélérateurs efficaces. Ils sont donc des sources potentielles de neutrinos de haute énergie.

Vestiges de supernovæ

Ce sont les principaux candidats à la production des rayons cosmiques jusqu’au PeV. Ils peuvent schématiquement se diviser en deux grandes catégories : les vestiges de supernovæ de type enveloppe et les plériens, au centre desquels existe un pulsar généralement entouré d’une nébuleuse. Notons que certains vestiges sont “composites”, comprenant à la fois une enveloppe et une partie centrale interne brillante.

L’onde de choc produite par l’explosion d’une supernova est l’un des rares phénomènes galactiques capables d’accélérer des protons jusqu’à des énergies très importantes. Ces derniers acquerraient de l’énergie selon le mécanisme de Fermi (paragraphe 1.1) au sein de l’onde en expansion se diffusant dans le milieu interstellaire. Le front d’onde ayant une durée de vie finie, ce mécanisme ne peut expliquer les énergies protoniques observées au-delà du PeV. Trois sources répertoriées par EGRET pourraient être des enveloppes de supernovæ (IC-443, γ -Cygni et W44). Seule une (SN1006 [50]) a été découverte au-delà du TeV, ce qui commence à contraindre sévèrement les modèles. Un calcul approché du flux de photons d’origine hadronique (équation 1.5) donne [51] :

$$F_{\gamma>(> E) \sim 9 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\theta E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.12)$$

où θE_{SN} est l’énergie de l’explosion de la supernova transmise aux protons, n est la densité du milieu ambiant et d est la distance de la source à la Terre. L’indice spectral est pris égal à 2.1. Ce résultat est valable si l’enveloppe est en expansion adiabatique (phase dite de Sedov), ce qui commence typiquement quelques centaines d’années après l’explosion initiale lorsqu’elle atteint un rayon de l’ordre de quelques parsecs. Cette phase, durant laquelle la luminosité reste quasiment constante, dure généralement plusieurs dizaines de milliers d’années.

Le flux de neutrinos que l’on peut en attendre est très difficile à évaluer et dépend beaucoup de la source considérée. Dans l’hypothèse d’une source “dépouillée” (des calculs précis donnent

dans ce cas un rapport de 0.9 entre le nombre de neutrinos produits et celui de photons [5, 52]) et pour des valeurs canoniques [51] ($n \sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $E_{\text{SN}} \sim 10^{51} \text{ erg}$, $\theta \simeq 0.15$), on obtient un flux de neutrinos valant :

$$F_{\nu}(> E) \sim 2.4 \cdot 10^{-12} \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.13)$$

Notons que cette évaluation est probablement pessimiste car le flux de photons peut être considérablement absorbé par la source elle-même (cas des sources “voilées”).

Dans le cas particulier de la nébuleuse du Crabe (pour laquelle $d \simeq 2 \text{ kpc}$, $n \sim 50 \text{ cm}^{-3}$ et $\theta E_{\text{SN}} \sim 1.5 \cdot 10^{48} \text{ erg}$ [53]) qui possède en son sein un pulsar, nous obtenons le flux de neutrinos suivant :

$$F_{\nu}(> E) \sim 1.5 \cdot 10^{-12} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.14)$$

Le spectre des rayons gamma détectés par CANGAROO [54] provenant de l'ensemble nébuleuse/pulsar du Crabe s'étend jusqu'à 50 TeV [55], ce qui conforte l'idée qu'une partie des photons produits au sein des vestiges de supernovæ est d'origine hadronique. Deux autres pulsars (PSR 1706-44 [54, 56] et Vela [54, 57]) ont été détectés au-delà du TeV.

Dans le cas des jeunes supernovæ, des protons peuvent être accélérés par l'intermédiaire du reste de l'étoile ayant provoqué la supernova (par le champ magnétique d'un pulsar, par accréation sur un trou noir ou par une étoile à neutron) et interagir avec la matière présente dans la couche externe en expansion. Cela produirait ainsi des rayons gamma et des neutrinos selon le mécanisme décrit par l'équation 1.5. Cette production est cependant courte : elle peut avoir une durée d'un an à une dizaine d'années après l'explosion initiale. Avant, l'enveloppe est trop épaisse et après, la luminosité décroît quadratiquement avec le temps. Notons de plus que les explosions de supernovæ sont rares : leur taux est en moyenne de 2 à 4 par siècle dans la Galaxie [39].

Systèmes binaires émetteurs de rayons X

Ces objets astrophysiques, constitués d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) et d'une étoile-compagnon, sont les plus lumineux de notre Galaxie. La dynamique de tels systèmes fait intervenir d'importants transferts de masse du compagnon vers l'objet compact. Les protons gagnent de l'énergie soit par accréation, soit par l'intermédiaire des champs magnétiques très intenses présents à la surface de l'étoile à neutrons (par effet dynamo-électrique [8]). L'étoile-compagnon et/ou le disque d'accréation constituent alors la cible nécessaire à la production des photons et des neutrinos. Des rayons gamma très énergiques ($> 10^{14} \text{ eV}$) provenant des systèmes binaires émetteurs de rayons X “Cygnus X-3” et “Hercules X-1” ont été observés au début des années 80, ce qui n'a pas été confirmé depuis [6].

Les neutrinos des sursauts gamma

Des bouffées de rayons gamma de source cosmique sont détectées au rythme d'environ une par jour depuis plus de 25 ans. Pourtant, leur origine reste toujours incertaine et constitue l'une des principales énigmes de l'astronomie moderne. Elles sont isotropes et de

courte durée (entre 10^{-2} et 10^3 secondes). Une part importante du mystère résidait dans la non-observation d'une composante de longueur d'onde différente (optique, rayons X, rayons U.V., ...) associée à la bouffée de rayons gamma. La détection récente, notamment grâce au satellite BeppoSAX [58], d'une composante radio, optique et en rayons X associée au sursaut gamma GRB970228 [59] a révolutionné le domaine. Les modèles extragalactiques, mettant en jeu des sources cosmologiques très lointaines (de redshift supérieur à 1), et notamment les modèles dits de "boule de feu ultra-relativiste"⁴, sont maintenant favorisés.

Comme montré sur la figure 1.9, le flux diffus de neutrinos de haute énergie que ces modèles prévoient est faible [48] :

$$E_\nu \cdot \frac{d\Phi}{dE_\nu} (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}) = \begin{cases} 3 \cdot 10^{-14} & \text{pour } 1 \text{ TeV} < E_\nu < 100 \text{ TeV} \\ 3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{E_\nu}{100 \text{ TeV}} \right)^{-1} & \text{pour } E_\nu > 100 \text{ TeV} \end{cases} \quad (1.15)$$

Les événements issus de telles sources seront donc peu nombreux. Ils doivent être cependant facilement détectables puisque corrélés en direction et en temps aux bouffées de rayons gamma.

Les neutrinos des défauts topologiques

Des défauts topologiques, comme par exemple les monopôles magnétiques ou les cordes cosmiques, ont pu être formés par brisure de symétrie lors des transitions de phase aux débuts de la formation de l'Univers. En effet, lors d'une brisure de symétrie, certaines régions de l'espace non connectées causalement peuvent acquérir un état différent de l'état dégénéré du reste de l'Univers ou même rester dans la phase de symétrie non brisée qui régnait avant la transition de phase. Dans ces zones, le vide est caractérisé par $\langle \Phi \rangle = v'$, alors que partout ailleurs $\langle \Phi \rangle = v$ (où v et v' dépendent de l'échelle de brisure de symétrie).

Ces défauts topologiques, reflets de l'Univers en formation, contiennent donc un excès d'énergie. Bien que topologiquement stables, ils peuvent perdre une partie de cette énergie par annihilation ou effondrement : émission de radiations gravitationnelles par des boucles macroscopiques de cordes cosmiques, émission directe de particules par la corde cosmique elle-même, annihilation d'états liés métastables monopôle-antimonopôle (appelé "monopolonium")... Ces différents scénarii produisent tous une émission de quanta massifs de différents champs (bosons de jauge, bosons de Higgs, fermions supermassifs) appelés particules "X". Celles-ci se désintègrent très rapidement en quarks et leptons, engendrant ainsi un flux de nucléons, photons et neutrinos, dont l'énergie peut aller jusqu'à m_X , l'échelle de la transition de phase. Si cette dernière est celle de Grande Unification, à une échelle d'énergie d'environ 10^{16} GeV, on obtient un processus susceptible de produire des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie sans faire intervenir de mécanisme d'accélération.

⁴L'idée de base de ces modèles est l'existence de grandes quantités d'énergie relâchées dans une région compacte et opaque aux photons. En se refroidissant adiabatiquement, le système produit une onde relativiste, source d'accélération d'électrons et de protons. Ces derniers peuvent alors interagir avec les photons d'énergie typique de 0.1 à 1 MeV pouvant s'échapper dès que la profondeur optique de la "boule de feu" est suffisamment réduite, et ainsi produire des neutrinos.

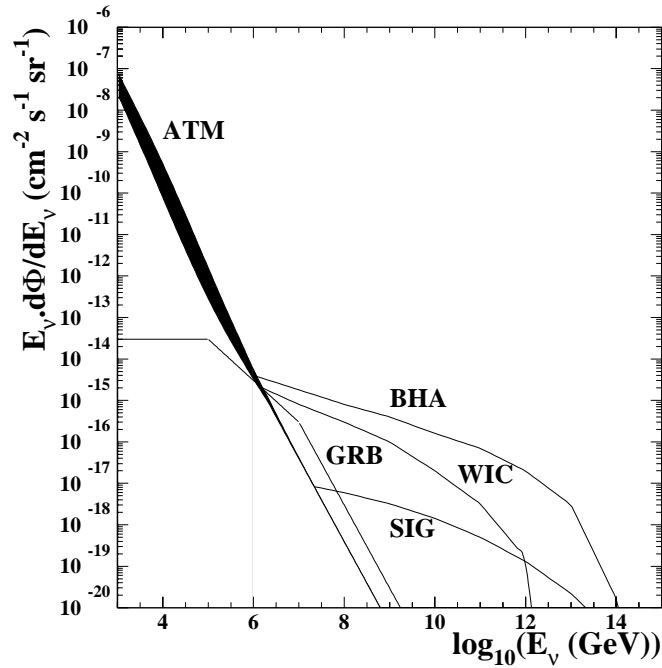


Figure 1.9: Flux diffus de neutrinos issus de sursauts gamma selon le modèle de “boule de feu relativiste” GRB présenté en [48], et de défauts topologiques selon les modèles BHA, SIG et WIC (voir texte). Pour comparaison, le flux de neutrinos atmosphériques ATM [34] est également schématisé.

Les flux diffus de neutrinos prévus sont faibles et très incertains. Ils dépendent de nombreux paramètres et notamment de la masse m_X et du type de défaut topologique. Nous considérons 3 principaux modèles. Les flux qui y sont associés sont présentés sur la figure 1.9 :

- modèle **BHA** [60] : modèle de perte d’énergie des cordes cosmiques par émission d’ondes gravitationnelles ou modèle d’annihilation de monopolonium pour $m_X = 10^{16}$ GeV. Le flux protonique est normalisé par rapport aux observations faites à $5 \cdot 10^{19}$ eV. Le champ magnétique intergalactique est pris égal à 10^{-12} G,
- modèle **SIG** [61] : idem avec normalisation du flux total (nucléons et photons) aux observations des rayons cosmiques les plus énergiques ($> 10^{20}$ eV),
- modèle **WIC** [62] : modèle d’émission directe de particules par des cordes cosmiques pour $m_X = 10^{13}$ GeV (au-delà de cette énergie, de tels modèles rentrent en conflit avec les observations).

Les neutrinos de la matière noire

La présence de matière noire dans l’Univers est nécessaire pour expliquer certains comportements qui violeraient les lois fondamentales de la dynamique si seule la matière visible était présente. La matière noire pourrait être de nature baryonique, sous forme d’objets massifs

sombres, ou non baryonique, sous forme de particules élémentaires. Dans les deux cas, sa recherche peut être effectuée de manière directe ou indirecte.

La détection directe de matière noire baryonique consiste à chercher des objets astrophysiques proches et suffisamment lumineux, comme par exemple des naines rouges, blanches ou des étoiles avortées. Quelques dizaines de candidats ont pu être observés. Les données restent peu nombreuses.

La détection indirecte de matière noire baryonique consiste à chercher des effets gravitationnels, comme ceux de microlentille, produits par des objets massifs. Le petit nombre de candidats trouvés par les expériences MACHO [63] et EROS [64] en direction du Grand Nuage de Magellan indique que de tels objets compacts ne peuvent expliquer à eux seuls l'anomalie observée de la courbe de rotation de la Galaxie.

La détection directe de matière noire non baryonique consiste à mesurer sur Terre les reculs de noyaux atomiques lorsqu'ils entrent en collision avec les particules hypothétiques qui composent le halo galactique [65]. Les détecteurs sont de plus en plus massifs et devraient apporter des résultats significatifs.

La détection indirecte de matière noire non baryonique consiste à observer des neutrinos produits par l'annihilation de particules présentes à l'intérieur des corps célestes. Ces particules, appelées WIMPs (acronyme anglais de "Weakly Interacting Massive Particles"), auraient une masse de l'ordre de celle du boson W et interagiraient faiblement avec la matière. Elles auraient été produites lors du Big Bang. Le candidat WIMP le plus en vogue est le neutralino χ_1^0 , combinaison linéaire stable⁵ la plus légère des partenaires supersymétriques du photon, du Z^0 et des deux bosons de Higgs neutres. Si le halo de la Galaxie est formé de neutralinos, ces derniers orbitent autour des corps célestes et perdent de l'énergie, descendant vers des orbites de plus en plus basses. Certains d'entre eux seraient ainsi capturés et piégés gravitationnellement au centre de corps comme le Soleil ou la Terre. Si leur densité y est suffisante, ils s'annihilent en produisant des hadrons qui, en se désintégrant, engendrent à leur tour des neutrinos. L'énergie de ces derniers est du même ordre de grandeur que la masse des neutralinos. Les télescopes à neutrinos pourraient donc participer à la recherche de matière noire non baryonique. Le signal serait constitué par un excès d'événements provenant du centre de la Terre ou de celui du Soleil par rapport au fond attendu de neutrinos atmosphériques [66].

1.6 Etude des oscillations de neutrinos

Outre un rôle d'étalonnage, les neutrinos atmosphériques peuvent également fournir aux détecteurs de neutrinos cosmiques une excellente opportunité d'étude sur les oscillations de neutrinos [66]. L'analyse sélectionne les événements purement verticaux ascendants et complètement contenus dans le détecteur, c'est-à-dire pour lesquels la totalité de la trace muonique issue d'une interaction courant chargé est visible. Cela permet d'étudier le spectre entre 5 et 100 GeV des neutrinos ayant traversé le diamètre de la Terre. Une suppression du flux est attendue pour $E \text{ (GeV)} = \left[10^4 \Delta m^2 \text{ (eV}^2) \right] / (2n + 1)$, où n est un entier. Les résultats de la collaboration SuperKamiokande [20] suggèrent une différence des carrés des masses Δm^2 comprise entre 10^{-2} et 10^{-3} eV^2 et un angle de mélange élevé. Cette solution serait

⁵si la R-parité est conservée

particulièrement bien adaptée à l'analyse proposée par les télescopes à neutrinos puisque la présence d'oscillations se traduirait par une forte suppression d'événements entre 10 et 100 GeV.

1.7 Conclusion : les potentialités des télescopes à neutrinos

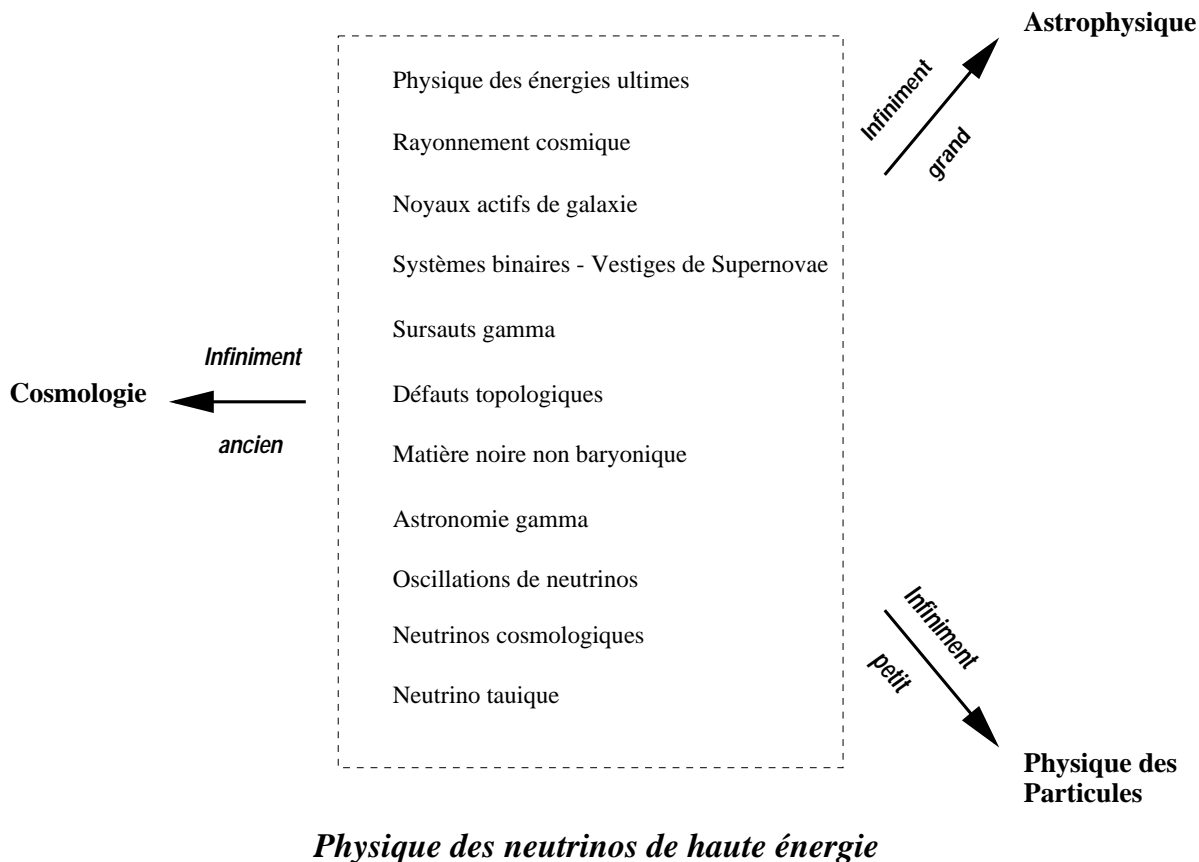
Les sources ponctuelles ou diffuses de neutrinos cosmiques de haute énergie qui viennent d'être mentionnées sont diverses. Les flux que l'on peut attendre de chacune d'elles ont été estimés. Il existe des différences importantes selon les modèles proposés. Les télescopes à neutrinos peuvent apporter des contraintes supplémentaires à ces modèles et sonder plus profondément l'Univers. Du point de vue astrophysique, ils ouvriraient une nouvelle fenêtre d'observation complémentaire de l'astronomie photonique. Ils peuvent de plus permettre d'élucider une partie du mystère qui entoure l'origine des rayons cosmiques les plus énergiques. Du point de vue de la physique des particules, ils constituent un moyen unique d'accéder aux très hautes énergies.

La détection de neutrinos de haute énergie met en jeu des domaines d'une grande diversité : physique du rayonnement cosmique, oscillations de neutrinos, astrophysique des noyaux actifs de galaxie, détection des supernovæ, origines des sursauts gamma, identification de la matière noire, données cosmologiques. . . On peut également envisager d'autres possibilités comme :

- une mise en évidence du neutrino tau. La signature d'une interaction ν_τ de courant chargé consiste en l'identification de deux cascades ("double bang") caractérisant chaque extrémité d'une trace qui est celle du τ [67],
- la détection de rayons gamma très énergiques par la mise en évidence de la composante muonique de la cascade électromagnétique produite dans l'atmosphère [68],
- la détection de $\bar{\nu}_e$ via l'interaction $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ cascade, à la résonance de Glashow (à $E_\nu \simeq 6,3$ PeV),
- une participation importante à d'autres avancées scientifiques :
 - océanologie, étude des milieux marins abyssaux ou de la glace antarctique profonde. Les détecteurs nécessitent en effet une compréhension maximale des propriétés des milieux dans lesquels ils sont plongés (eau des lacs et des mers, glace antarctique). Comme nous le verrons au paragraphe 2.3.2, de nombreuses mesures sont effectuées dans ce sens,
 - triangulation mondiale des régions sismiques, notamment dans des zones abyssales jusqu'alors très peu explorées,
 - tomographie de la Terre : l'observation d'une source ponctuelle de neutrinos à travers le prisme terrestre pourrait permettre de sonder la structure interne profonde de notre planète [69].

Un télescope à neutrinos est un instrument de mesure pluridisciplinaire. Il touche l'Astronomie, l'Astrophysique, la Physique des Particules, les Sciences de la Terre, l'Océanographie. Comme cela est souligné dans l'introduction de ce mémoire, la physique des neutrinos de haute énergie se trouve donc à la croisée de plusieurs chemins. Voici rassemblés les

principaux mots-clés qui les jalonnent. Insistons sur le fait que l'imprévu pourrait occuper une place de choix dans cette partie de la Science encore largement inexplorée :



Nous allons maintenant voir les contraintes expérimentales que la détection des neutrinos de haute énergie impose. Cela nous permettra d'estimer les taux d'événements attendus. Nous présenterons alors les différents projets en cours.

Chapitre 2

Les télescopes à neutrinos

*Et, mesurant les cieux sans bouger d'ici bas,
Il connaît l'Univers et ne se connaît pas.*

LA FONTAINE, FABLES, VIII, 26.

La principale caractéristique du neutrino réside dans la faiblesse de son interaction avec la matière. Cela a rendu sa première mise en évidence directe tardive et délicate. Le problème n'a guère changé depuis : les expériences de détection de neutrinos doivent toutes lutter contre un bruit de fond important par rapport à un signal faible. Avant de nous intéresser plus spécifiquement à la détection des neutrinos de haute énergie, voyons quels neutrinos les hommes ont déjà réussi à prendre dans leurs filets et comment ils l'ont fait.

2.1 Détecter des neutrinos

Détecter des particules possédant une section efficace si faible impose trois contraintes expérimentales majeures : un flux important, une cible épaisse et un blindage suffisant. La première observation directe fut faite en 1956 auprès du réacteur nucléaire de Savannah River produisant en abondance des antineutrinos électroniques. Une cible constituée de 400 litres d'eau cadmiée et de 5400 litres de scintillateur liquide, entourée de photomultiplicateurs, y fut placée durant près de 1400 heures. La réaction utilisée est la capture de l'antineutrino par un proton $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (réaction β -inverse). Une coïncidence retardée entre la lumière issue de l'annihilation du positron et celle due à la capture du neutron constitue alors une signature propre du passage du neutrino. Des expériences utilisant ce principe existent toujours, comme celle auprès du réacteur nucléaire de CHOOZ dans les Ardennes [70]. Elles bénéficient du flux gigantesque d'antineutrinos produit par les réacteurs : une centrale de 1000 MW émet environ $5 \cdot 10^{20}$ antineutrinos de basse énergie (< 10 MeV) par seconde !

Les techniques et expériences basées sur les centrales nucléaires ou sur les accélérateurs de particules ont permis de mettre en évidence les neutrinos (au moins les saveurs électroniques et muoniques) et de les étudier précisément. La source initiale y est "artificielle", les neutrinos étant créés par des machines humaines à des énergies inférieures à quelques centaines de GeV.

Cela a contribué à mettre au point d'autres principes de détection désormais couramment employés dans de nombreuses expériences à l'écoute des neutrinos du cosmos. Remarquons que celles-ci se situent toutes en dessous de plusieurs centaines de mètres de roche puisqu'elles nécessitent un blindage important contre le flux de rayons cosmiques. Voici les trois principales techniques utilisées :

- lorsqu'un neutrino interagit avec un électron de la cible, l'électron de recul peut être observé à travers la lumière qu'il émet lorsqu'il traverse un **scintillateur liquide**. Cette lumière est recueillie par des photomultiplicateurs. Cela donne accès à l'énergie et à la direction du neutrino. Parmi les expériences l'utilisant ou l'ayant utilisé, citons LVD (Large Volume Detector) [71], MACRO (Monopole And Cosmic Ray Observatory) [72] et Borexino [73] dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso sous plus d'un kilomètre de roche,
- les **expériences radio-chimiques** utilisent la transformation d'un isotope stable d'une substance en un isotope radioactif d'une autre substance. Par exemple, l'expérience pionnière Chlore [74] dans la mine de Homestake aux Etats-Unis utilisait la réaction $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$. Les expériences GALLEX [75] et SAGE [76] utilisaient comme cible plusieurs dizaines de tonnes de gallium : $^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$. Le but est de recueillir et de compter les quelques atomes de composé radioactif produits par le passage des neutrinos parmi les dizaines de tonnes de la cible. Avec ce procédé, toute détermination de la direction ou de l'énergie est impossible. Il n'est donc pas du tout adapté à l'astronomie. En outre, l'analyse des données est plus délicate car elle est intégrée sur le spectre en énergie,
- d'autres expériences sont basées sur l'**effet Tcherenkov** que nous décrivons au paragraphe 2.2.1. Une cible de plusieurs milliers de tonnes d'eau est entourée de plusieurs centaines de photomultiplicateurs destinés à recueillir la lumière Tcherenkov émise par le partenaire chargé du neutrino. Cette technique conserve l'information directionnelle (sauf dans le cas de la réaction β -inverse) et énergétique du neutrino. Parmi les principales expériences l'utilisant, citons Kamiokande [77], remplacé en 1996 par SuperKamiokande [23], IMB [78] (Irvine, Michigan, Brookhaven) et SNO [27] (Sudbury Neutrino Observatory) qui utilise de l'eau lourde (D_2O).

Ces techniques ont permis de détecter des neutrinos d'origine cosmique. A ce jour ceux-ci ne sont issus que de 3 sources :

- le Soleil, dont la fusion nous envoie quelques 65 milliards de neutrinos par centimètre carré et par seconde,
- l'atmosphère terrestre, pour laquelle le mécanisme de production a été détaillé au paragraphe 1.5.2,
- la supernova 1987A, située dans le "Grand Nuage de Magellan"¹.

Ces neutrinos déjà mis en évidence ont des énergies relativement faibles : quelques MeV pour ceux du Soleil, quelques dizaines de MeV pour ceux de la supernova et quelques GeV (jusqu'au

¹Il s'agit d'une galaxie satellite de notre Galaxie. Elle est distante de la Terre d'environ 50 kpc.

TeV) pour les neutrinos atmosphériques. Nous avons vu au chapitre précédent le grand intérêt que représentent les neutrinos ayant des énergies plus importantes (dans la région du TeV et au-delà) et les nombreuses sources potentielles qui y sont associées. Nous allons maintenant nous y intéresser plus spécifiquement.

2.2 Détecter des neutrinos de très haute énergie

La détection de neutrinos cosmiques de haute énergie ne fait pas exception : elle nécessite une cible épaisse et un blindage important. La faiblesse des flux détaillés au paragraphe 1.5 rend cependant le problème encore plus délicat. Comme nous le verrons, des surfaces effectives de l'ordre du km^2 (ou des volumes actifs de l'ordre du milliard de tonnes (!!)) sont alors nécessaires à l'observation d'un nombre satisfaisant d'événements. Il s'agit de volumes très importants qui sont, comme le précise le tableau 2.1, plusieurs ordres de grandeur au-delà de ceux des détecteurs de neutrinos en opération.

expérience	technique de détection	masse du détecteur (tonnes)
LVD [71]	scintillateur liquide	1800
MACRO [72]	scintillateur liquide	600
Baksan [79]	scintillateur liquide	200
Kamiokande [77]	effet Tcherenkov	2000
SuperKamiokande [23]	effet Tcherenkov	50 000
IMB [78]	effet Tcherenkov	800
Télescopes à neutrinos de haute énergie	effet Tcherenkov	10^6 - 10^9

Tableau 2.1: Principales techniques de détection de neutrinos cosmiques permettant de faire de l'astronomie et quelques expériences associées. Les futurs télescopes à neutrinos nécessitent des volumes beaucoup plus importants que les détecteurs existants.

Dans ces conditions, l'élaboration d'instruments utilisant des scintillateurs liquides n'est pas envisageable pour des raisons techniques et financières. Les expériences radio-chimiques ne remplissent pas les conditions requises pour faire de l'astronomie. Au contraire, les technologies actuelles doivent permettre d'effectuer une détection basée sur l'effet Tcherenkov sur de très grandes surfaces et avec un seuil en énergie inférieur au TeV, tout en apportant les informations nécessaires sur la direction et l'énergie des neutrinos. C'est ce que nous allons maintenant détailler.

Notons que d'autres méthodes sont envisagées, comme l'observation des micro-ondes émises par les cascades issues de neutrinos ou celle d'ondes acoustiques engendrées par le réchauffement du milieu de détection consécutivement aux pertes d'énergie de ces cascades [6]. Ces techniques imposent cependant un seuil en énergie très élevé de plusieurs PeV.

2.2.1 Principe de détection

La réaction courant chargé d'un neutrino avec la matière terrestre produit un lepton de même saveur que celle du neutrino et une cascade hadronique X . Dans le cas muonique, cela donne :

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \longrightarrow \mu^-(\mu^+) + X \quad (2.1)$$

Si le lepton chargé traverse un milieu d'indice n à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu ($v \geq c/n$), et possède donc une énergie supérieure à l'énergie de seuil $E_c = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}}$ (où m est sa masse), il émet un rayonnement caractéristique appelé **rayonnement Tcherenkov** (figure 2.1). Tous les photons qui en sont issus sont émis autour de la trajectoire de la particule sur un cône d'angle au sommet Θ_c défini par

$$\cos \Theta_c = \frac{v_{\text{lumière}}}{v_{\text{particule}}} = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.2)$$

et possèdent la distribution spectrale suivante :

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi}{137 \cdot \lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \cdot \beta^2} \right). \quad (2.3)$$

Dans le cas de particules relativistes ($\beta \simeq 1$), l'angle Tcherenkov Θ_c est indépendant de l'énergie. Le rayonnement peut être détecté en instrumentant un milieu transparent à l'aide d'une matrice tri-dimensionnelle de photomultiplicateurs. Les informations recueillies par ces derniers doivent permettre de déterminer la direction et l'énergie du lepton chargé. Comme nous le verrons au paragraphe 2.2.2, celles-ci sont fortement corrélées respectivement à la direction et à l'énergie du neutrino incident.

La détection de neutrinos de haute énergie nécessite un énorme volume de matériau transparent. Dans ces conditions, ce dernier ne peut être qu'un milieu naturel comme l'eau ou la glace polaire. Par exemple, dans l'eau de mer d'indice de réfraction $n \approx 1.35$, un muon ionisant plus énergétique que $E_c \approx 160$ MeV rayonnera environ 220 photons Tcherenkov par centimètre dans la fenêtre de sensibilité des photomultiplicateurs sur un cône d'angle au sommet de 42° .

L'avantage de la saveur muonique sur les saveurs électronique et tauique est important : contrairement à l'électron ou au tau, le muon peut se propager sur de grandes distances, que nous quantifierons plus en détail au paragraphe 2.2.3. Notons par exemple qu'un muon de 1 TeV parcourt en moyenne 1 km dans la roche et un muon de 100 TeV plus de 5 km. Cela accroît d'autant le volume effectif de détection car même si le neutrino interagit à plusieurs kilomètres du détecteur, le muon produit peut parvenir jusqu'à ce dernier. Ce principe est schématisé sur la figure 2.2. Au contraire, les ν_e et les ν_τ ne seront détectés que s'ils interagissent dans le volume géométrique du détecteur (événements dits "contenus"). C'est pourquoi nous nous intéresserons dans la suite de ce travail essentiellement à **la saveur muonique**. Quelques études sur les événements contenus ont déjà été menées [67,80].

Le problème principal réside dans le bruit de fond constitué par les muons atmosphériques produits par interaction du rayonnement cosmique primaire avec l'atmosphère. Ils seront

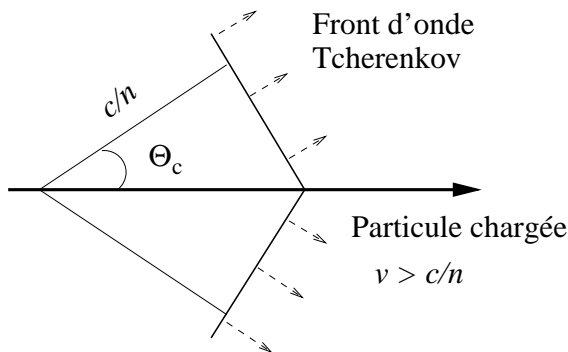


Figure 2.1: Emission du rayonnement Tcherenkov par une particule chargée dans un milieu d'indice n . Les photons sont émis sur un cône d'angle au sommet Θ_c (équation 2.2).

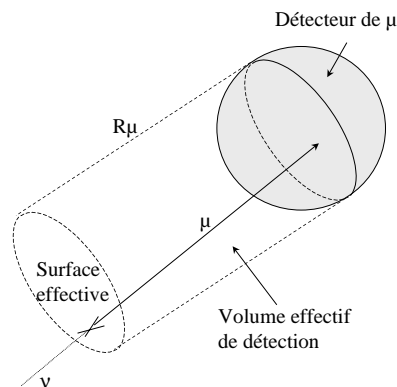


Figure 2.2: Augmentation du volume effectif de détection par rapport au volume géométrique du détecteur grâce aux grandes distances R_μ parcourues par les muons de haute énergie.

présentés plus précisément au paragraphe 2.2.5. Ces particules, au contraire des neutrinos, ne peuvent pas traverser la Terre : si un muon va du bas vers le haut, c'est qu'il provient d'un neutrino. Le but consiste donc à rechercher des muons "ascendants", témoins du passage de neutrinos.

Le second bruit de fond provient des neutrinos atmosphériques. Leur flux domine le signal diffus attendu en deçà d'environ 10 TeV mais décroît plus rapidement avec l'énergie (voir le paragraphe 1.5). Une résolution en énergie suffisante sera donc nécessaire pour réduire significativement ce bruit.

Pour résumer, nous pouvons dire que la détection de neutrinos de haute énergie nécessite :

1. de grands volumes (à cause de la faiblesse des flux et du petit taux d'interaction), pouvant être instrumentés par étapes et dans un budget raisonnable,
2. un détecteur placé à grande profondeur afin de se prémunir des muons atmosphériques créés lors de l'interaction du rayonnement cosmique primaire avec l'atmosphère terrestre,
3. une résolution en énergie satisfaisante pour se prémunir des neutrinos atmosphériques qui sont prédominants en dessous de 10 TeV,
4. une précision angulaire aussi bonne que possible pour identifier les sources.

Toutes les caractéristiques de ce principe de détection vont être détaillées et quantifiées dans la suite de ce travail. Nous allons commencer par calculer le flux de muons ascendants que l'on peut attendre des neutrinos issus des diverses sources répertoriées au premier chapitre et ainsi déterminer le pouvoir de détection des télescopes à neutrinos. Pour cela, il est nécessaire de connaître la section efficace courant chargé neutrino-nucléon et l'atténuation du faisceau de neutrinos par la Terre, ainsi que la perte d'énergie du muon avant son entrée dans le détecteur. Nous allons donc d'abord nous intéresser à ces deux grandeurs.

2.2.2 Interaction du neutrino sur la cible

La section efficace des interactions faibles courant chargé des (anti)neutrinos avec la matière fait appel aux fonctions de distributions partoniques q et \bar{q} dans les nucléons :

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}^{cc}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} [xq(x, Q^2) + x(1-y)^2\bar{q}(x, Q^2)] \quad (2.4)$$

où Q est l'impulsion de transfert entre le neutrino et le muon et où $x = Q^2/2m_N(E_\nu - E_\mu)$ et $y = 1 - (E_\mu/E_\nu)$ sont les variables de Bjorken. Au-dessous du TeV, la section efficace augmente linéairement avec E_ν . Les fonctions de distributions partoniques y sont dominées par la contribution des quarks de valence, rendant la section efficace des antineutrinos plus faible que celle des neutrinos. A plus haute énergie, l'effet du propagateur du W devient important en supprimant les valeurs à grand Q^2 . Les fonctions de distributions partoniques, au sein desquelles la contribution des quarks de la mer augmente avec l'énergie, sont alors dominées par les petites valeurs de x ($x < \frac{M_W^2}{2m_N E_\nu}$). C'est pourquoi les sections efficaces des neutrinos et celles des antineutrinos deviennent identiques et s'infléchissent pour devenir proportionnelles à $\log(E_\nu)$. Les mesures expérimentales des fonctions de structure sont actuellement limitées à des valeurs $x > 10^{-4}$. Cela rend la détermination des sections efficaces faite par extrapolation précise jusqu'à environ 10 PeV. Elle est plus incertaine au-delà. Cela suffit pour la grande majorité de la physique mise en jeu et en particulier celle considérée dans ce travail. Les distributions partoniques employées dans ce dernier sont celles déterminées par la collaboration CTEQ [81].

Un neutrino ascendant avec un angle d'incidence θ_{nadir} au-dessus du nadir (un angle nul signifie que le neutrino est strictement vertical ascendant) rencontre une certaine densité-colonne z de terre (figure 2.3). Cette quantité est à comparer à la longueur d'interaction L_{int} des neutrinos et antineutrinos sur une cible de nucléons (figure 2.4). Celle-ci est donnée à partir de la section efficace $\sigma_{\nu N}^{cc}$ par :

$$L_{\text{int}}^{-1} = N_A \cdot \sigma_{\nu N}^{cc}(E_\nu) \quad (2.5)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro. Le facteur de transmissivité de la Terre à un flux de neutrinos d'énergie E_ν ascendants avec un angle zénithal θ est alors donné par :

$$T(\theta, E_\nu) = \exp\left(\frac{-z(\theta)}{L_{\text{int}}(E_\nu)}\right) \quad (2.6)$$

Il est représenté sur la figure 2.5. Notons par exemple qu'un flux de neutrinos ascendants strictement verticaux est diminué d'un facteur e à 40 TeV et est très atténué au-delà du PeV. Les neutrinos horizontaux ne sont quant à eux quasiment pas affectés jusqu'à 100 PeV car ils traversent une moindre quantité de matière. La transmissivité totale de la Terre $S(E_\nu)$ à un flux isotrope de neutrinos ascendants d'énergie E_ν est alors :

$$S(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int T(\theta, E_\nu) d\Omega \quad (2.7)$$

où l'intégration est effectuée sur l'hémisphère inférieur (figure 2.6). On peut, par exemple, remarquer que la Terre absorbe en moyenne plus de 30% d'un flux isotrope de neutrinos ascendants de 100 TeV et près de 70% de ceux de 1 PeV.

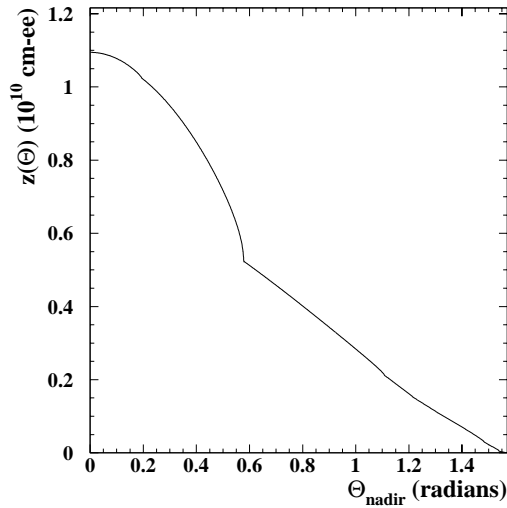


Figure 2.3: Densité-colonne de terre z rencontrée par des neutrinos incidents avec un angle θ au-dessus du nadir selon le modèle géophysique du globe (Preliminary Earth Model) [82]. Elle est donnée en centimètre équivalent-eau (cm-ee), ce qui correspond à des $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Le cœur terrestre, très dense, y est nettement visible.

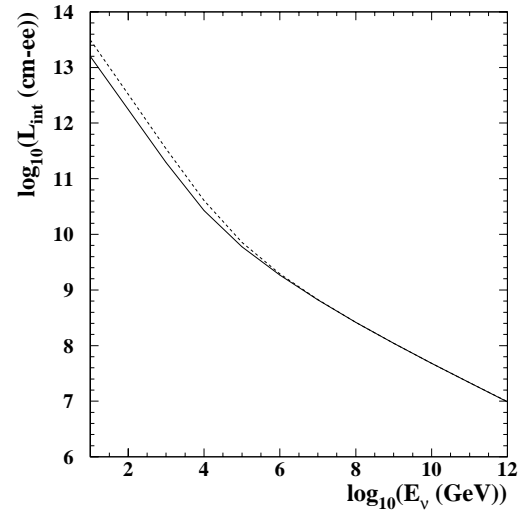


Figure 2.4: Longueur d'interaction courant chargé des neutrinos (trait plein) et des antineutrinos (pointillés) avec la matière en fonction de leur énergie. Elle est donnée en centimètre équivalent-eau (cm-ee), ce qui correspond à des $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$.

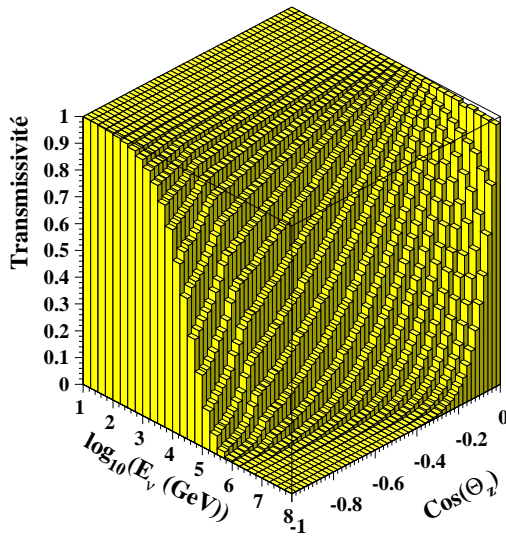


Figure 2.5: Facteur de transmissivité de la Terre à un flux de neutrinos d'énergie E_ν ascendants avec un angle zénithal θ_z . L'effet du cœur terrestre y apparaît clairement.

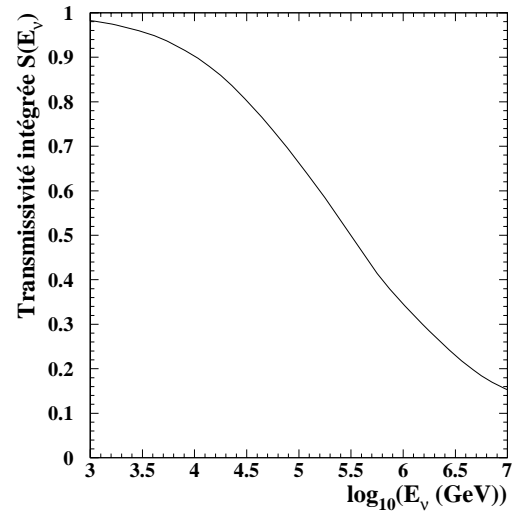


Figure 2.6: Transmissivité totale $S(E_\nu)$ de la Terre à un flux isotrope de neutrinos ascendants d'énergie E_ν .

La direction et l'énergie du muon produit lors de l'interaction courant chargé d'un neutrino sont fortement corrélées respectivement à la direction et à l'énergie de ce dernier. La fraction moyenne d'énergie emportée par le muon est montrée sur la figure 2.7 par la courbe en pointillés. Tous les événements n'ont cependant pas la même probabilité d'être vus par le détecteur. Nous avons souligné (figure 2.2) que ce dernier a un volume sensible d'autant plus important que le muon a une énergie élevée. C'est pourquoi la fraction moyenne d'énergie emportée par les muons arrivant au détecteur (courbe en trait plein de la figure 2.7) est plus importante que dans le cas général.

L'angle moyen entre le neutrino incident et le muon produit est présenté en fonction de l'énergie du neutrino sur la figure 2.8 par la courbe en pointillés. Il peut être ajusté par la fonction suivante :

$$\bar{\Theta}_{\nu-\mu} \approx \frac{1.3^\circ}{(E_\nu(\text{TeV}))^{0.6}} \quad (2.8)$$

Les grands angles sont principalement causés par des événements où le muon emporte une faible partie de l'énergie du neutrino. Ceux-ci ont moins de chance d'être vus par le détecteur. C'est pourquoi l'angle moyen entre un neutrino et un muon est plus faible quand on impose à ce dernier de parvenir jusqu'au détecteur (courbe en trait plein de la figure 2.8). Il peut dans ce cas être ajusté par :

$$\bar{\Theta}_{\nu-\mu} \approx \frac{0.7^\circ}{(E_\nu(\text{TeV}))^{0.6}} \quad (2.9)$$

Notons qu'il est encore plus faible dans le cas des antineutrinos de basse énergie puisque les antimuons emportent une partie plus importante de l'énergie que ne le font les muons. L'angle moyen entre les antineutrinos et les antimuons parvenant au détecteur peut être ajusté par :

$$\bar{\Theta}_{\bar{\nu}-\bar{\mu}} \approx \frac{0.5^\circ}{(E_{\bar{\nu}}(\text{TeV}))^{0.55}} \quad (2.10)$$

Les muons conservent donc très précisément l'information directionnelle des neutrinos de haute énergie. En reconstruisant efficacement leur direction, on pointera précisément vers la source d'émission. Cette condition, nécessaire pour faire de l'astronomie, justifie l'appellation **“télescope à neutrinos”**. Nous verrons au paragraphe 4.3 que la résolution de ce dernier ne sera pas limitée par l'angle physique entre le neutrino incident et le vrai muon que nous venons de présenter mais par les effets dus à la reconstruction de la trace muonique.

2.2.3 Propagation du muon

Les pertes d'énergie du muon dans la matière sont dues d'une part à des processus continus d'ionisation et d'autre part à des processus radiatifs. Ces derniers, comme le rayonnement de freinage, la production de paires ($\mu Z \rightarrow \mu e^+ e^- Z'$) et la hadroproduction ($\mu N \rightarrow \mu$ hadrons), entraînent une plus grande fluctuation. Les pertes d'énergie par ionisation sont pratiquement constantes au-dessus du GeV. Celles qui sont radiatives augmentent linéairement avec l'énergie du muon. La perte d'énergie moyenne d'un muon d'énergie E_μ peut alors être décrite par l'expression :

$$-\left\langle \frac{dE_\mu}{dx} \right\rangle = \alpha(E_\mu) + \beta(E_\mu)E_\mu \quad (2.11)$$

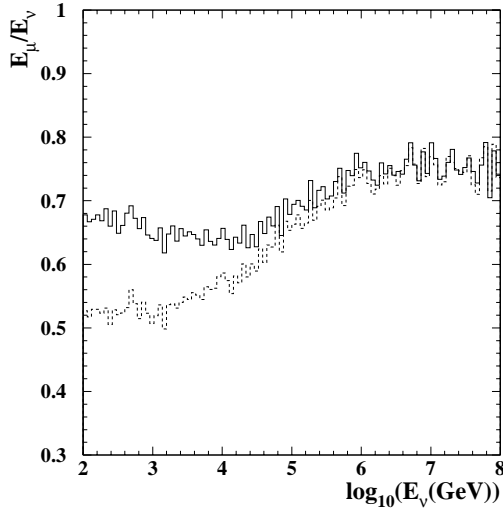


Figure 2.7: Fraction moyenne de l'énergie du neutrino emportée par le muon. La courbe en pointillés considère tous les événements (cas à la production). Celle en trait plein ne prend en compte que les muons arrivant jusqu'au détecteur.

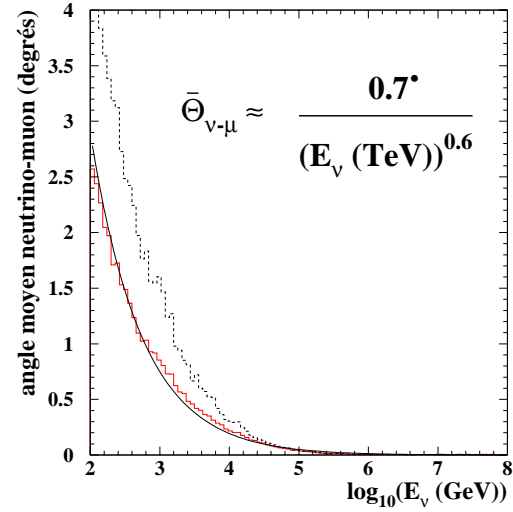


Figure 2.8: Angle moyen entre le neutrino d'énergie E_ν et le muon produit par interaction courant chargé. La courbe en pointillés considère tous les événements (cas à la production). Celle en trait plein ne prend en compte que les muons arrivant jusqu'au détecteur. Elle est lissée par la fonction de l'équation 2.9.

où le facteur α tient compte de l'ionisation et le facteur β des effets radiatifs. Ces paramètres peuvent en première approximation être considérés indépendants de l'énergie du muon. Leurs valeurs dans l'eau sont par exemple respectivement d'environ $2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^{-1}$ et $3.4\cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ [17]. Pour une énergie supérieure à l'énergie critique $\epsilon_c = \alpha/\beta$, valant environ 600 GeV dans l'eau et 500 GeV dans la roche, les processus radiatifs stochastiques deviennent prédominants. C'est pourquoi une détermination précise du parcours des muons, de leurs flux et de leurs effets sur le détecteur nécessitent des simulations Monte Carlo. Celles-ci seront présentées dans les prochains chapitres. Notons simplement que la distance moyenne que parcourt un muon est proportionnelle à son énergie en dessous du TeV et au logarithme de son énergie au-delà. Elle atteint dans la roche environ 1.1 kilomètres à 1 TeV, 2.9 km à 10 TeV et 5.1 km à 100 TeV. Le volume effectif du détecteur pour des événements muoniques est fortement élargi par ces distances (figure 2.2).

2.2.4 Taux d'événements attendus

L'objet de ce paragraphe est d'évaluer le flux de muons induits par les neutrinos provenant des diverses origines présentées au premier chapitre. Cela a été fait à l'aide de simulations Monte Carlo. Celles-ci prennent en compte les flux initiaux de neutrinos, la probabilité d'une interaction courant chargé et sa cinématique, la transmissivité de la Terre et la propagation des muons jusqu'au détecteur. Le flux muonique est donné analytiquement par :

$$\frac{d\Phi}{dE_\mu} = \int \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \cdot S(E_\nu) \cdot P_\mu(E_\nu, E_\mu) \cdot dE_\nu d\Omega \quad (2.12)$$

où

- $S(E_\nu)$ est le facteur de transmissivité totale de la Terre défini par l'équation 2.7,
- $P_\mu(E_\nu, E_\mu)$ représente la probabilité qu'un neutrino d'énergie E_ν donne un muon d'énergie E_μ au détecteur :

$$P_\mu(E_\nu, E_\mu) = N_A \cdot \sigma_{\nu N}^{cc}(E_\nu) \cdot \langle R(E_\nu; E_\mu) \rangle \quad (2.13)$$

où $\langle R(E_\nu; E_\mu) \rangle$ est le trajet moyen que parcourt un muon produit par un neutrino d'énergie E_ν avant d'atteindre une énergie E_μ .

L'intégrale de l'équation 2.12 s'effectue bien entendu aussi sur l'angle d'incidence des neutrinos. Les résultats de ces simulations apparaissent sur la figure 2.9. Les spectres des muons atteignant le détecteur issus soit de neutrinos atmosphériques soit de noyaux actifs de galaxie y sont présentés.

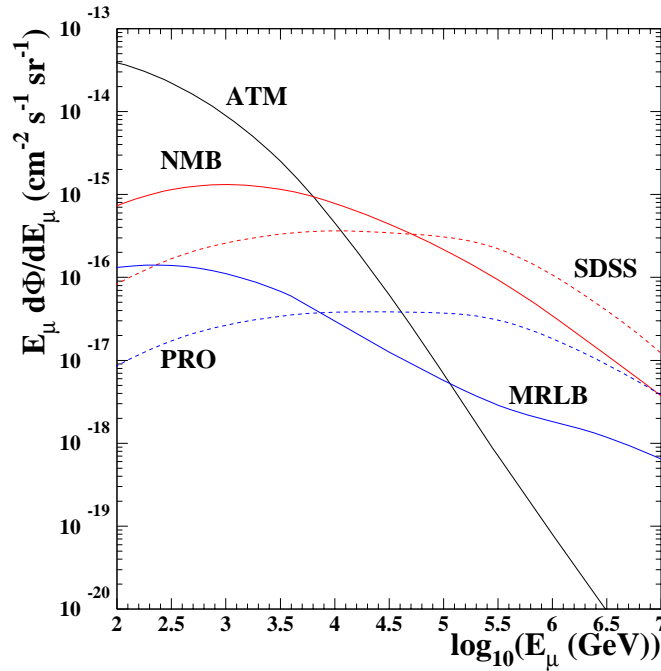


Figure 2.9: Spectres, au niveau du détecteur, des muons issus de neutrinos atmosphériques selon le modèle ATM [34] et de noyaux actifs de galaxie selon les modèles génériques (NMB [44], SDSS [45]) et selon les modèles de blazar (PRO [46], MRLB [47]). Ces modèles ont été présentés et détaillés au paragraphe 1.5. Les flux de neutrinos associés sont montrés sur la figure 1.8.

En supposant que la surface effective de détection A_{eff} soit indépendante de l'énergie (c'est-à-dire qu'elle soit constante au-delà d'un seuil E_{seuil}) et de la direction des muons, le nombre

d'événements que l'on peut attendre des différentes sources peut se calculer analytiquement par :

$$N_\mu(E_\mu > E_{\text{seuil}}) = A_{\text{eff}} \int_{E_{\text{seuil}}} \frac{d\Phi}{dE_\mu} \cdot dE_\mu d\Omega \quad (2.14)$$

Le tableau 2.2 résume les taux d'événements provenant de sources diffuses pour un détecteur de surface effective constante de 0.1 km^2 avec des seuils compris entre 1 et 100 TeV. Bien évidemment, l'efficacité de détection dépend en fait de l'énergie et de la direction des muons. Nous présenterons explicitement cette dépendance au chapitre 4. Cela permettra de donner des estimations plus précises sur les nombres d'événements attendus.

Modèle	Energie de seuil E_{seuil}		
	1 TeV	10 TeV	100 TeV
<u>Atmosphériques</u>			
ATM [34]	1180	28	0.4
neutrinos prompts			
VOL [31]	26	2.9	0.15
ZHV [32]	217	29	1.6
TIG [33]	3.2	0.35	0.02
<u>NAG génériques</u>			
SDSS [45]	429	278	120
NMB [44]	776	249	49
<u>Blazars</u>			
PRO [46]	52	36	19
MRLA [47]	35	5.2	0.5
MRLB [47]	39	7.7	2.0
<u>Sursauts gamma</u>			
Boule de feu [48]	1.0	0.5	0.1
<u>Défauts topologiques</u>			
BHA [60]	1.0	0.6	0.3
SIG [61]	$4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
WIC [62]	0.7	0.4	0.2
<u>Neutrinos cosmologiques</u>			
COS-2 et COS-4 [38]	$5 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-6}$		

Tableau 2.2: Nombre de muons ascendants induits par an par des neutrinos dans un détecteur de surface effective constante de 0.1 km^2 au-dessus d'un seuil en énergie du muon E_{seuil} . Les sources diffuses considérées sont l'atmosphère terrestre, les noyaux actifs de galaxie (NAG) selon les modèles génériques et selon les modèles de blazar, les sursauts gamma, les défauts topologiques et le fond diffus cosmologique. Tous les modèles associés ont été présentés et détaillés au paragraphe 1.5. Le modèle ATM inclut la contribution charmée du modèle VOL.

On peut d'ores et déjà affirmer qu'un détecteur de 0.1 km^2 possédant un seuil en énergie suffisant ($\sim 10 \text{ TeV}$) devrait permettre de mettre en évidence une production hadronique de neutrinos au sein des noyaux actifs de galaxie ou d'exclure les hypothèses actuelles. Les modèles présentés (hormis celui de Mannheim MRLA-B [47]) donnent en effet un signal diffus supérieur

au bruit de fond constitué par les neutrinos atmosphériques et leur contribution charmée. Un tel détecteur pourrait également permettre de voir individuellement les noyaux actifs de galaxie les plus puissants. Toutefois, une recherche systématique nécessitera assurément des détecteurs plus grands.

Les neutrinos provenant de défauts topologiques nécessiteront aussi de plus grandes surfaces de détection (typiquement 1 km^2) et une grande période d'observation. Même dans ces conditions, les neutrinos cosmologiques et ceux des défauts topologiques selon le modèle SIG semblent difficilement visibles.

Les potentialités de détection de sources galactiques dépendent beaucoup de l'objet considéré. Le modèle de production de neutrinos au sein de la nébuleuse du Crabe supposée "dépouillée" [52] (paragraphe 1.5.4) prévoit un faible taux de moins d'un événement par an au-dessus du TeV dans un détecteur de 1 km^2 . Ce dernier est pris à 45 degrés de latitude Nord et voit cette source 37% du temps en dessous de l'horizon. La situation devrait être en revanche plus favorable pour d'autres sources comme VELA. Celle-ci, plus proche et toujours visible, pourrait engendrer dans les mêmes conditions une trentaine d'événements annuels.

Les neutrinos issus du plan galactique donnent environ 5-6 événements par an et par stéradian dans un détecteur de 0.1 km^2 . L'angle solide sous-tendu dépend de la position du télescope.

Concernant la détection de matière noire non baryonique, un calcul de l'exposition nécessaire

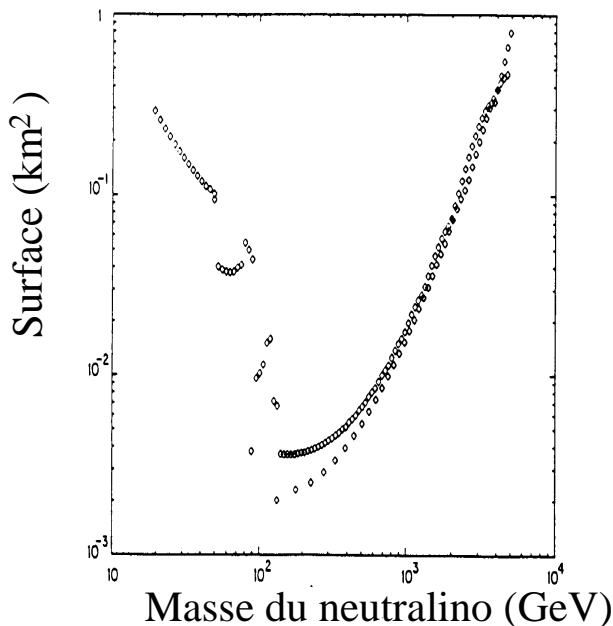


Figure 2.10: Aire effective nécessaire pour détecter un événement par an en fonction de la masse du neutralino [6]. Ces résultats sont obtenus pour un jeu "raisonnable" de paramètres supersymétriques.

à l'observation d'un signal de neutralinos a été mené dans l'hypothèse d'un jeu "raisonnable" de paramètres supersymétriques [6]. La conclusion est qu'un détecteur de 0.1 km^2 devrait explorer un domaine spectral important puisqu'il observerait plus d'une dizaine d'événements par an pour des neutralinos de masse comprise entre 100 GeV et 1 TeV (figure 2.10). Des masses inférieures à 45 GeV sont exclues par des contraintes expérimentales et théoriques [83]. Des masses supérieures à quelques TeV sont exclues par des considérations cosmologiques et théoriques. Il semble de plus qu'un tel détecteur soit bien adapté au problème pour une vaste région de l'espace des phases supersymétrique [6].

Une étude complète des sources potentielles de neutrinos de très haute énergie nécessite donc une surface de détection aussi grande que possible (typiquement 1 km^2) car les flux attendus sont très incertains. La meilleure façon de lever ces incertitudes est d'effectuer une mesure directe. La réalisation d'un télescope de 0.1 km^2 constitue une approche prudente qui devrait permettre de détecter quelques événements. C'est à ce type d'instrument que ce travail s'est particulièrement intéressé.

2.2.5 Les muons atmosphériques

Le principal bruit de fond à la détection de muons issus de neutrinos provient du flux très abondant de muons produits par les interactions des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère terrestre. Il est considérablement diminué en protégeant le détecteur par une forte épaisseur de matière. A 2300 mètres sous l'eau, il domine encore toutefois de 6 ordres de grandeur le flux induit au-delà de 1 TeV par les neutrinos atmosphériques verticaux descendants (figure 2.11). Rappelons que ce dernier est plus important que le signal attendu de neutrinos cosmiques. Les muons atmosphériques ne peuvent cependant pas traverser la Terre. Ils ne peuvent donc pas parvenir au détecteur avec des angles zénithaux supérieurs à 90 degrés : un muon ascendant provient nécessairement d'un neutrino. C'est donc uniquement parmi ce type d'événements que le signal devra être recherché. C'est ce que souligne le tableau 2.3. Malgré cette contrainte, les télescopes à neutrinos restent sensibles à tout instant à un hémisphère céleste complet (le détail du ciel observable sera donné au paragraphe 4.3).

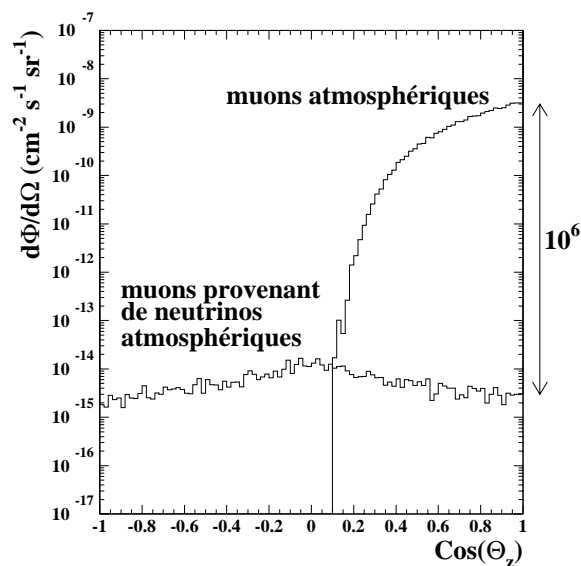


Figure 2.11: Distributions angulaires des muons atmosphériques et des muons issus de neutrinos atmosphériques au-delà de 1 TeV, à une profondeur sous-marine de 2300 mètres. Dans la direction du zénith, les muons atmosphériques sont environ un million de fois plus nombreux que ceux provenant de neutrinos. Aucun d'entre eux ne possède cependant un angle zénithal θ_z supérieur à 90 degrés. C'est donc uniquement dans cette région que le signal devra être recherché (voir aussi le tableau 2.3).

région céleste considérée	muons atmosphériques	muons issus de neutrinos atmosphériques
voûte entière (4π)	$5.5 \cdot 10^{-9}$	$7.3 \cdot 10^{-14}$
hémisphère inférieur (2π)	0	$3.6 \cdot 10^{-14}$

Tableau 2.3: Flux ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) au-dessus de 1 TeV des muons atmosphériques et des muons issus de neutrinos atmosphériques, à 2300 mètres de profondeur pour tous les événements (4π) et pour ceux provenant de l’hémisphère inférieur (2π).

La probabilité de reconstruire un muon ou une gerbe de muons atmosphériques comme un événement ascendant devra être la plus faible possible, afin de ne pas les confondre avec les signaux potentiels. Le pouvoir de rejet de la méthode de reconstruction par rapport à ce bruit de fond devra donc être maximal et estimé avec précaution. Nous y reviendrons en détail au paragraphe 4.5.

Après avoir vu les principes généraux pouvant permettre l’observation de neutrinos de très haute énergie, nous allons maintenant nous intéresser aux principales caractéristiques des détecteurs en cours de mise au point, dont les projets associés seront présentés aux paragraphes 2.4 et 2.5.

2.3 Caractéristiques générales des détecteurs

2.3.1 Instruments de mesure

Le détecteur est une matrice tri-dimensionnelle de modules optiques (MO) destinés à recueillir la lumière Tcherenkov. Ces derniers sont les instruments de mesure de base, les “yeux”, du télescope. La figure 2.12 en présente le schéma de principe. Ils sont constitués d’un photomultiplicateur (PMT) [84] et de son électronique associée. L’ensemble est protégé de la pression environnante par une sphère de verre. Nous avons en effet souligné l’importance de blinder le détecteur en le plaçant à grande profondeur. Par exemple, la pression régnant à 2300 mètres sous l’eau est d’environ 230 bars. Un gel silicone d’indice optique $n \simeq 1.41$ appliqué entre la sphère en verre ($n \simeq 1.48$) et le photomultiplicateur ($n \simeq 1.47$) maintient ce dernier et assure une bonne continuité optique. Une cage de matériau de grande perméabilité magnétique placée autour du photomultiplicateur protège celui-ci du champ magnétique terrestre. Ceci est nécessaire pour avoir une efficacité de détection homogène. Le choix d’utiliser des photomultiplicateurs plutôt que d’autres instruments photosensibles est guidé par des contraintes techniques et financières.

La qualité des modules optiques influence directement les performances du détecteur. Toutes les caractéristiques utilisées dans les simulations effectuées pour ce travail seront quantifiées au paragraphe 3.3.1. Leur influence sera discutée au chapitre 5. Nous nous contenterons ici de résumer les principales qualités requises par les photomultiplicateurs [85] :

- une collection uniforme des photons sur une grande surface de photocathode (typiquement un diamètre d’au moins 10 pouces), la meilleure efficacité quantique possible (environ 25%

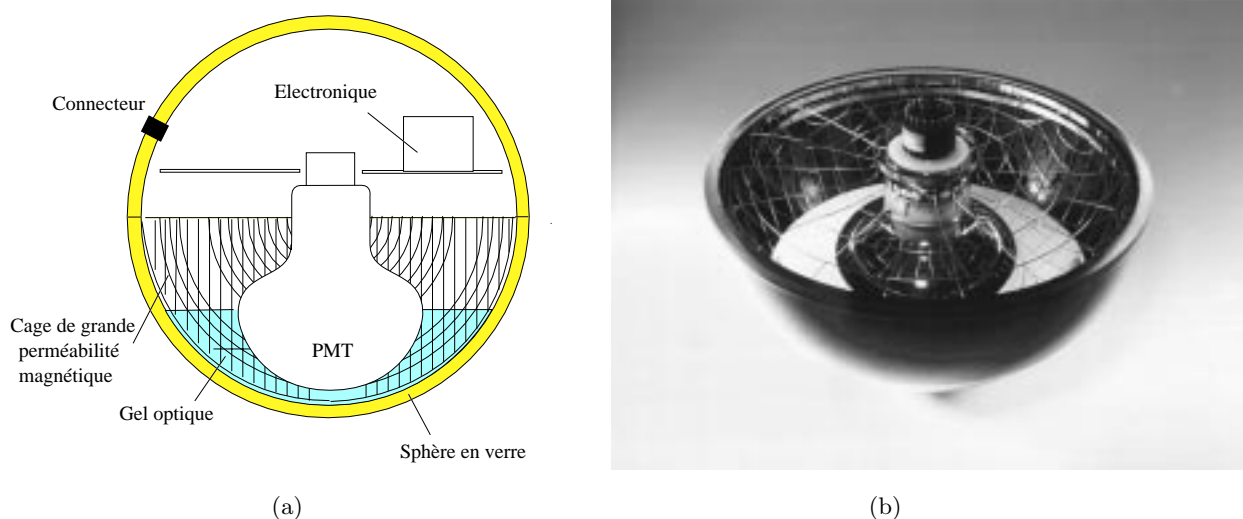


Figure 2.12: (a) Schéma de principe d'un module optique. Une sphère de verre résistant à plus de 600 bars de pression contient un photomultiplicateur (PMT), l'électronique associée à ce dernier, ainsi qu'une cage jouant le rôle de blindage contre le champ magnétique terrestre. Le photomultiplicateur est collé à la face interne de la sphère par un gel silicone garantissant un bon contact optique. (b) Photographie d'un photomultiplicateur placé dans une demi-sphère et entouré d'une cage de μ -métal.

au pic pour une photocathode dialcaline), et une bonne efficacité de collection des photo-électrons (de 80 à 90%),

- une bonne résolution en temps, principalement limitée par la dispersion temporelle naturelle (appelée TTS pour "Transit Time Spread") due aux fluctuations du temps de transit entre la photocathode et la première dynode. Elle est généralement comprise entre 1 et 2 ns (écart type),
- une bonne linéarité sur une large gamme dynamique ; pour cela, le signal de sortie pourra être pris aussi bien sur l'anode terminale que sur des dynodes intermédiaires,
- une bonne résolution en énergie, de manière à distinguer les signaux du bruit constitué principalement de photo-électrons isolés,
- un signal le plus régulier possible pour pouvoir distinguer les événements à plusieurs muons par l'analyse de leur forme,
- des impulsions secondaires parvenant avant et après le signal principal qui soient faibles,
- une résistance mécanique compatible avec les efforts à supporter lors du déploiement du détecteur et une bonne résistance aux contraintes d'environnement (illumination au jour, chocs thermiques, ...), assurant une durée de vie supérieure à 10 ans.

La sensibilité de détection, qui dépend de la surface de photocathode et des efficacités quantique et de collection des photo-électrons, intervient deux fois dans les performances du détecteur :

- plus le nombre de photomultiplicateurs touchés est important, plus les efficacités de déclenchement et de reconstruction sont grandes, et plus la résolution sur la direction du muon est bonne,
- plus la photo-statistique, c'est-à-dire le nombre moyen de photo-électrons N_i engendrés par effet photo-électrique sur la photocathode, est grande, meilleure est la résolution en temps sur le signal $\sigma_t \sim \sigma_{\text{TTS}}/\sqrt{N_i}$.

La densité de modules optiques est faible, typiquement 10^{-5} par m^3 . Les performances de ces instruments sont donc cruciales et elles doivent être déterminées avec précision.

2.3.2 Propriétés optiques du milieu de détection

Comme nous l'avons vu, la détection de neutrinos cosmiques de haute énergie nécessite l'instrumentation d'un volume grand et profond de milieu transparent. Dans ces conditions, seuls des milieux naturels semblent techniquement et financièrement envisageables. Les expériences à l'étude ou en cours de réalisation seront présentées au paragraphe suivant. Elles utilisent l'eau des lacs et des mers ainsi que la glace polaire antarctique. Les performances d'un détecteur de rayonnement Tcherenkov sont directement et fortement liées aux propriétés optiques du milieu instrumenté. Ce sont ces dernières que nous allons maintenant développer.

Les trois principales propriétés d'un milieu caractérisant la propagation de photons de longueur d'onde λ en son sein sont [86, 87] :

1. la longueur d'absorption $L_{\text{abs}}(\lambda)$,
2. la longueur de diffusion $L_{\text{diff}}(\lambda)$,
3. la distribution angulaire des photons diffusés et notamment sa moyenne $\langle \cos(\theta) \rangle$.

Si des photons sont émis par une source spectrale ponctuelle $s(\lambda)$ à une distance d d'un module optique, le nombre moyen de photo-électrons détectés sera proportionnel à [88]:

$$\frac{1}{4 \pi d^2} \int s(\lambda) T(\lambda) qe(\lambda) \exp\left(\frac{-d}{L_{\text{abs}}(\lambda)}\right) d\lambda \quad (2.15)$$

si $d \ll L_{\text{diffusion}}$ (**équation de propagation sans diffusion**)

et à

$$\frac{3}{16 \pi d} \int s(\lambda) T(\lambda) qe(\lambda) \frac{\exp(-\alpha(\lambda)d)}{L_{\text{eff}}} d\lambda \quad (2.16)$$

si $d \gg L_{\text{diffusion}}$ (**équation de diffusion**)

où

- $qe(\lambda)$ est l'efficacité quantique du photomultiplicateur,
- $T(\lambda)$ est la transmissivité des couches de verre et de gel composant le module optique,

- L_{eff} est la longueur effective de diffusion définie par $L_{\text{eff}} = \frac{L_{\text{diff}}}{1 - \langle \cos(\theta) \rangle}$, à partir de laquelle l'information devient isotrope,
- $\alpha(\lambda) = \sqrt{3 / (L_{\text{abs}}(\lambda) * L_{\text{eff}}(\lambda))}$ est le coefficient de propagation du régime diffusif.

Les intégrales des équations 2.15 et 2.16 sont sommées pour des longueurs d'onde allant d'environ 300 à 600 nm. En effet, comme nous le verrons au paragraphe 3.3.1, la lumière est absorbée par le module optique (notamment par la sphère de verre) pour des longueurs d'onde inférieures à 300 nm. Pour des longueurs d'onde supérieures à 600 nm, l'efficacité quantique du photomultiplicateur devient trop faible (figure 3.3).

Une détermination directe et précise de la dépendance spectrale des longueurs d'absorption et de diffusion revêt une importance majeure dans la conception des télescopes à neutrinos. Les résultats obtenus à ce sujet par les divers projets seront quantifiés au prochain paragraphe. Nous nous contenterons ici de les résumer et d'en tirer des conclusions qualitatives.

La collaboration AMANDA a mesuré les dépendances spectrales des longueurs d'absorption et de diffusion entre 410 et 610 nm en utilisant des lasers pulsés à diverses profondeurs de la calotte glaciaire antarctique [89, 90]. La collaboration Baïkal a fait de même dans le lac du même nom [91, 92]. Concernant l'eau de mer, les collaborations DUMAND [93] et NESTOR [94] ont mesuré la dépendance spectrale de la longueur d'atténuation (définie par $1/L_{\text{att}}(\lambda) = 1/L_{\text{abs}}(\lambda) + 1/L_{\text{diff}}(\lambda)$) [86]. Celle-ci prend en compte à la fois l'absorption et la diffusion. Une détermination directe et distincte de la valeur de ces paramètres à 460 nm a été effectuée en 1998 par la collaboration ANTARES [95, 96]. Cette dernière continue sa campagne de mesures pour connaître leur dépendance spectrale. Le tableau 2.4 résume les principaux résultats que nous venons d'énumérer.

Site	L_{abs} (m)	L_{eff} (m)	$1/\alpha$ (m)
glace (830m)	170	0.4	7
glace (1700m)	100	25	30
eau de mer	55	> 200	60
lac Baïkal	20	150-300	30

Tableau 2.4: Principales propriétés optiques à 460 nm des milieux de détection envisagés par les projets en cours (AMANDA [89, 90], ANTARES [95, 96], DUMAND [93], NESTOR [94] et Baïkal [91, 92].)

Il est intéressant de remarquer que l'absorption est plus faible dans la glace que dans l'eau sur l'ensemble du domaine spectral nous concernant. Dans le cas où le régime de propagation sans diffusion s'applique, seule l'absorption entre en jeu. La glace est alors un milieu plus favorable que l'eau. C'est le cas des événements "locaux", comme par exemple celui des neutrinos issus de supernovæ. Leur signature sera constituée par un excès de taux de comptage (sommé sur tous les photomultiplicateurs) qui est alors directement proportionnel à la longueur d'absorption du milieu. Un détecteur polaire constitue donc un bon "calorimètre".

Dans le cas d'événements où une trajectoire doit être reconstruite, la précision temporelle de l'onde Tcherenkov produite doit être préservée. La diffusion de la lumière va la diluer. Seule la fraction de lumière non diffusée ou diffusée à petit angle portera encore l'information temporelle et directionnelle. Elle est d'autant plus grande que la longueur effective de diffusion L_{eff} est élevée. La diffusion moléculaire a une distribution angulaire symétrique avant-arrière ($\langle \cos(\theta) \rangle$ proche de 0). La diffusion particulaire est, elle, piquée vers l'avant ($\langle \cos(\theta) \rangle$ proche de 1). Dans l'eau de mer et des océans, la diffusion moléculaire est prépondérante. Dans la glace, au contraire, la diffusion particulaire domine. Celle-ci est principalement causée au pôle sud par la présence de bulles d'air à des profondeurs de 1000 m et de poussières à des profondeurs de 2000 m. Comme indiqué dans le tableau 2.4, la longueur effective de diffusion de la glace polaire est environ 10 fois plus petite que celle mesurée en eau sous-marine par la collaboration ANTARES. L'analyse des événements nécessitant la reconstruction d'une direction sera donc plus aisée dans l'eau que dans la glace.

Notons pour terminer que le milieu sous-marin est un biotope riche, ce qui en affecte les propriétés optiques. La désintégration β du potassium 40 (^{40}K) présent naturellement dans le sel de l'eau de mer est une source continue de photons Tcherenkov. A ceci s'ajoute le phénomène de bioluminescence causé par les animaux et les bactéries émettant de la lumière. De plus, des colonies de bactéries peuvent croître sur les surfaces des modules optiques, les rendant moins transparents en favorisant la sédimentation. Ces phénomènes dépendent du temps de façon complexe. Elles requièrent des mesures *in situ* de longue durée. Les résultats de ces dernières, entreprises par la collaboration ANTARES, seront présentés au paragraphe 2.5.3. La glace polaire profonde est au contraire un milieu totalement stérile et quasiment exempt de radio-activité. Les bruits de fond optiques naturels y sont donc stables et très faibles. De plus, les basses températures (-30, -50°C) abaissent encore les taux de comptage des photomultiplicateurs. Ceux-ci y sont compris entre 0.5 et 1.5 kHz alors qu'ils atteignent plusieurs dizaines de kHz en milieu sous-marin.

Nous allons maintenant présenter les principales caractéristiques des différents projets et les choix techniques qui y sont associés.

2.4 Les projets en cours

Différents groupes de scientifiques ont entrepris de construire un télescope à neutrinos. Nous allons décrire brièvement ces projets, en insistant plus particulièrement sur ceux ayant déjà abouti à la réalisation d'un détecteur en fonctionnement (Baïkal et AMANDA). L'état du projet ANTARES sera détaillé au paragraphe 2.5.

2.4.1 DUMAND

Le projet DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) [97] fut la première tentative de réalisation de télescope à neutrinos. Démarré en 1975, il prévoyait d'installer des lignes souples de modules optiques par plus de 4000 mètres de fond au large des îles Hawaï. Des études technologiques ont été menées, notamment sur les techniques de déploiements en milieu sous-marin. L'expérience qui y fut acquise apporte sans doute beaucoup aux projets actuels. Suite à des difficultés financières, le projet fut arrêté en 1996.

2.4.2 BAÏKAL

Ce projet est le premier à avoir déployé une structure tri-dimensionnelle de modules optiques [98]. Celle-ci est située à 1300 m de profondeur dans la partie sud du lac Baïkal. Les opérations mécaniques sont facilitées par la plate-forme de travail rigide offerte en hiver par le gel du lac. Les différentes étapes ont vu la succession de détecteurs constitués de 36 (en 1993-1994), 72 (en 1995), 96 (en 1996), 144 (en 1997), puis 192 (en 1998) modules optiques. Ces derniers sont schématisés sur la figure 2.13. Les photomultiplicateurs sont regroupés par paires et utilisés en coïncidence temporelle avec des portes de 15 ns. Cela permet de réduire le bruit de fond optique, causé principalement par la bioluminescence, d'environ 100 kHz à 300 Hz. Les canaux ainsi formés sont réunis deux à deux au niveau d'un module électronique local. Les canaux d'une même ligne sont raccordés à un module électronique central. Il établit le critère de déclenchement sur les événements "muons", basé sur la présence d'au moins 3 à 4 coïncidences dans une fenêtre de 500 ns, et numérise les temps et les amplitudes de chaque signal. Un système de lasers et de fibres optiques est utilisé pour l'étalonnage.

The BAIKAL NT-200 Neutrino Telescope

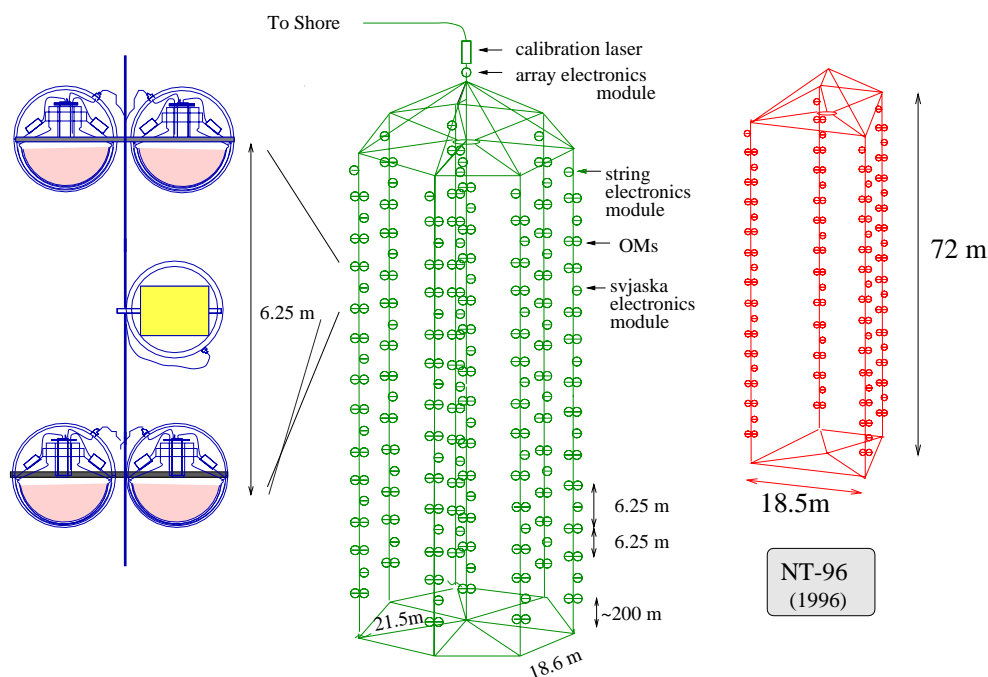


Figure 2.13: Schéma du détecteur Baïkal composé de 192 modules optiques répartis sur 8 lignes. Les photomultiplicateurs sont regroupés par paires afin de réduire le bruit de fond optique. L'ancienne configuration NT-96 est également représentée.

Dans les versions NT-36 et NT-72 du détecteur, une moitié des photomultiplicateurs était orientée vers le haut et l'autre moitié vers le bas. Ceci avait pour objectif d'optimiser à la fois la détection de candidats ascendants et celle de muons atmosphériques (et leur rejet). De sérieux problèmes de sédimentation (60% de diminution par an de la transparence des modules optiques

tournés vers le haut) ont fait qu'un autre choix a prévalu dans la conception des détecteurs suivants. Le lac Baïkal est sujet à de fortes variations saisonnières de la qualité de ses eaux, tant sur le plan de la transparence que sur celui de la sédimentation et de la bioluminescence. La longueur d'absorption maximale de la lumière est de 20 mètres. La diffusion n'a une longueur que d'environ 15 m, mais elle est fortement anisotrope. Cela rend la longueur effective de diffusion assez élevée ($L_{\text{eff}} \sim 150 - 300$ m).

Avec le détecteur NT-96, neuf candidats ascendants ont été isolés par une analyse tri-dimensionnelle en 70 jours de prises de données. Cela est conforme aux prévisions des simulations Monte Carlo pour les muons induits par des neutrinos atmosphériques (8.7 événements attendus). De plus, une analyse effectuée à partir des événements compatibles avec une trace ascendante dans un cône de 15° autour du nadir a permis de fixer une limite sur le flux de neutrinos issus de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre à $4.8 \cdot 10^{-14}$ muons \cdot cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (à 90% de niveau de confiance) [99]. Les simulations effectuées sur le détecteur actuellement en place, composé de 192 modules optiques, prévoient une surface effective de 1700 m 2 à 1 TeV et de 3000 m 2 à 10 TeV. La précision angulaire de reconstruction est estimée à environ 1.3° (la notion de résolution angulaire sera détaillée au paragraphe 4.3). La collaboration travaille maintenant à la construction d'un détecteur composé de 400 photomultiplicateurs répartis sur 15 lignes, devant permettre d'améliorer la sensibilité [98].

2.4.3 NESTOR

Le projet NESTOR (NEutrinos from Supernovae and TeV sources Ocean Range) [100] prévoit d'installer un détecteur en Méditerranée près de Pylos en Grèce, sur un plateau profond de 3800 m. La première phase, débutée en 1991, consiste en la mise au point d'un assemblage semi-rigide d'environ 300 mètres de haut contenant 168 photomultiplicateurs répartis sur 12 étages en titane de 32 mètres de diamètre. Il est prévu de relier chaque étage à la côte par une fibre optique monomode assurant la transmission numérique des données ainsi que l'alimentation électrique. Des prototypes des cartes électroniques associées à l'acquisition (une pour chaque module optique et une carte centrale par étage) et à la transmission des données ont été testés.

La collaboration a effectué des mesures *in situ*. Celles-ci indiquent une longueur d'atténuation de 55 ± 10 m à $\lambda = 460$ nm. Le taux de bruit de fond optique a été mesuré à environ 75 kHz par photomultiplicateur de 15 pouces de diamètre. Des tests mécaniques et de déploiement de deux prototypes d'étages ont été effectués en 1998 à une profondeur de 20 m. La collaboration prévoit de déployer la structure entière à la fin de l'année 1999, avant d'en installer plusieurs autres.

2.4.4 AMANDA

Le projet AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) [101] est situé dans la calotte glaciaire antarctique. Il s'agit de la seule expérience prévue dans l'hémisphère sud. De plus, elle opère dans un milieu différent. Elle s'avère, à ce titre, complémentaire de toutes les autres. Des puits sont percés par injection d'eau chaude jusqu'à 2000 mètres de profondeur. Les photomultiplicateurs de 8 pouces de diamètre disposés le long de lignes sont descendus avant que

l'eau ne regèle. Ils sont alors définitivement pris dans la glace. Chaque module optique est relié à la surface par son propre câble, assurant la transmission analogique des données. Une solution numérique est actuellement à l'étude. La glace est un milieu très stable ne contenant ni isotope radioactif comme le ^{40}K , ni organismes bioluminescents. La faiblesse des taux de comptage des photomultiplicateurs, compris entre 0.5 et 1.5 kHz, ainsi que la connexion individuelle des modules optiques à la surface, simplifient les problèmes d'électronique et de déclenchement. La figure 2.14 illustre l'ensemble des modules optiques déployés jusqu'à alors par la collaboration.

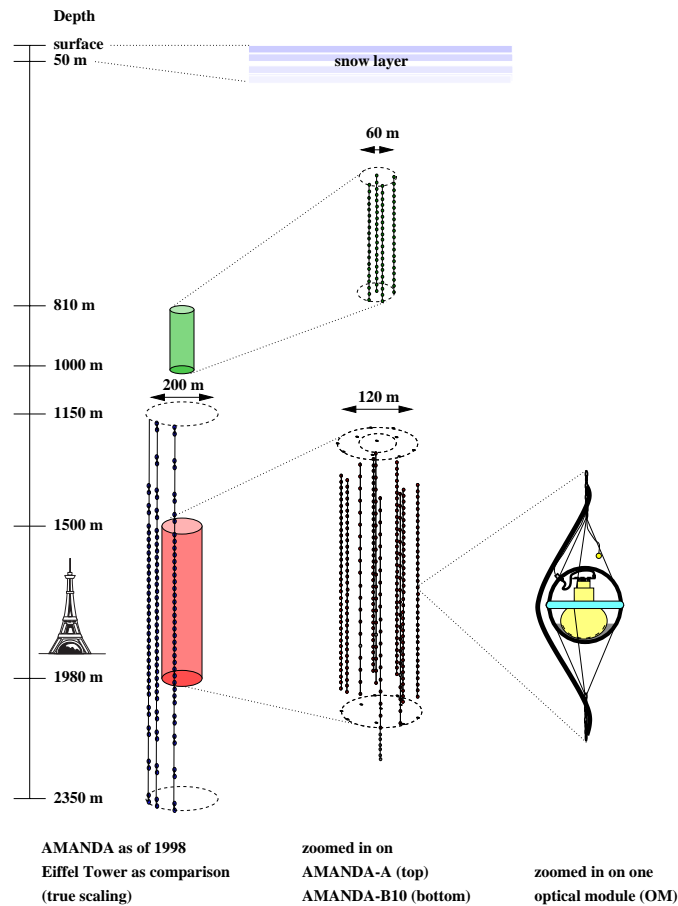


Figure 2.14: Représentation schématique du détecteur AMANDA. La partie gauche présente les 3 lignes déployées en 1998. La partie centrale détaille les détecteurs AMANDA-A (en haut) et AMANDA-B (en bas). La partie droite montre un module optique.

La chronologie des évolutions du détecteur fut la suivante :

* **1993-1994 :** un premier détecteur, appelé AMANDA-A, constitué de 80 modules optiques (73 ont survécu à la congélation) répartis sur 4 lignes, fut déployé entre 800 et 1000 mètres de profondeur. La très courte longueur de diffusion ($L_{\text{diff}} \sim 10 - 20 \text{ cm}$) due à la présence abondante de bulles de gaz prises dans la glace à cet endroit rend la reconstruction de la direction des muons impossible. En revanche, le très grand coefficient de propagation (la longueur

d'absorption y est d'environ 170 m à $\lambda = 450$ nm) en fait un excellent calorimètre. Ceci est très avantageux dans le cas de bouffées de neutrinos de supernovæ par exemple. Cela a permis de fixer en moins de 4 mois de prise de données une limite sur le flux de $\nu_e + \bar{\nu}_e$ [80, 102]. Les propriétés optiques de la glace à cette profondeur ont amené la collaboration à aller voir plus bas.

* **1995-1996 :** 86 photomultiplicateurs, dont 79 ont survécu, répartis sur 4 lignes sont déployés entre 1500 et 2000 mètres. Comme prévu, la diffusion y est moins importante ($L_{\text{eff}} \sim 25$ m). Sa distribution angulaire est caractérisée par $\langle \cos \theta \rangle \sim 0.8$ (diffusion particulaire). La longueur d'absorption y est encore très grande (environ 100 mètres entre 350 et 480 nm). Trois événements ascendants ont été isolés, ce qui est compatible avec les quatre muons issus de neutrinos atmosphériques attendus. Une analyse effectuée sur les événements compatibles avec une trace ascendante dans un cône de 15° autour du nadir a permis de fixer une limite sur le flux de neutrinos issus de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre entre $1.8 \cdot 10^{-14}$ et 10^{-13} muons \cdot cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (à 90% de niveau de confiance) pour des masses de neutralinos entre 150 et 500 GeV [103].

* **1996-1997 :** 6 nouvelles lignes de 36 modules optiques chacune sont installées à la même profondeur. La matrice complète, appelée AMANDA-B, comprend 289 photomultiplicateurs, la grande majorité étant orientée vers le bas. Elle possède une surface effective d'environ 5000 m 2 et une résolution angulaire de 2.3° . Notons que la présence en surface d'un détecteur de cascades atmosphériques nommé SPASE (South Pole Air Shower Experiment) et celle des deux réseaux AMANDA-A et AMANDA-B permet un bon étalonnage des appareils [104]. D'autres candidats muons issus de neutrinos sont vus, leur analyse étant en cours. La forte diffusion de la lumière rend toutefois la reconstruction de la direction des traces plus délicate que dans l'eau. Elle oblige à sélectionner sévèrement les signaux retenus pour la reconstruction en imposant l'existence d'au moins 5 photomultiplicateurs possédant un écart par rapport au temps Tcherenkov théorique inférieur à 15-25 ns. Les autres signaux sont retardés à cause de la diffusion de la lumière. Ils peuvent néanmoins être utilisés pour évaluer l'énergie.

* **1998 :** la collaboration a décidé d'installer 3 nouvelles lignes de plus d'un kilomètre de long afin de mesurer les propriétés optiques de la glace entre 1150 et 2350 m. Chacune est équipée de 42 modules optiques.

Il est ensuite prévu, durant les années 2000 et 2001, de mettre en opération 7 nouvelles lignes. L'ensemble, appelé AMANDA II, sera composé de 800 à 1000 photomultiplicateurs. Il devrait permettre d'atteindre une surface effective de 0.05 km 2 à 10 TeV et une résolution angulaire d'environ 1.2° . Les années 2002-2005 devraient voir l'extension du détecteur vers une taille kilométrique.

2.5 ANTARES

2.5.1 Présentation

L'étape actuelle du projet ANTARES [105–107], initié durant l'été 1996, cherche à prouver la faisabilité d'un télescope sous-marin à neutrinos de haute énergie. Pour cela, la collaboration constituée de physiciens des particules, d'astrophysiciens et d'océanologues veut montrer :

1. qu'elle maîtrise les techniques de construction, de déploiement, de connexion, d'utilisation et de récupération d'appareillages en milieu sous-marin. Cela doit aboutir à la mise en œuvre d'un prototype de détecteur appelé "démonstrateur",
2. qu'elle possède une bonne connaissance des caractéristiques du milieu sous-marin. C'est pourquoi elle met au point et déploie des instruments capables de mesurer les paramètres environnementaux principaux tels que le bruit de fond optique, la biosalissure et la transparence de l'eau.

Ces opérations sont effectuées principalement en Méditerranée à 25 kilomètres de Toulon (France), sur un site profond de 2400 mètres. La collaboration y bénéficie d'une infrastructure favorable grâce à l'expertise d'organismes spécialisés comme l'IFREMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER), l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers), le CTSN (Centre Technique des Systèmes Navals), le CTME (Centre Technique et Moyens d'Essais) et France Télécom Câbles. Une fois la faisabilité prouvée, la collaboration proposera des étapes vers la construction d'un télescope de taille kilométrique.

2.5.2 Le démonstrateur

Il est prévu de déployer le démonstrateur en 1999 sur le site de Toulon. Ce détecteur est constitué d'environ 100 photomultiplicateurs répartis sur quelques lignes élémentaires connectées à la côte par un câble électro-optique. L'arrangement mécanique, la connexion au câble électro-optique, le positionnement des modules optiques et les schémas d'acquisition et de transmission des données seront adaptés à un détecteur de grande dimension afin de valider les techniques utilisées.

Une première ligne équipée des principaux composants mécaniques a été déployée et récupérée deux fois (à 400 et à 2300 mètres de profondeur) durant l'été 1998. La procédure de connexion électrique des lignes entre elles a été validée en décembre 1998 à l'aide du sous-marin "le NAUTILE" de l'IFREMER.

2.5.3 Evaluation des sites

La collaboration ANTARES entend identifier et caractériser les sites adaptés aux besoins d'un télescope à neutrinos. Outre les propriétés optiques de l'eau et la profondeur du site, des considérations de logistique sont prises en compte. Des systèmes autonomes ont été conçus pour mesurer *in situ* le bruit de fond optique, la salissure des sphères de verre et la transparence de l'eau. Les systèmes de mesure sont constitués de LED (Light Emission Diodes) en tant que sources de lumière et de photomultiplicateurs ou de photodiodes comme détecteurs. Ces dispositifs font partie de lignes de mouillage équipées par ailleurs d'un courantomètre et d'un système d'acquisition. Compte tenu du caractère saisonnier des propriétés marines, des prises de données sur des périodes de plusieurs mois sont nécessaires. La collaboration a effectué une vingtaine d'opérations durant les deux dernières années [96].

Le bruit de fond optique

Neuf prises de données variant de quelques heures à plusieurs mois ont été faites sur 2 sites différents (le site de Toulon et un site près de Calvi en Corse) avec des photomultiplicateurs de

8 pouces de diamètre. Les taux de comptage doivent être multipliés par un facteur ~ 1.5 pour des photomultiplicateurs de 10 pouces. Il en ressort que le bruit de fond optique est constitué de deux composantes principales [108] (figure 2.15) :

- la première est continue à un niveau variant entre 17 et 47 kHz sur le site de Toulon et stable à 25 kHz sur le site de Calvi. Elle provient d'une part de la désintégration du potassium 40 (contribution stable du fait de la constance de la salinité de l'eau) et d'autre part de l'émission de lumière par des bactéries (contribution entraînant les variations observées de 5 à 30% sur des échelles de temps de quelques heures). Le taux mesuré est le même sur des modules optiques distants de 40 mètres,
- la seconde est très variable et présente des pics pouvant atteindre plusieurs MHz pendant une durée typique de quelques secondes. Elle est due à la bioluminescence des animaux en présence. Les pics d'activité sont corrélés avec la vitesse du courant. Ils sont vus simultanément par deux modules optiques distants de 1.5 mètres. Ce n'est pas le cas si leur distance est supérieure à 20 mètres (figure 2.16). Des calculs montrent que moins de 5% du détecteur seront affectés par des taux de comptage supérieurs à 200 kHz.

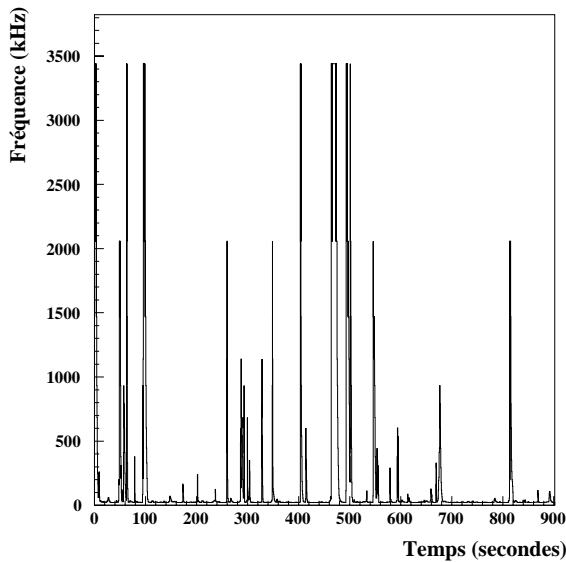


Figure 2.15: Exemple de taux de comptage enregistrés *in situ* par un photomultiplicateur de 8 pouces. Des pics d'activité de quelques secondes se superposent à une composante continue de quelques dizaines de kHz.

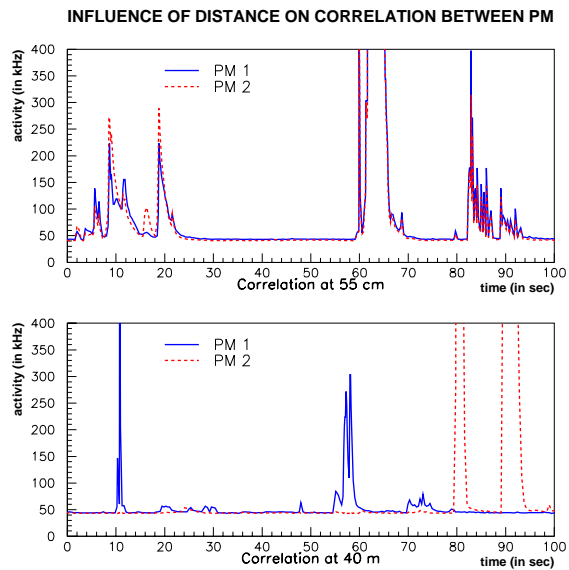


Figure 2.16: Taux de comptage enregistrés par deux modules optiques distants de 0.5 mètres (en haut) et de 40 mètres (en bas). La composante continue est la même sur tous les photomultiplicateurs. Les pics d'activité sont vus simultanément par les deux modules optiques dans le premier cas mais pas dans le second.

Le taux de bruit de fond optique peut être fortement réduit en mettant deux modules optiques proches en coïncidence temporelle dans une fenêtre de l'ordre de 20 ns (paragraphe 4.2). Il est mesuré à environ 40 Hz (respectivement 30 Hz) pour des photomultiplicateurs distants de 55 cm (respectivement 1.5 m).

La biosalissure

Les modules optiques immergés dans l'eau sont salis par la combinaison de deux processus. Des organismes vivants quasiment transparents (principalement des bactéries) croissent sur la surface extérieure de la sphère de verre. Des sédiments opaques y adhèrent et diminuent la sensibilité de l'instrument. Deux mesures ont été effectuées sur le site de Toulon. Une source de lumière (LED) située à l'intérieur d'une sphère de verre illumine la surface d'une seconde sphère à l'intérieur de laquelle sont collées plusieurs photodiodes à divers angles polaires (figure 2.17). Le premier test montre qu'en 3 mois la perte de transparence est de 20% sur la surface de photocathode d'un module optique regardant vers le haut. Le second test fait état d'une perte d'efficacité d'environ 1.2% sur la région équatoriale en 8 mois de prise de données (figure 2.18). La source de lumière, située à l'équateur de la sphère, était affectée par le même effet. Des modules optiques regardant vers l'hémisphère inférieur seront donc peu sensibles à ce phénomène.

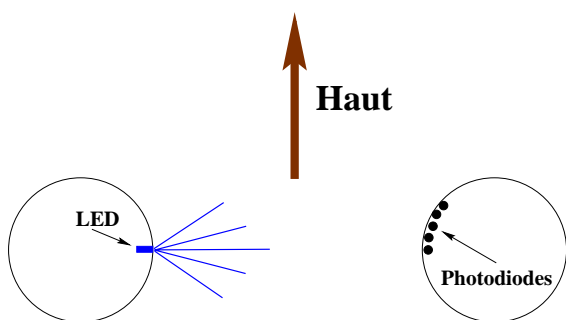


Figure 2.17: Dispositif de mesure de la transparence des sphères de verre utilisant une source de lumière (LED) illuminant des photodiodes placées à divers angles polaires.

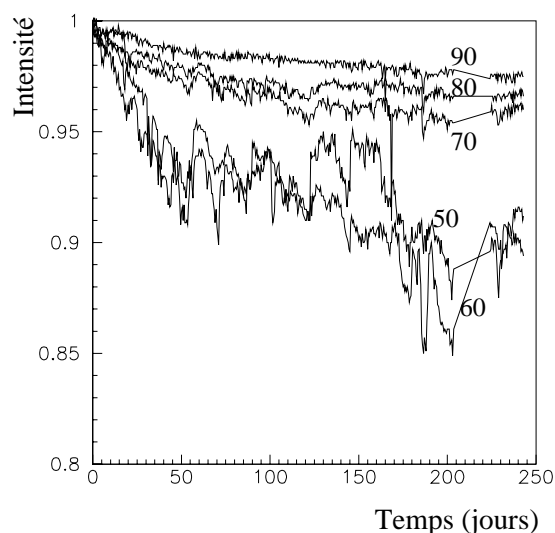


Figure 2.18: Intensité de lumière recueillie en fonction du temps à divers angles polaires d'une sphère de verre.

La transparence de l'eau

La collaboration a déterminé la transparence de l'eau sur le site de Toulon en mesurant la réponse d'un module optique en fonction de sa distance par rapport à une source lumineuse (LED bleue). Une structure mécanique rigide de 30 mètres supportait le système de façon à minimiser les erreurs systématiques dues à l'orientation entre la source et le détecteur. Dans un premier temps, une alimentation continue de la LED a permis de déduire une longueur d'atténuation (paragraphe 2.3.2) de $41 \pm 1 \pm 1$ mètres pour une longueur d'onde de 460 nm (figure 2.19).

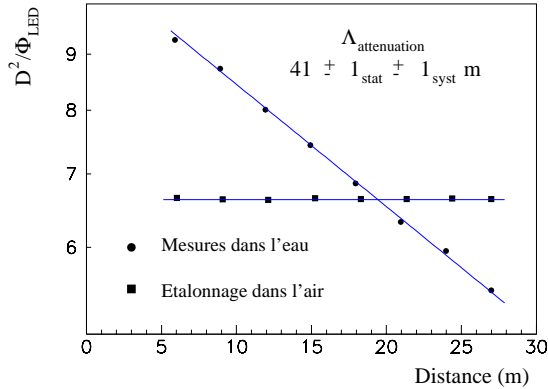


Figure 2.19: Mesure de la longueur d'atténuation de l'eau à 460 nm. D est la distance entre la source de lumière et le détecteur. Φ_{LED} est le flux de lumière nécessaire au maintien d'une détection constante.

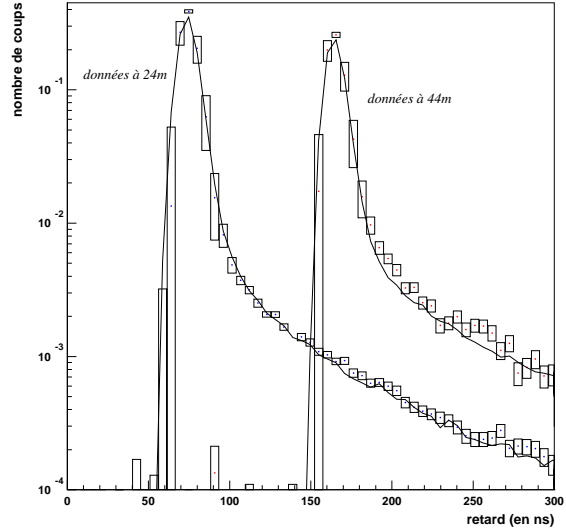


Figure 2.20: Distributions des temps d'arrivée des photons de 460 nm émis par une source pulsée à une distance de 25 mètres (à gauche) et 44 mètres (à droite) d'un photomultiplicateur.

Puis l'utilisation de la LED en mode pulsé, en juillet 98, a permis de déconvoluer les effets de l'absorption et ceux de la diffusion. La figure 2.20 montre le résultat de la mesure des temps d'arrivée des photons pour deux distances différentes entre la source et le détecteur. La forme des distributions dépend de la longueur de diffusion, tandis que la normalisation relative entre les deux est liée à l'absorption. Les données sont actuellement en cours d'analyse mais elles suggèrent les résultats préliminaires suivants :

$$\begin{cases} L_{\text{abs}} = 60 \pm 10 \text{ m} \\ L_{\text{diff}} = 250 \pm 10 \text{ m} \\ \langle \cos(\theta) \rangle = 0.05 \pm 0.05 \end{cases} \quad (2.17)$$

Indépendamment de toute extraction de valeurs des paramètres optiques de l'eau, ces résultats nous indiquent que les photons arrivent dans une fenêtre temporelle d'une centaine de nanosecondes. À 25 m (respectivement 45 m), moins de 5% (respectivement 10%) des photons détectés sont retardés de plus de 20 ns par une diffusion.

2.5.4 Modules optiques et étalonnage

Différents photomultiplicateurs de 8 et de 10 pouces de diamètre ont été testés. D'autres (11 ou 12 pouces) sont actuellement à l'étude avec les constructeurs. Un système de mesure a été développé pour déterminer l'efficacité de détection du photomultiplicateur en fonction du point d'impact des photons, sa résolution temporelle et sa gamme dynamique. Un réservoir d'eau et un hodoscope sont utilisés pour mesurer la réponse du module optique au flux de muons cosmiques.

Une connaissance précise de la position et de l'orientation absolues du télescope par rapport au géoïde terrestre est nécessaire. Une localisation de la base du détecteur avec une précision inférieure à 1 mètre devrait être obtenue par triangulation acoustique à l'aide d'un bateau couplé à un système GPS (Global Positioning System) différentiel. De plus, afin d'atteindre une bonne résolution angulaire, la position relative de chaque module optique doit être mesurée avec une erreur inférieure à une dizaine de centimètres. Cela sera assuré grâce à la localisation par triangulation acoustique à l'aide de transpondeurs externes de quelques hydrophones répartis sur chaque ligne de détection et grâce à la détermination de la forme de la ligne à l'aide d'inclinomètres et de compas (paragraphe 3.3.3).

L'étalonnage de l'amplitude et du temps de la réponse des modules optiques est en cours d'étude. Des calculs montrent qu'un laser de 100 nanojoules pourrait être vu jusqu'à 150 mètres, illuminant ainsi plusieurs lignes. De plus, des LED situées dans chaque module optique doivent permettre un étalonnage local.

2.5.5 Acquisition des données

Un câble électro-optique de 40 kilomètres de long a été déployé en mai 1998 entre le site de Toulon et la côte. Il est équipé de 4 fibres mono-modes. Son rôle est d'assurer la transmission des données ainsi que l'alimentation électrique du détecteur. Dans un premier temps, une transmission analogique sera utilisée. Elle sera ensuite remplacée par une solution numérique basée sur l'utilisation d'un circuit électronique intégré dans chaque module optique. Ce circuit est en cours de développement. Différents schémas de connexions entre les modules optiques sont à l'étude.

Chapitre 3

Les outils de simulation

*Ce n'est pas dans la science qu'est le bonheur,
mais dans l'acquisition de la science.*

EDGAR POE, TALES OF THE GROTESQUE AND ARABESQUE.

3.1 De la nécessité des simulations

L'étude de faisabilité d'un télescope sous-marin à neutrinos entreprise par la collaboration ANTARES implique une conception de détecteurs d'un type nouveau, avec des contraintes très spécifiques. Une des priorités est d'évaluer et d'optimiser les performances que l'on peut atteindre avec un tel instrument. On veut donc, grâce à des simulations informatiques des plus complètes, [105] :

- optimiser la géométrie du détecteur,
- ajuster les spécifications du système de déclenchement de l'acquisition des données,
- estimer l'efficacité de détection aux diverses sources envisagées,
- construire et affiner les algorithmes de reconstruction de traces,
- estimer la précision angulaire et la résolution en énergie,
- déterminer l'influence du bruit de fond optique (^{40}K et bioluminescence) et évaluer le pouvoir de rejet par rapport au bruit de fond physique (neutrinos et muons atmosphériques).

Les chapitres 4 à 6 du présent rapport présentent les réponses que ce travail a apportées à ces questions grâce à des simulations Monte Carlo. Celles-ci mettent en jeu des contraintes spécifiques à la détection de neutrinos cosmiques. Il est par exemple nécessaire de suivre des particules de très haute énergie (TeV-PeV) sur de grandes distances (plusieurs kilomètres) ainsi que les nombreuses particules secondaires qu'elles engendrent. Les outils basés complètement sur GEANT [109] ont des temps de calcul associés prohibitifs.

La détermination et l'optimisation des performances d'un télescope à neutrinos, thème principal de ce travail, ont donc commencé par une étape d'élaboration des outils de simulation

requis. Ceux-ci peuvent se schématiser au sein d'un cadre général présenté en figure 3.1 et qui va maintenant être détaillé.

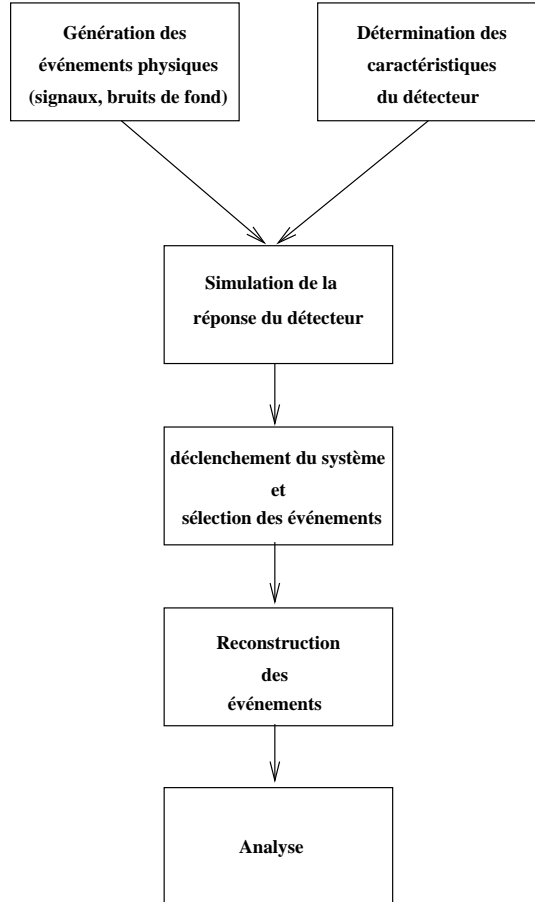


Figure 3.1: Schéma général des outils de simulation nécessaires à la détermination et à l'optimisation des performances d'un télescope à neutrinos. Les réponses qu'ils ont apportées sont présentées dans les chapitres 4 à 6 de ce mémoire.

3.2 Génération des événements physiques

Le but est d'évaluer les performances que l'on peut atteindre avec un télescope à neutrinos. Il est pour cela nécessaire de simuler de larges statistiques en reproduisant le plus fidèlement possible les flux et les spectres attendus. Les événements sont engendrés sur la surface ou à l'intérieur d'un cylindre entourant le détecteur. Ce cylindre est pris suffisamment grand afin de ne pas laisser de côté des événements qui, bien que passant loin du détecteur, sont susceptibles de déclencher le système d'acquisition des données. Il est formé autour du détecteur en ajoutant aux dimensions géométriques de ce dernier une distance égale à 2.5 fois la longueur d'absorption

maximale (prise à 55 m - paragraphe 3.3.2), soit environ 140 m. Cela impose d'engendrer des événements sur une grande surface de tirage A_{tirage} , comme celle présentée sur la figure 3.2. Ceci est néanmoins absolument nécessaire pour ne pas biaiser les résultats.

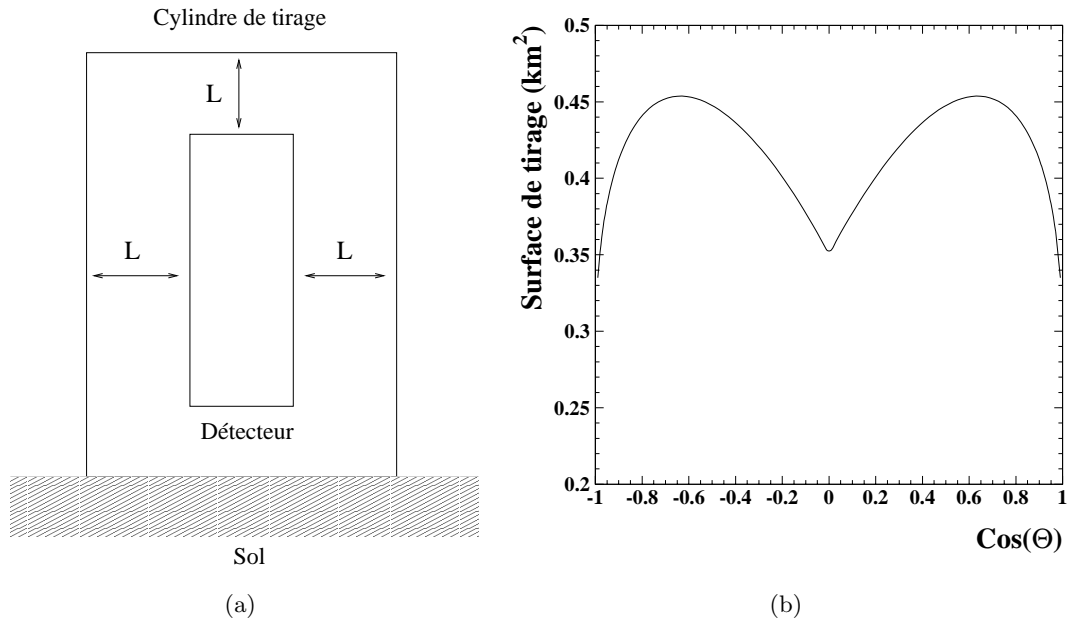


Figure 3.2: (a) Schématisation du cylindre de tirage sur/dans lequel les points d'entrée des événements sont engendrés. Il est construit autour du détecteur en ajoutant aux dimensions de ce dernier une distance L , valant 2.5 fois la longueur d'absorption maximale. (b) Surface de tirage correspondante, vue selon l'angle d'observation θ , entourant un détecteur composé d'un millier de modules optiques. C'est principalement à ce type de détecteur que cette thèse s'est intéressée.

Plusieurs programmes simulant les principaux signaux et bruits de fond ont été mis au point. Les événements correspondants seront utilisés dans la suite de ce travail :

- les **muons** (respectivement antimuons) **issus de neutrinos** (respectivement antineutrinos). Ces événements tiennent compte de l'absorption des neutrinos par la Terre, de la cinématique de l'interaction du neutrino avec la matière et des pertes d'énergie des muons (paragraphe 2.2.2 et 2.2.3). Ils sont engendrés uniformément en fonction du logarithme de l'énergie du neutrino et du cosinus de l'angle d'incidence. Ils sont ensuite pondérés pour tenir compte du flux diffus de neutrinos considéré (neutrinos atmosphériques, neutrinos de noyaux actifs de galaxie, neutrinos de défauts topologiques, ...),
- les **mono-muons atmosphériques** (un seul muon plus énergétique que 20 GeV sur le cylindre de tirage). Ils sont obtenus soit en propageant le flux donné au niveau de la mer [17] jusqu'au cylindre de tirage à l'aide du programme PROPMU [110], soit en utilisant directement une paramétrisation [111] donnant le flux à une profondeur donnée,

- les **multi-muons atmosphériques** (au moins deux muons plus énergiques que 20 GeV sur le cylindre de tirage). Leur flux est engendré au niveau de la mer grâce au programme HEMAS [112] qui traite les événements depuis l'interaction du rayonnement cosmique primaire avec l'atmosphère terrestre. Il est ensuite propagé jusqu'au niveau du détecteur à l'aide de PROPMU [110],
- les muons issus de neutrinos de **sources ponctuelles**. Ils permettent une étude plus détaillée des performances astronomiques du détecteur [113],
- les **événements contenus** pour lesquels l'interaction courant chargé du neutrino a lieu à l'intérieur du cylindre de tirage. Dans ce cas, la gerbe hadronique produite, simulée par le programme LEPTO [114], est prise en compte. Ces événements sont principalement utilisés pour les études concernant les oscillations de neutrinos et la détection des neutrinos électroniques et tauiques,
- les muons (antimuons) issus de neutrinos (antineutrinos) provenant de l'annihilation de **neutralinos** au centre de la Terre.

Ces types d'événements sont enregistrés sous différents formats (histogrammes, fichiers ASCII). Nous avons développé une interface afin de les rendre lisibles aux divers programmes simulant la réponse du détecteur. Ces derniers seront présentés dans la partie 3.4. Ils nécessitent une connaissance précise des caractéristiques des constituants du détecteur. C'est ce que nous allons maintenant détailler.

3.3 Simulation des caractéristiques du détecteur

3.3.1 Les modules optiques

Le module optique (MO), présenté au paragraphe 2.3.1, est l'instrument de mesure de base. Ses caractéristiques sont fortement et directement liées aux performances du détecteur. Elles doivent donc faire l'objet d'une simulation fidèle et précise afin d'obtenir des résultats cohérents et stables. C'est pourquoi une attention particulière a été portée à leur sujet.

Le nombre de photo-électrons (p.e.) engendrés par un flux monochromatique $\Phi_\gamma(\lambda)$ de photons incidents avec un angle θ par rapport à un module optique ($\theta = 0$ correspond à une incidence normale) est donné par :

$$\boxed{N_{\text{p.e.}}(\lambda) = (A_{\text{geo}}(0) \cdot \epsilon \cdot s) \cdot (\Phi_\gamma(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot qe(\lambda)) \cdot f(\theta)} \quad (3.1)$$

où apparaissent successivement les termes constants, les termes chromatiques et le terme angulaire :

- $\boxed{A_{\text{geo}}(0)}$ est l'aire géométrique de la photocathode vue sous incidence normale,
- $\boxed{\epsilon}$ est l'efficacité de collection du photomultiplicateur, dont la valeur est généralement comprise entre 80% et 90%. Celle-ci servira à normaliser les simulations par rapport aux données (voir ci-après),

- \boxed{s} représente les effets d'ombre, dus notamment à la cage de grande perméabilité magnétique qui occulte une petite partie de la surface active de l'instrument. La collaboration ANTARES les a évalués à environ 5% [115],
- $\boxed{T(\lambda)}$ est la transmissivité des couches de verre et de gel entourant le photomultiplicateur. Si $L_{\text{verre}}(\lambda)$ et $L_{\text{gel}}(\lambda)$ sont les longueurs d'absorption dans le verre et dans le gel, la transmissivité $T(\lambda)$ est donnée par $T(\lambda) = \exp(-d_{\text{verre}}/L_{\text{verre}}) \cdot \exp(-d_{\text{gel}}/L_{\text{gel}})$, où d_{verre} et d_{gel} sont les épaisseurs de verre et de gel mesurées au pôle respectivement à 1.4 cm et 1 cm. La figure 3.3 montre la dépendance spectrale de cette transmissivité. Les mesures de $L_{\text{verre}}(\lambda)$ et $L_{\text{gel}}(\lambda)$ effectuées par la collaboration ANTARES [116] et introduites dans les simulations y sont également indiquées,
- $\boxed{qe(\lambda)}$ est l'efficacité quantique du photomultiplicateur, c'est-à-dire la probabilité qu'un photon incident soit converti en photo-électron. Celle utilisée dans les simulations est une moyenne effectuée sur plusieurs mesures du constructeur HAMAMATSU. Elle est présentée sur la figure 3.3,
- $\boxed{f(\theta)}$ est la fonction qui contient la dépendance angulaire de l'efficacité de détection du module optique. Elle inclut les effets géométriques, les effets d'ombre dus aux supports mécaniques (qui occultent la partie active au-delà d'un angle polaire de 130 degrés) et les réflexions/refractions aux diverses interfaces (eau/verre, verre/gel, gel/photocathode). La fonction angulaire mesurée par la collaboration ANTARES [117] est présentée sur la figure 3.4.

Soulignons que toutes ces caractéristiques, utilisées dans les simulations, sont issues de mesures directes ou indirectes. Celles-ci ont été faites sur un module optique typique comprenant un photomultiplicateur HAMAMATSU de 10 pouces de type R7080-21 contenu dans une sphère de verre de type Benthos de 17 pouces de diamètre externe et englué avec un gel de la société Wacker [116].

L'efficacité de collection est un paramètre difficile à mesurer. La valeur que nous utiliserons est celle qui permet aux simulations de reproduire les données. Une mesure effectuée par la collaboration ANTARES fait état d'une détection de 46 ± 7 photo-électrons suite au passage d'un muon au minimum d'ionisation à 1 mètre de l'instrument de mesure et faisant un angle de 42 degrés par rapport à ce dernier [119] (c'est-à-dire que les photons Tcherenkov sont en incidence normale). Le flux de photons Tcherenkov produit à une distance d par un muon au minimum d'ionisation par centimètre de trace est :

$$\Phi_{\gamma}(\lambda) = \frac{1}{137 \cdot \lambda^2 \cdot d} \quad (3.2)$$

Une simulation de cette situation incluant toutes les caractéristiques précédentes a été effectuée. Pour obtenir le résultat présenté sur la figure 3.5, équivalent aux données, l'efficacité de collection des photomultiplicateurs a dû être fixée à 80%.

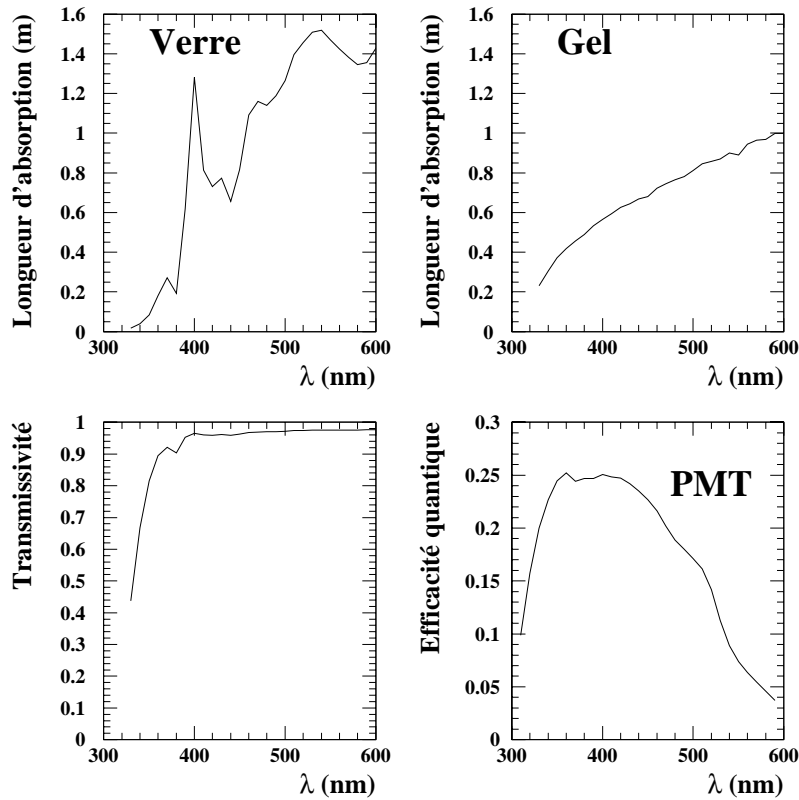


Figure 3.3: Caractéristiques du module optique utilisées dans les simulations. Les longueurs d'absorption du verre et du gel sont issues de mesures effectuées par la collaboration ANTARES [116]. La transmissivité du module optique est obtenue pour des épaisseurs de verre de 1.4 cm et de gel de 1 cm. Elle devient très faible pour des longueurs d'onde inférieures à 300 nm. L'efficacité quantique du photomultiplicateur représentée est la moyenne de plusieurs données du constructeur HAMAMATSU. Elle devient très faible pour des longueurs d'onde supérieures à 600 nm.

3.3.2 Le milieu environnant

Le milieu sous-marin environnant le détecteur va influencer sur les performances du télescope par son action sur les flux de photons Tcherenkov et par son activité lumineuse. Il est donc important de déterminer précisément ses caractéristiques et de prendre en compte ces dernières dans les simulations. C'est en partie l'objectif des mesures *in situ* effectuées par la collaboration ANTARES présentées au paragraphe 2.5.3.

Aux données de salinité, de pression et de température recueillies correspond [120] un indice optique de l'eau d'environ 1.346, variant de moins de 1% sur le domaine spectral visible. Cette valeur sera utilisée dans les simulations.

Un flux de photons $\Phi_\gamma(\lambda)$ parcourant une distance d dans l'eau est atténué d'un facteur $\exp(-d/L_{\text{eau}}(\lambda))$, où $L_{\text{eau}}(\lambda)$ est la longueur d'atténuation (paragraphe 2.3.2). La dépendance

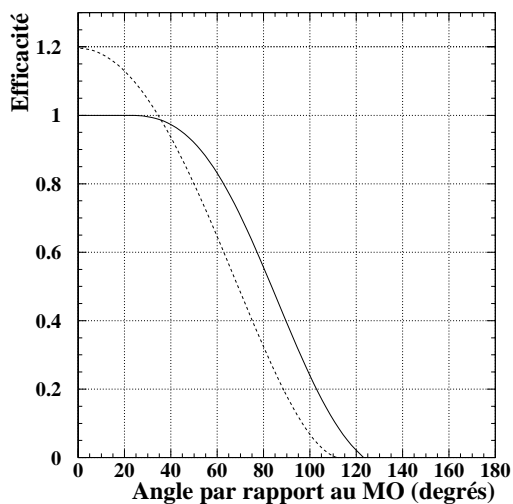


Figure 3.4: Réponse angulaire $f(\theta)$ d'un module optique issue d'une mesure effectuée par la collaboration ANTARES [117] et utilisée dans les simulations (trait plein). Elle correspond à l'efficacité de détection d'une onde plane de photons Tcherenkov incidents avec un angle θ , normalisée à l'unité dans le cas d'une incidence perpendiculaire à la photocathode. La courbe en pointillés présente le résultat d'une nouvelle mesure [118] prenant mieux en compte les effets systématiques de réflexion sur les surfaces de l'appareillage. La même normalisation lui est appliquée. Son influence sera discutée au paragraphe 5.1.1.

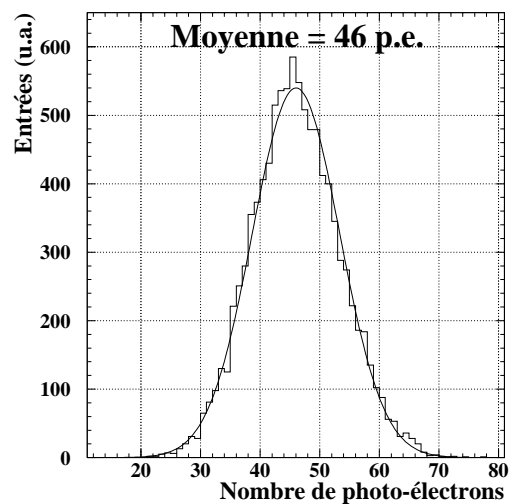


Figure 3.5: Réponse d'un module optique après normalisation du programme Monte Carlo. Cette simulation est obtenue avec les caractéristiques détaillées dans le texte et pour une efficacité de collection de 80%. Elle reproduit une mesure effectuée par la collaboration ANTARES. Celle-ci donne un signal de 46 ± 7 photo-électrons (p.e.) lors du passage d'un muon au minimum d'ionisation à 1 m de l'instrument de mesure et faisant un angle de 42 degrés avec ce dernier [119].

spectrale de la longueur d'absorption introduite dans les simulations [86] est présentée sur la figure 3.6. La diffusion de la lumière n'est pas encore prise en compte. Son effet sur les performances du télescope sera discuté au paragraphe 5.2.

Le nombre moyen de photo-électrons (p.e.) produits lors du passage d'un muon à une distance d d'un module optique et avec un angle de 42 degrés (les photons Tcherenkov sont à $\theta = 0$) est montré sur la figure 3.7. Il peut être ajusté par la fonction suivante :

$$N_{\text{p.e.}} \propto \frac{\exp(-\frac{d}{47 \text{ m}})}{d^{1.2}} \quad (3.3)$$

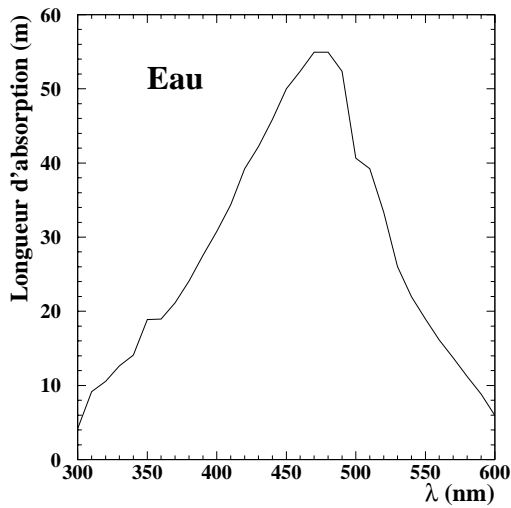


Figure 3.6: Distribution spectrale de la longueur d'absorption de l'eau utilisée dans les simulations. Elle est issue d'une déconvolution entre une mesure de longueur d'atténuation en milieu sous-marin profond effectuée par la collaboration NESTOR et un modèle réaliste de diffusion [86].

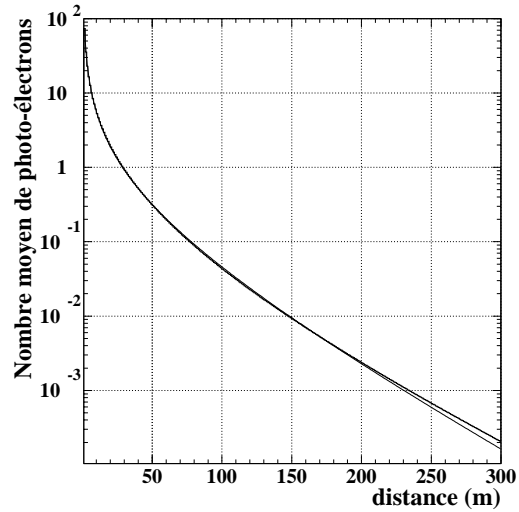


Figure 3.7: Nombre moyen de photo-électrons issus d'une trace au minimum d'ionisation vus par un module optique à une distance d et avec un angle de 42 degrés. La fonction de l'équation 3.3 y est superposée.

A grande distance, le module optique peut être considéré comme ponctuel. Il voit un flux de photons Tcherenkov variant en $1/d$ (équation 3.2). Au-delà de quelques dizaines de mètres, le nombre moyen de photo-électrons peut ainsi être ajusté par :

$$N_{\text{p.e.}} \propto \frac{\exp(-\frac{d}{42 \text{ m}})}{d} \quad (3.4)$$

La longueur effective d'absorption de l'eau est donc dans ces conditions d'environ 42 mètres. Aux faibles distances, des effets d'angle solide rentrent en ligne de compte.

Le potassium-40 et les organismes bioluminescents présents dans l'eau de mer sont des sources de lumière qui se superposent à la détection des photons Tcherenkov. Dans toutes les simulations, et sauf indication contraire, un taux constant de bruit de fond optique de 20 kHz est

ajouté sur chaque photomultiplicateur de 10 pouces de diamètre. Les résultats ne changent pas pour un taux de 40 kHz (paragraphe 5.2), conforme aux mesures moyennes effectuées *in situ* par la collaboration ANTARES (paragraphe 2.5.3). Le bruit de fond stochastique dû à la bioluminescence n'est pas simulé. Il peut localement et sur de brèves durées produire des taux de comptage de plusieurs MHz, ce qui sature le système d'acquisition des modules optiques impliqués. Il est prévu de ne pas prendre en compte dans le système de déclenchement les photomultiplicateurs comptant à une fréquence supérieure à 200 kHz. Des calculs [95] montrent que ceux-ci représentent toujours moins de 5% du détecteur à un instant donné.

3.3.3 Déformation par le courant et alignement du détecteur

Les lignes de détection sont déformées par le courant sous-marin. La forme typique qu'elles prennent est montrée sur la figure 3.8. Elle peut être décrite pour une ligne souple par une fonction polynômiale de degré 4 à 6. Une bonne reconstruction des événements nécessite une connaissance précise du télescope et en particulier de la position et de l'orientation de ses modules optiques. Afin d'évaluer les erreurs de positionnement de chaque photomultiplicateur, des simulations de déformation des lignes soumises à un courant sous-marin ont été effectuées. Le courant utilisé dans les simulations présentées est de 20 cm/s. Cela correspond à l'intensité maximale enregistrée par la collaboration ANTARES sur une période de 18 mois. Les événements d'alignement engendrés par les hydrophones et les inclinomètres disposés le long de la ligne déformée sont simulés. Ils sont ensuite analysés afin de reconstruire la forme de la ligne et de déterminer la position et l'orientation de chaque module optique.

La figure 3.9 présente la distribution des écarts simulés entre les positions véritables et reconstruites. Ceux-ci sont en moyenne inférieurs à 10 cm. Cette distance est équivalente à une erreur temporelle de moins de 0.5 ns, temps que met la lumière dans l'eau pour la parcourir. C'est une contribution faible par rapport à la résolution temporelle des photomultiplicateurs d'environ 1.3 ns (composition quadratique). La reconstruction de la géométrie des lignes de détection ne devrait donc pas poser de problèmes. L'influence des erreurs résiduelles sur les performances du télescope sera faible.

Cela n'est pas le cas si les modules optiques d'une ligne ou si les lignes entre elles sont mal étalonnés temporellement (c'est-à-dire si leurs horloges respectives ne sont pas synchronisées à mieux que quelques nanosecondes). Cet effet n'est pas inclus dans les simulations qui vont être présentées au chapitre 4. Il sera discuté au paragraphe 5.1.2.

3.3.4 Effets systématiques

Nous avons souligné l'importance d'une simulation précise des composants du détecteur et du milieu dans lequel il est plongé. Toutes les caractéristiques présentées sont issues directement ou indirectement de mesures. Ce sont celles qui sont utilisées dans les simulations. Nous évaluerons au chapitre 5 les effets systématiques qu'elles provoquent sur les performances du télescope.

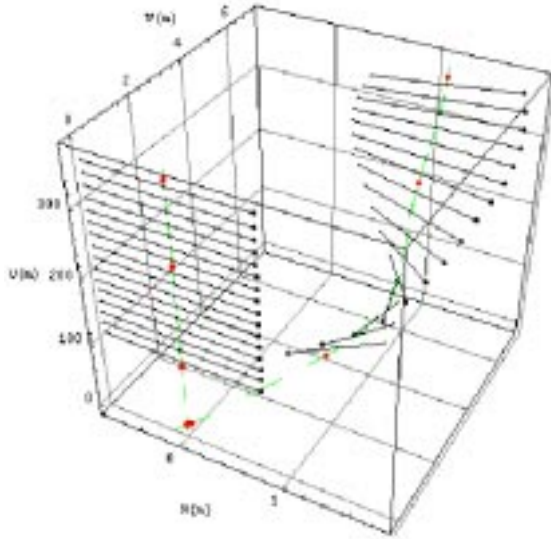


Figure 3.8: Déformation par un courant sous-marin de 20 cm/s d'une ligne de détection schématisée par des étages horizontaux. Un des côtés de chaque étage est repéré par un point. Pour plus de clarté, les échelles ne sont absolument pas respectées.

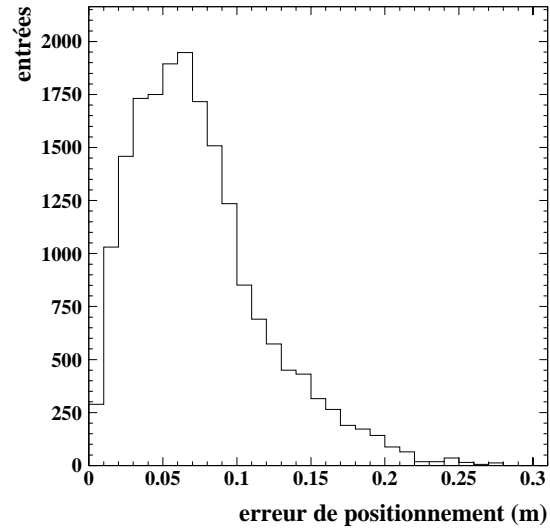


Figure 3.9: Distribution des erreurs de positionnement de chaque module optique après simulation et reconstruction des événements d'alignement. Le courant sous-marin utilisé est de 20 cm/s. L'erreur moyenne est inférieure à 10 cm.

3.4 Simulation de la réponse du détecteur

L'étape suivante consiste à simuler et à enregistrer la réponse de tous les modules optiques d'un détecteur donné, consécutivement au passage d'un événement engendré comme indiqué dans la partie 3.2. Le programme spécifique à cet objectif doit traiter la propagation du muon, les nombreuses particules secondaires émises, ainsi que le rayonnement Tcherenkov induit. D'autre part, il doit simuler correctement la réponse de chacun des modules optiques à ce flux de photons aussi bien au niveau temporel que quantitatif. Le nombre de particules secondaires, regroupées dans des cascades électromagnétiques et hadroniques, augmente considérablement avec l'énergie du muon. De plus, le nombre de photomultiplicateurs composant un détecteur peut atteindre plusieurs milliers. Dès lors, le traitement d'événements au-delà de quelques TeV par des programmes de simulation faisant appel à tous les niveaux à GEANT [109] nécessite des temps de calcul prohibitifs. Le besoin de larges statistiques, nécessaires aux études d'efficacité de détection, de résolution et surtout de rejet du bruit de fond, accentue d'autant plus le problème. Deux solutions basées sur la même approche y ont été apportées :

- paramétrer les distributions angulaires et longitudinales de la lumière Tcherenkov issue de cascades électromagnétiques et hadroniques. Cette technique a été initiée par la collaboration Baïkal dans son programme de simulation DADA [121],
- faire appel à des bibliothèques de cascades électromagnétiques et hadroniques préalablement construites. Cette technique a d'abord été développée par la collaboration AMANDA avec son programme RAVEN [88], puis par le groupe JPL-LBL avec le programme KM3 [122].

Les simulations de la réponse du détecteur effectuées dans ce travail sont basées sur le programme **DADA**, dont les détails sont exposés dans [121]. Nous nous contenterons d'en résumer la philosophie et de discuter les adaptations que l'on y a apportées.

Le suivi des muons est effectué par GEANT [109]. Cela permet de reproduire correctement les fluctuations stochastiques de leurs pertes d'énergie. La lumière Tcherenkov issue d'une particule secondaire de type e^\pm d'énergie supérieure à 0.5 GeV ou d'un γ au-delà de 1 GeV (respectivement d'un π^0 plus énergétique que 1 GeV ou d'un π^\pm, K^\pm, p^\pm au-delà de 10 GeV) est paramétrisée. Les particules secondaires moins énergiques sont prises en compte en ajoutant à la quantité de lumière Tcherenkov émise par le muon d'énergie E_μ une contribution de $(18 + 3.2 \log(E_\mu[GeV]))$ pourcents.

Les distributions longitudinales et angulaires de la lumière Tcherenkov issue d'une particule secondaire, produisant une cascade électromagnétique ou hadronique, ont été décrites en fonction de l'énergie de cette dernière :

- la distribution des traces, et donc de la lumière Tcherenkov, le long de l'axe z de la gerbe est ajustée par la fonction :

$$\frac{dl}{dt} = E_0 \left(K_1 \cdot b \cdot \frac{(bt)^{a-1} \exp(-bt)}{\Gamma(a)} + K_2 \cdot \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \right) \quad (3.5)$$

où $t = z/L_i$ (L_i est la longueur d'interaction du processus considéré), E_0 est l'énergie initiale de la particule, K_1 et K_2 sont des facteurs de normalisation et a , b et λ sont les paramètres de la cascade. Le second terme, associé aux paramètres K_2 et λ , n'intervient que dans le cas des cascades hadroniques pour prendre en compte la possibilité d'une désintégration de certains mésons en muons,

- la distribution du nombre de photons Tcherenkov engendrés par la cascade par unité d'angle solide est décrite par :

$$\begin{aligned} \frac{dn}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} & \left[N_1 \cdot \exp\left(-\left|\frac{\Theta - \Theta_c}{\sigma_1 + \epsilon_1 \cdot (\Theta - \Theta_c)}\right|\right) \right. \\ & + N_2 \cdot \exp\left(-\left|\frac{\Theta - \Theta_c}{\sigma_2 + \epsilon_2 \cdot (\Theta - \Theta_c)}\right|^2\right) \\ & \left. + N_3 \cdot \exp\left(-\left|\frac{\Theta - \Theta_c}{\sigma_3 + \epsilon_3 \cdot (\Theta - \Theta_c)}\right|^3\right) \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

où chaque terme exponentiel contient trois paramètres (σ_i , ϵ_i et un terme de normalisation N_i) et où Θ_c est l'angle Tcherenkov.

Les paramétrisations tirées de [121] n'existent que pour des particules secondaires d'énergie inférieure à 10 TeV. Elles sont en effet basées sur la librairie GEANT [109], bien adaptée aux plus basses énergies. Cette dernière assure la simulation des pertes d'énergie, des déflexions des muons, ainsi que la création des particules secondaires par processus radiatifs. Cependant, au-delà d'environ 10 TeV, les sections efficaces qui y sont introduites ne sont pas correctes. La collaboration ANTARES les a extrapolées sur la base d'hypothèses théoriques raisonnables [123]. Ces extrapolations ont été adoptées par la collaboration

GEANT-4 et seront incluses dans la prochaine version de GEANT. Elles remplacent, au sein des outils de simulation d'ANTARES, les valeurs prises par défaut dans la librairie GEANT-3.21.

C'est dans ce nouveau cadre que les paramétrisations introduites dans le programme de simulation ont été vérifiées [124] et étendues jusqu'à des énergies secondaires de 100 TeV. Au-delà, le temps de calcul nécessaire à une simulation complète devient trop important. Nous utiliserons néanmoins le programme pour traiter des événements muoniques jusqu'à 10 PeV. A titre d'exemple, les distributions angulaires et longitudinales de la lumière Tcherenkov issue d'une cascade électromagnétique de 100 TeV sont présentées sur la figure 3.10. Les dépendances en énergie des paramètres des équations 3.5 et 3.6 sont montrées sur la figure 3.11 pour les cascades électromagnétiques et pour les cascades hadroniques. Elles restent très similaires à celles obtenues précédemment [121].

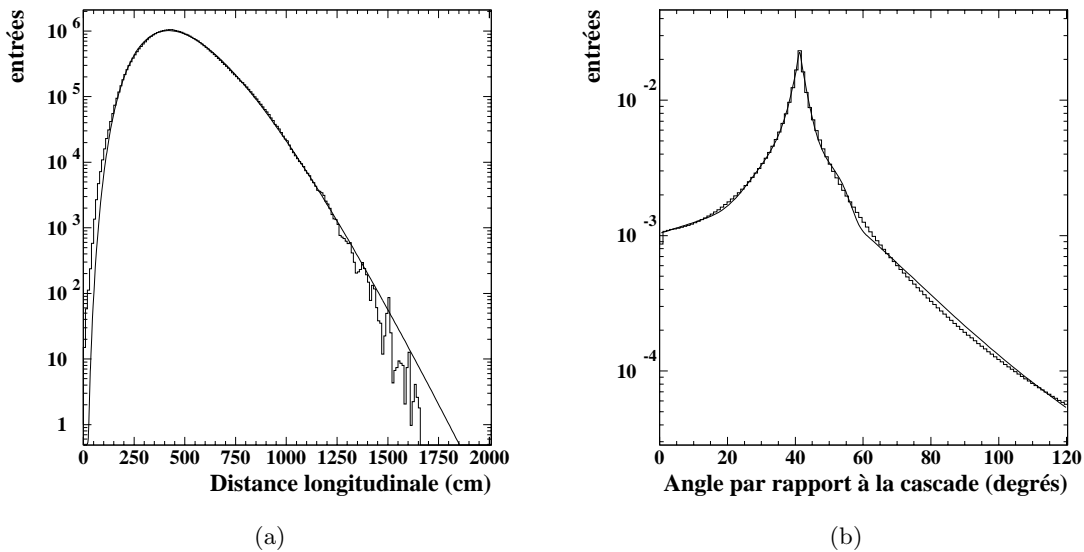


Figure 3.10: Distributions (a) longitudinale et (b) angulaire de la lumière Tcherenkov émise par une cascade électromagnétique de 100 TeV. La distribution longitudinale est ajustée par l'équation 3.5. Les trois paramètres correspondants sont présentés sur la figure 3.11. La distribution angulaire normalisée est ajustée par l'équation 3.6. Les neuf paramètres correspondants sont présentés sur la figure 3.11.

D'autres modifications ont été apportées au programme DADA initial, dont la construction de l'interface avec l'ensemble des outils de simulation d'ANTARES :

1. Alors que des simulations dans des détecteurs composés d'une centaine de photomultiplificateurs étaient difficiles, le programme modifié est capable de propager des événements au sein de plusieurs milliers de modules optiques. Ceci a été rendu possible par la prise en compte dans les calculs de la distance et de l'angle d'incidence des photons Tcherenkov par rapport aux modules optiques avant le stockage des résultats, ce qui permet d'absorber plus d'informations.

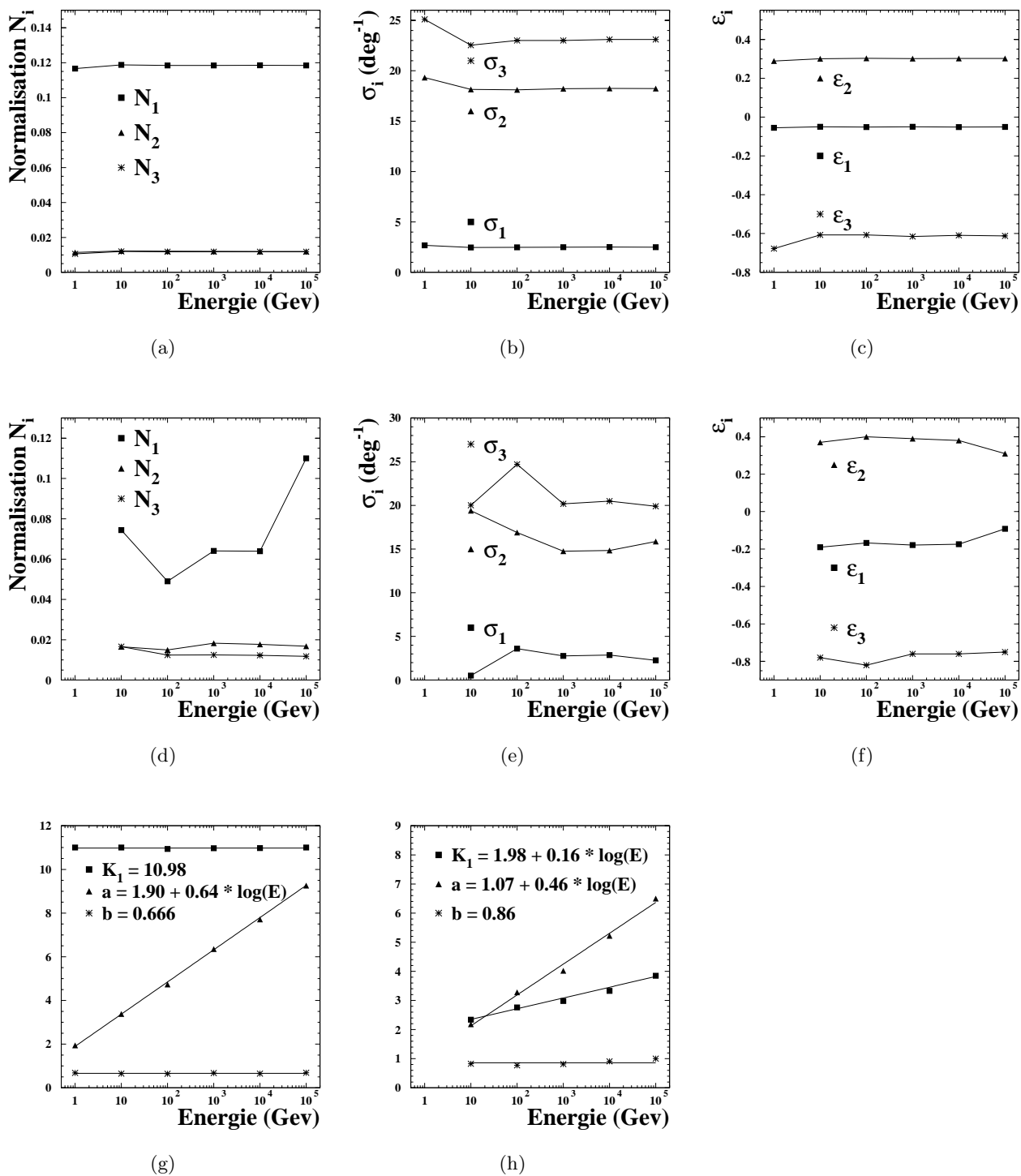


Figure 3.11: Paramètres des ajustements par l'équation 3.6 de la distribution angulaire de la lumière Tcherenkov issue de cascades électromagnétiques (a), (b), (c) et hadroniques (d), (e), (f) d'énergie E ; paramètres des ajustements par l'équation 3.5 de la distribution longitudinale de la lumière Tcherenkov issue de cascades électromagnétiques (g) et hadroniques (h) d'énergie E .

2. La deuxième modification concerne le traitement de l'absorption des photons Tcherenkov. Celui-ci a été introduit à chaque niveau (eau, verre, gel, . . .) sous forme de tables selon les caractéristiques présentées sur la figure 3.3. Cela permet une plus grande souplesse dans le choix des divers composants ainsi qu'un faible gain de temps.
3. Le temps de calcul est précisément l'objet de la troisième modification importante apportée au code initial. Au lieu de boucler sur tous les modules optiques à chaque pas de la simulation, le nouveau programme peut combiner plusieurs de ces pas. La condition est qu'aucune particule secondaire n'ait été engendrée entre-temps et que la diffusion multiple subie par le muon ne l'ait presque pas dévié de sa trajectoire initiale. Cet artifice permet des gains de temps substantiels, notamment à basse énergie. Par exemple, le traitement des événements multi-muons atmosphériques, constitués pour la plupart de plusieurs muons de basse énergie, est accéléré d'un facteur 10.

Par rapport à un outil basé complètement sur GEANT, le programme DADA ainsi modifié assure une vitesse d'exécution beaucoup plus importante. Le gain est typiquement d'un facteur 10000. Il est d'environ 1000 par rapport à des programmes basés sur GEANT mais ne traitant pas la propagation des photons Tcherenkov (tableau 3.1).

Programme	Energie du muon				
	100 GeV	1 TeV	10 TeV	100 TeV	1 PeV
GEANT sans rayonnement Tcherenkov	170	520	2200	> 40 000	??
DADA modifié	0.2	0.5	1.0	8.3	124

Tableau 3.1: Temps moyen (en secondes CPU) nécessaire à la simulation de la réponse d'un détecteur constitué d'un millier de modules optiques suite au passage d'un muon d'énergie E en son sein. Les machines utilisées sont des HP-UX 10.20 équipées d'un processeur PA-8000.

Des études précédentes ont vérifié que les résultats obtenus avec DADA reproduisaient de manière satisfaisante ceux issus d'une simulation avec GEANT ainsi que les données prises par le détecteur BAIKAL NT-36 [121]. De manière indépendante, nous avons comparé "DADA modifié" avec un programme basé complètement sur GEANT [125]. La figure 3.12 montre que l'accord entre les résultats est également très satisfaisant.

3.5 Simulation de l'électronique et de l'acquisition des données

Le programme simulant la réponse du détecteur fournit la liste des amplitudes et des temps enregistrés par chaque module optique consécutivement au passage d'un événement. L'étape suivante consiste à y ajouter la contribution du bruit de fond optique et à simuler le signal de sortie de chaque photomultiplicateur.

Au sein de ces derniers, les photo-électrons primaires sont transformés en un signal électrique par l'intermédiaire d'un système d'étages d'amplification dont le gain peut atteindre plus de 10^8 . Il est constitué de 12 à 14 dynodes. Le gain total G_i pour chaque

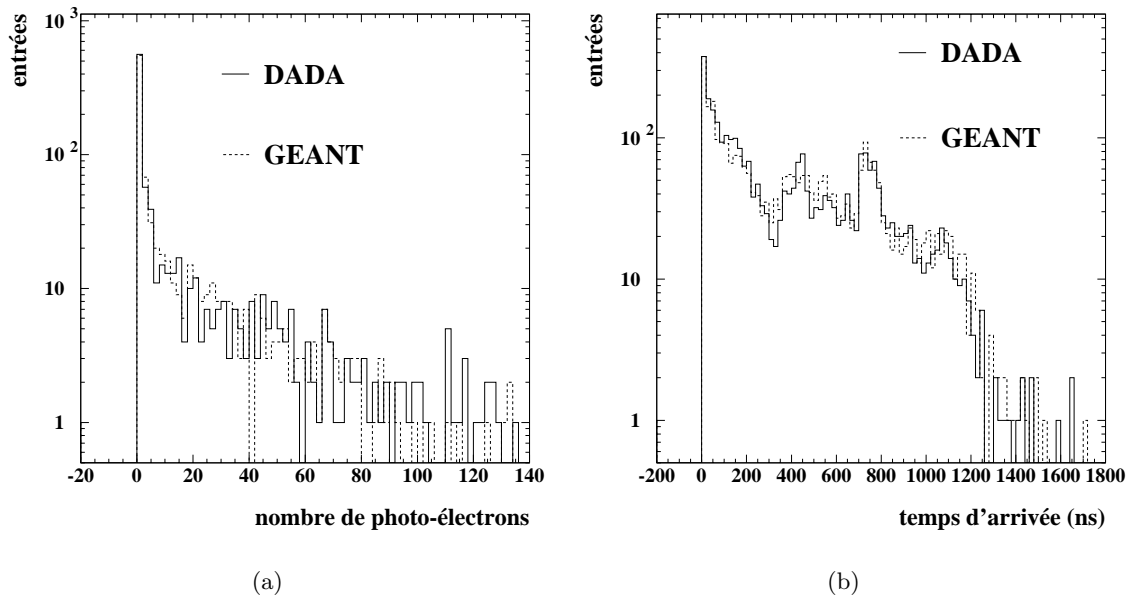


Figure 3.12: Distributions des amplitudes (a) et des temps d'arrivée (b) enregistrés par un détecteur suite au passage de multi-muons. Elles sont obtenues par des simulations avec “DADA modifié” (trait plein) et avec un programme basé complètement sur GEANT [125] (pointillés).

photo-électron est calculé selon une loi de Poisson à chacun des étages. Les fluctuations des premières dynodes limitent la résolution sur l'amplitude du signal de sortie. Des mesures effectuées par la collaboration ANTARES à ce sujet permettent d'ajuster la simulation du photomultiplicateur utilisé, qui suppose que les 14 dynodes ont des gains respectifs de 9 pour la première, 12 pour la deuxième, 8 pour la troisième et de l'ordre de 2.9 pour les suivantes.

La réponse de sortie à un photo-électron $f(t)$ est modélisée sur la figure 3.13. Le bruit électronique correspondant aux mesures y est ajouté. La simulation suppose que la réponse de sortie $F(t)$ à un ensemble de n_i photo-électrons convertis sur la photocathode au temps t_i est linéaire :

$$F(t) = \left(\sum_i n_i G_i \cdot f(t - t_i) \right) + \text{bruit} \quad (3.7)$$

La résolution temporelle des photomultiplicateurs est caractérisée par le TTS (Transit Time Spread) (voir le paragraphe 2.3.1). Celui-ci est pris égal à 1.26 ± 0.1 ns, conformément aux mesures [119].

L'électronique de sortie est ensuite simulée de façon à représenter les effets de numérisation. Dans le cas de signaux $F(t)$ simples dont la forme est celle d'une impulsion unique (figure 3.13), on en détermine globalement l'amplitude et le temps. Les signaux plus complexes, de longue durée ou constitués de plusieurs impulsions, sont échantillonnés toutes les nanosecondes pendant 128 ns.

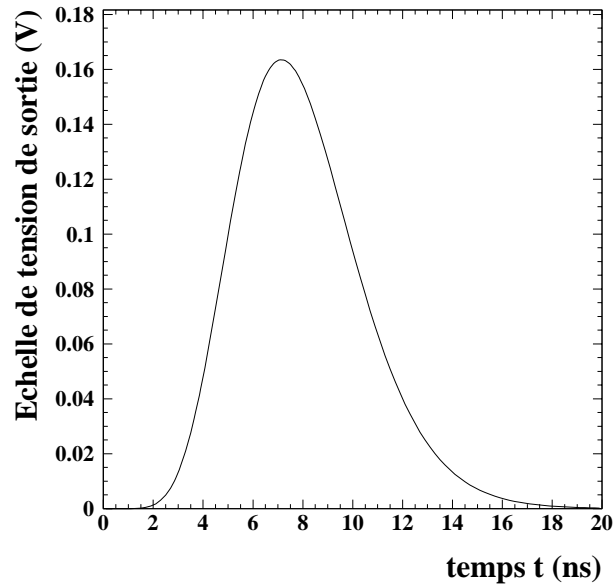


Figure 3.13: Modèle de la réponse de sortie $f(t)$ des photomultiplicateurs à un photo-électron utilisé dans les simulations.

L'élaboration des différents niveaux de déclenchement de l'acquisition des données est ensuite simulée. Ces derniers seront décrits au paragraphe 4.2.2. Les informations des événements retenus sont regroupées et étiquetées en temps au niveau de modules électroniques **locaux**. Ceux-ci sont indépendants les uns des autres et l'ordre de leur lecture n'est pas garanti. Les différentes parties d'un événement ne portent donc pas de référence commune autre que le temps. Un automate décale temporellement les signaux de façon à les sérialiser sur le câble électro-optique. A ce niveau, les résultats des simulations reproduisent le plus fidèlement possible les données qui arriveront à la sortie de ce câble. La première étape de la reconstruction est de regrouper les informations cohérentes (dans une fenêtre temporelle de quelques microsecondes). On peut alors chercher à déterminer une direction et une énergie à partir de ces dernières. C'est ce que nous allons maintenant présenter.

3.6 Reconstruction de l'événement

Le muon ultra-relativiste produit un sillage de lumière Tcherenkov détecté par un réseau tridimensionnel de modules optiques. La mesure du développement temporel de ce sillage, c'est-à-dire du temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs, permet la reconstruction de la direction du muon. La quantité de lumière recueillie permet d'en estimer l'énergie. Détaillons les méthodes employées.

3.6.1 Reconstruction de la direction

Introduction

Une trace muonique peut être définie par 5 paramètres : un point sur la trace (2 paramètres), deux cosinus directeurs et un temps. Si les photo-électrons enregistrés par les photomultiplicateurs sont effectivement dus au passage d'un muon, le problème consiste à trouver le jeu de 5 paramètres le plus probable. La probabilité que ce soit la trace correspondante qui soit à l'origine de ces coups sera alors maximale. Nous pouvons également tester d'autres hypothèses quant à l'origine des photo-électrons. Par exemple, dans ce travail, nous utiliserons aussi celle qui suppose qu'ils sont issus non pas d'une trace mais d'un point brillant (cas de l'émission de photons très énergiques par le muon). Il faut alors déterminer quelle est l'hypothèse qui semble la plus probable. Nous allons maintenant détailler le cas de la recherche d'une trace muonique.

Pour une trace donnée, le temps d'arrivée de l'onde de lumière Tcherenkov peut être calculé pour chaque photomultiplicateur indicé i selon la formule :

$$(t_i)_0 = t_0 + [L_i + d_i \tan(\theta_c)] / c \quad (3.8)$$

où d_i est la distance minimale d'approche de la trace par rapport au photomultiplicateur et L_i est la distance le long de la trace entre le point d'approche minimale et le point correspondant à l'instant t_0 (le temps de déclenchement) (figure 3.14).

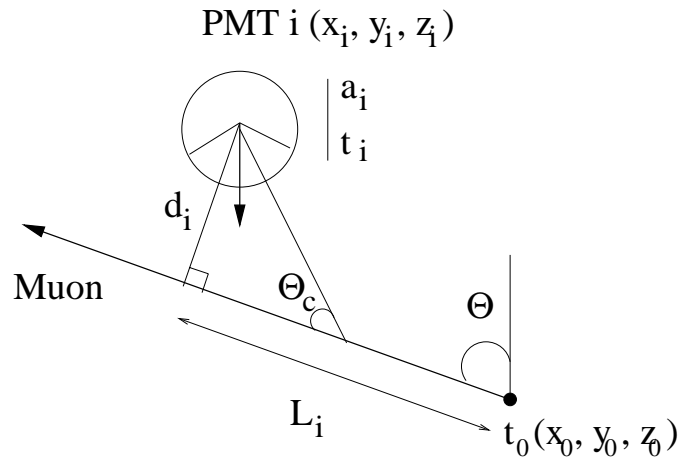


Figure 3.14: Définition des notations utilisées.

Quand un module optique enregistre l'arrivée de photo-électrons au temps t_i , ceux-ci peuvent être :

- issus du muon lui-même. Leur temps d'arrivée est alors réparti selon une gaussienne centrée sur $(t_i)_0$ dont la largeur correspond à la résolution du photomultiplicateur (TTS),
- issus de particules secondaires. Ils arrivent alors en retard par rapport aux photons primaires selon une distribution proche d'une exponentielle décroissante,

- dus au bruit de fond optique. Ils arrivent alors uniformément distribués dans le temps.

Seule la deuxième composante (celle des photons secondaires) dépend de l'énergie du muon. La distribution temporelle obtenue par des simulations Monte Carlo de photons provenant de muons de 2, 10, 50 et 250 TeV est montrée en exemple sur la figure 3.15. En la normalisant à l'unité, cette distribution temporelle représente la densité de probabilité que le coup arrivé au temps t_i sur le photomultiplicateur i soit dû à la trace considérée. On l'appelle fonction de densité de probabilité (fdp).

Construction de la fonction de vraisemblance

Le but est de trouver la trace muonique la plus probable. C'est celle qui permet de maximiser le produit des probabilités que chaque coup i enregistré au temps t_i lui soit imputable, soit :

$$\mathcal{L} = \prod_i \text{fdp}(t_i - (t_i)_0) \quad (3.9)$$

C'est ce qu'on appelle la fonction de vraisemblance \mathcal{L} . Pour des raisons numériques, on essaie en fait de maximiser le logarithme de cette fonction :

$$\log(\mathcal{L}) = \sum_i \log[\text{fdp}(t_i - (t_i)_0)] \quad (3.10)$$

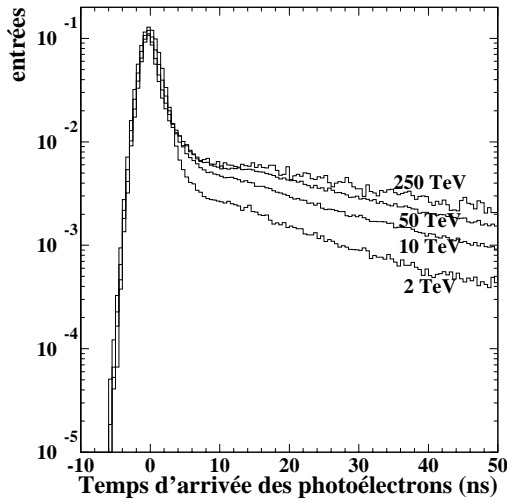


Figure 3.15: Fonction de densité de probabilité du temps d'arrivée des photons issus de muons de différentes énergies. Le temps Tcherenkov $(t_i)_0$ est pris égal à 0. Seule la partie due aux photons secondaires dépend de l'énergie du muon. La contribution constante due au bruit de fond optique est à un niveau inférieur à 10^{-5} .

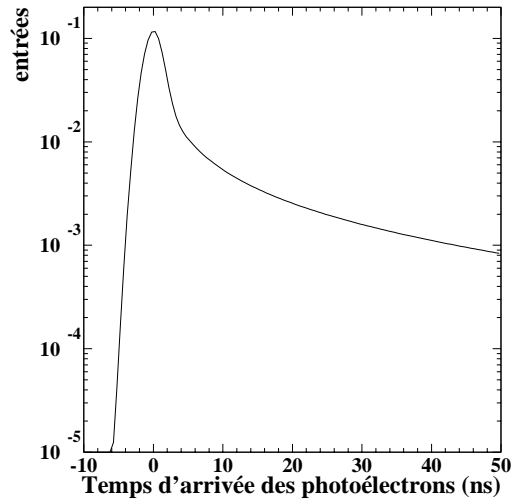


Figure 3.16: Fonction de densité de probabilité utilisée dans la reconstruction pour calculer la fonction de vraisemblance. La queue exponentielle correspond aux photons secondaires d'un muon de l'ordre de 10 TeV.

Pour simplifier le problème, nous avons choisi de découpler la reconstruction de la trajectoire muonique de la détermination de l'énergie (celle-ci sera présentée au paragraphe suivant). C'est

pourquoi nous utilisons une fonction de densité de probabilité indépendante de l'énergie du muon. Elle est représentée sur la figure 3.16. La queue exponentielle correspondant aux photons secondaires représente celle due à un muon de l'ordre de 10 TeV. De nombreux tests ont montré que les résultats ne dépendent que peu de ce choix et sont peu affectés par cette simplification. De plus, pour faciliter l'ajustement, on remplace dans la fonction de densité de probabilité la composante continue due au bruit de fond optique par une exponentielle. Cette astuce permet à l'algorithme de converger même s'il explore la partie continue. Notons que l'information contenue dans les tubes non touchés n'est pas encore prise en compte. Elle pourrait permettre de placer des véto sur l'ajustement et de lever certaines ambiguïtés.

Recherche du maximum de la fonction de vraisemblance

Le point de départ de l'algorithme recherchant le maximum du logarithme de la fonction de vraisemblance (équation 3.10) est obtenu en effectuant une détermination préliminaire de la trace [126]. L'idée est de considérer les photomultiplicateurs touchés indicés i comme étant proches de la trace muonique de direction \vec{v} :

$$\vec{x}_i \sim \vec{x}_0 + \vec{v}(t_i - t_0) \quad (3.11)$$

La vitesse v de la trace est laissée libre. Le problème consiste alors à minimiser la fonction de χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum_i (\vec{x}_i - \vec{x}_0 - \vec{v}(t_i - t_0))^2 \quad (3.12)$$

Il devient donc linéaire et peut être résolu analytiquement par la connaissance de deux points.

La recherche de la trace pour laquelle la fonction de vraisemblance est maximale est ensuite effectuée numériquement. La procédure d'ajustement permet d'obtenir le jeu des 5 paramètres $(\vec{x}, t, \theta, \phi)$ le plus probable ainsi que la matrice de covariance du problème. Celle-ci est importante car elle est directement reliée aux estimées des erreurs commises, qui sont des critères de sélection pertinents (paragraphe 4.3.2). Le repère qu'on a choisi est de prendre pour axe z la direction de la trace considérée (figure 3.17). Comme nous le verrons au paragraphe 4.5, ce choix a des conséquences favorables pour le rejet des muons atmosphériques.

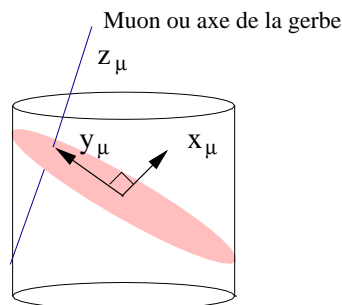


Figure 3.17: Repère utilisé par la méthode de reconstruction.

Les résultats que cette méthode permet d'obtenir seront présentés aux paragraphes 4.3 et 4.5.

3.6.2 Estimation de l'énergie

La détermination de l'énergie est effectuée après la reconstruction de la trace. Nous avons déjà souligné dans les chapitres précédents l'importance de pouvoir estimer l'énergie du neutrino. Cela doit permettre notamment de séparer la composante atmosphérique du signal cosmique de haute énergie. C'est le muon produit par interaction courant chargé qui est détecté. C'est donc son énergie qui va être estimée. Cette dernière est fortement corrélée à l'énergie du neutrino incident (paragraphe 2.2.2). Les pertes d'énergie du muon sont décrites par l'équation 2.11. Au-dessus de l'énergie critique ϵ_c (environ 600 GeV dans l'eau), celui-ci ne se comporte plus du tout comme une particule faiblement ionisante. Il est accompagné de particules secondaires. L'énergie qu'il rayonne et transfère au milieu augmente alors avec son énergie.

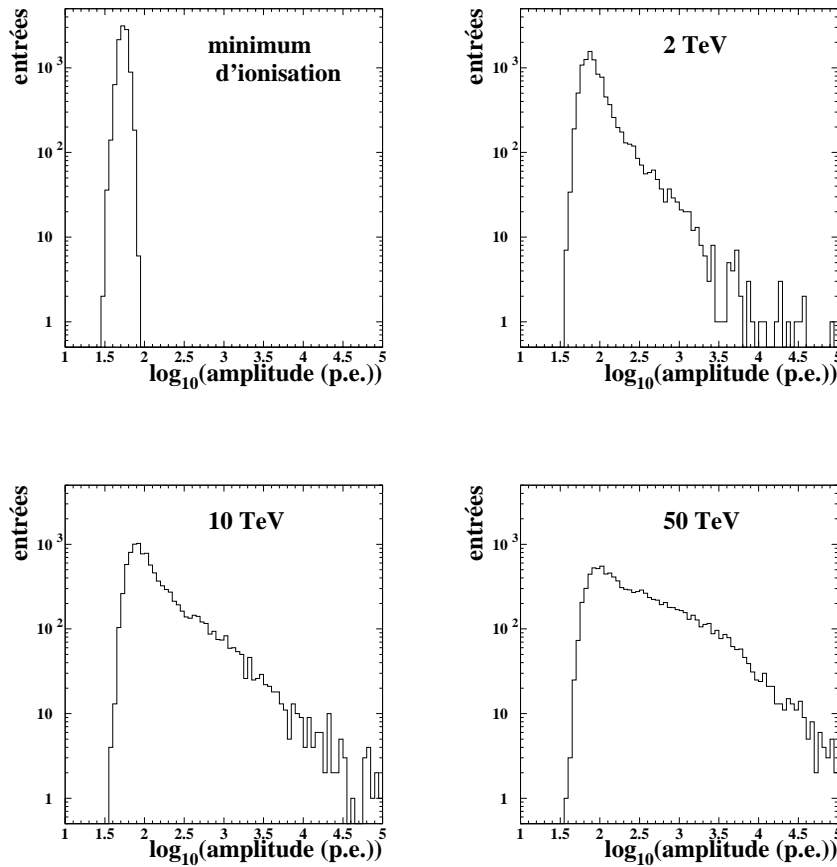


Figure 3.18: Nombre de photo-électrons (p.e.) vus par un photomultiplicateur lors du passage d'un muon à un mètre et avec un angle d'incidence de 42 degrés. Le muon est respectivement au minimum d'ionisation, de 2 TeV, de 10 TeV et de 50 TeV. L'information donnée par l'amplitude enregistrée par le module optique fluctue de plus en plus quand l'énergie du muon augmente, alors que la valeur la plus probable ne change que très peu.

Les pertes d'énergie d'origine radiative constituent le principal accès à l'énergie du muon. Elles sont cependant très fluctuantes. C'est ce qui est montré sur la figure 3.18. Par exemple, 50% des amplitudes enregistrées lors du passage d'un muon de 10 TeV sont supérieures à la valeur la plus probable de celles consécutives au passage d'un muon de 50 TeV. Le principal problème est donc de trouver un compromis consistant à réduire ces fluctuations tout en gardant le maximum d'information. Les notations utilisées ont été définies sur la figure 3.14 présentée au paragraphe précédent.

Lors du passage du muon d'énergie E_μ à travers le détecteur, chaque photomultiplicateur touché indicé i enregistre un "coup" d'amplitude a_i au temps t_i . Si le muon était au minimum d'ionisation, le module optique aurait enregistré une amplitude $(a_0)_i$ au temps Tcherenkov $(t_0)_i$. Ces deux quantités sont calculables analytiquement en fonction de la distance d et de l'angle d'incidence Θ de la trace reconstruite. Supposons que l'amplitude enregistrée a_i soit proportionnelle à la perte d'énergie totale du muon (somme des composantes continues et radiatives). L'équation 2.11 :

$$-\left\langle \frac{dE_\mu}{dx} \right\rangle = \alpha \cdot \left(1 + \frac{E_\mu}{\epsilon_c}\right) \quad (3.13)$$

permet de déduire :

$$a_i \propto (a_0)_i \cdot \left(1 + \frac{E_\mu}{\epsilon_c}\right) \quad (3.14)$$

L'excès de "brillance" dû aux processus radiatifs que le module optique i enregistre s'écrit alors :

$$\left(\frac{a_i}{(a_0)_i} - 1 \right) \propto \frac{E_\mu}{\epsilon_c} \quad (3.15)$$

Cette information est rare, la densité de photomultiplicateurs étant très faible. Elle est de plus extrêmement fluctuante, ce que confirme la figure 3.19 (a).

Afin de construire un bon estimateur de l'énergie, il est nécessaire de réduire ces fluctuations tout en conservant un maximum d'information. Ce sont les pertes d'énergie catastrophiques qui sont responsables de l'essentiel des fluctuations. Elles provoquent en effet des coups de forte amplitude et parfois très en retard par rapport au temps Tcherenkov. L'idée est de construire des **moyennes tronquées**. Le principe, pour réduire les fluctuations, est de moyennner l'information événement par événement sur les photomultiplicateurs qui vérifient les deux critères suivants :

E-1 le temps enregistré est compatible avec le temps Tcherenkov théorique de la trace reconstruite, soit $|t_i - (t_0)_i| < 4 \text{ ns}$,

E-2 la brillance enregistrée, $a_i/(a_0)_i$, satisfait l'une des conditions suivantes :

E2-1 condition "basse énergie" : $0.1 < a_i/(a_0)_i < 100$,

E2-2 condition "haute énergie" : $10 < a_i/(a_0)_i < 1000$.

Autrement dit, la détermination de l'énergie repose sur l'estimateur suivant :

$$\hat{E} \propto \left(\frac{\sum_i a_i}{\sum_i (a_0)_i} - 1 \right) \quad (3.16)$$

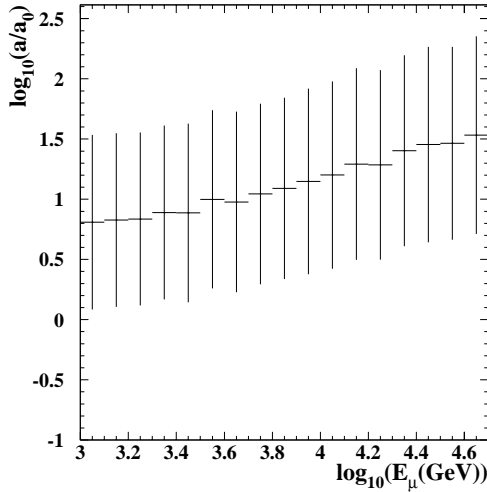
où la somme est effectuée sur les photomultiplicateurs i satisfaisant aux critères E-1 et

- E2-1 pour l'estimateur de basse énergie,
- E2-2 pour l'estimateur de haute énergie.

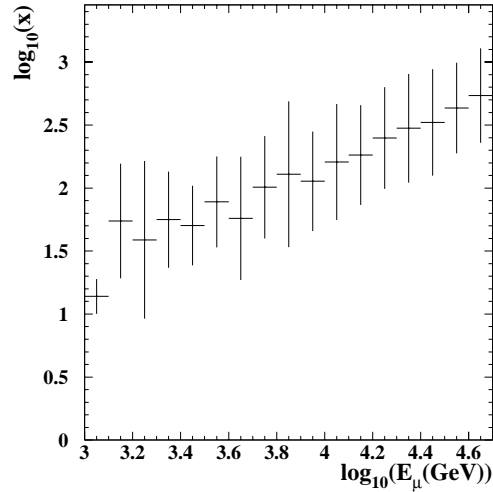
Pour améliorer la résolution, cet estimateur peut être pondéré par un terme différent de l'unité. Après plusieurs essais, le meilleur choix est de prendre le nombre total de coups provoqués par l'événement, $N(\text{coups})$:

$$\hat{E} \propto N(\text{coups}) \cdot \left(\frac{\sum_i a_i}{\sum_i (a_0)_i} - 1 \right) = x \quad (3.17)$$

Comme le montre la figure 3.19 (b), la construction de cette moyenne tronquée, caractérisée par la variable x , permet d'éliminer une bonne partie des fluctuations.



(a) Fluctuations autour de la valeur moyenne de $a_i/(a_0)_i$ enregistrée par un photomultiplicateur sur le passage d'un muon d'énergie E_μ .



(b) Fluctuations autour de la variable x définie par l'équation 3.17. Elle représente la moyenne tronquée de l'excès de brillance pondérée par le nombre de coups provoqués par l'événement.

Figure 3.19: Réduction des fluctuations de l'information sur l'énergie du muon par la création d'une moyenne tronquée.

Bien entendu, l'effet des troncatures dépend de l'énergie et il ne faut pas qu'elles rejettent trop d'information. C'est d'ailleurs pourquoi nous avons construit deux estimateurs, l'un à basse énergie et l'autre à haute énergie. Définissons-en les frontières. L'effet de la condition E-1 est

montré sur la figure 3.20 (a). Plus l'énergie augmente, plus elle rejette d'information apportée par les particules secondaires et contenue dans les queues non gaussiennes des distributions. L'information restante, contenue dans la partie gaussienne, est également de plus en plus importante. L'effet de la condition E-2 est montré sur la figure 3.20 (b). A très haute énergie, le critère E-2 rejette à lui seul énormément d'informations. Il devient donc inadapté au problème. C'est pourquoi on a alors recours au critère E-2-2. Ainsi, la stratégie suivante est adoptée :

- si les critères E-1 et E-2 rejettent moins de 90% des coups de l'événement, c'est l'estimateur de basse énergie qui est employé,
- dans le cas contraire, c'est l'estimateur de haute énergie qui est utilisé.

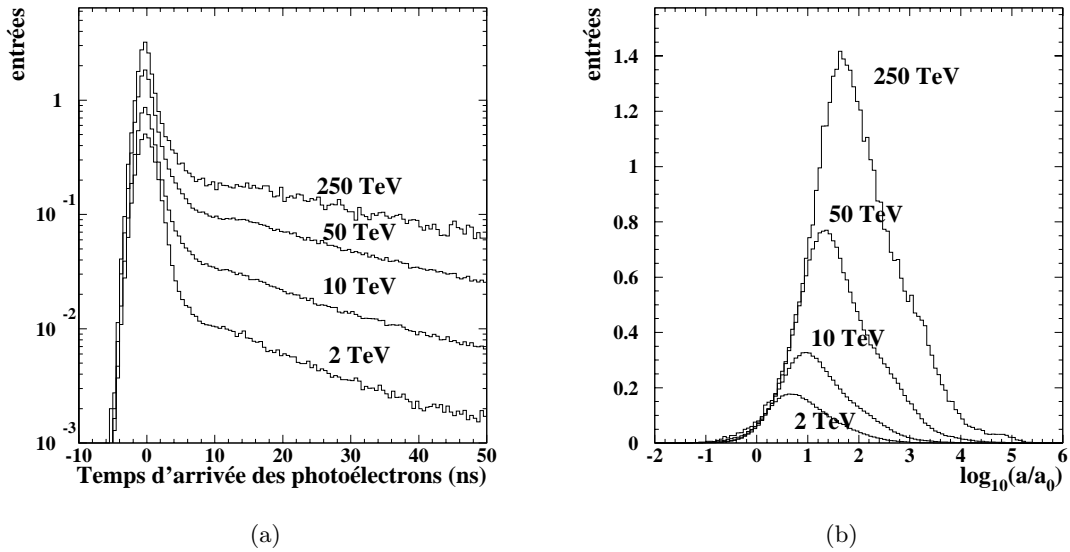


Figure 3.20: Distributions du temps d'arrivée $t_i - (t_0)_i$ (a) et de $a_i/(a_0)_i$ (b) des coups enregistrés par un photomultiplicateur sur le passage de muons de différentes énergies. Les résultats sont moyennés sur la position et l'orientation du module optique. Ils permettent d'évaluer les effets des troncatures E-1 et E-2 effectuées par la méthode d'estimation de l'énergie pour réduire les fluctuations de l'information (voir texte).

Les estimateurs sont définis par des ajustements linéaires du logarithme de la variable x en fonction du logarithme de l'énergie du muon (figure 3.21). Comme prévu par l'équation 3.17, les deux pentes de ces ajustements sont extrêmement voisines de 1 :

$$\log(\hat{E}) = \begin{cases} 1.56 + 1.04 * \log(x) & \text{pour les basses énergies} \\ 1.26 + 1.02 * \log(x) & \text{pour les hautes énergies} \end{cases} \quad (3.18)$$

La figure 3.21 confirme que l'estimateur de basse énergie est bien adapté au problème entre environ 1 et 300 TeV. Au-delà, les conditions E-1 et E-2 rejettent trop d'informations. C'est

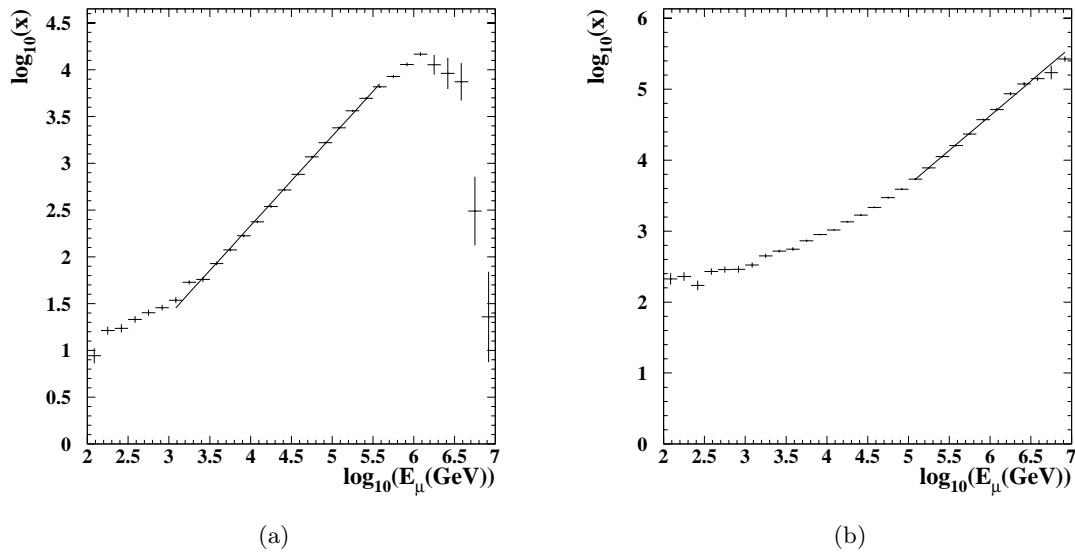


Figure 3.21: Ajustements du logarithme de la variable x définie dans l'équation 3.17 en fonction du logarithme de l'énergie du muon pour : (a) la condition "basse énergie", et (b) la condition "haute énergie". Les ajustements sont ceux de l'équation 3.18. Ils permettent de définir un estimateur sur le logarithme de l'énergie du muon.

alors l'estimateur de haute énergie qui est utilisé.

En dessous de 1 TeV, il n'existe que très peu d'informations sur l'énergie du muon. Les pertes d'énergie y sont en effet quasiment constantes, la contribution radiative devenant trop faible. Cependant, à ces énergies, le parcours du muon devient comparable voire inférieur aux dimensions caractéristiques du détecteur. La proportion des événements contenus - non traités dans cette étude - par rapport aux événements "surfaciques" devient donc importante (environ 50% à 500 GeV et plus en deçà). L'énergie des événements contenus, même pour des muons au minimum d'ionisation, pourrait être déterminée par l'évaluation du parcours du muon R_μ . Cela nécessite une reconstruction précise du début et de la fin de la trace [67].

La méthode d'estimation de l'énergie qui vient d'être présentée est basée sur une simple paramétrisation d'une variable construite de manière à contenir le maximum d'information et à présenter le minimum de fluctuations. Les résultats qu'elle permet d'atteindre seront présentés au paragraphe 4.4. Notons qu'elle pourrait servir de point de départ à une méthode de reconstruction globale d'un événement, basée sur un algorithme de maximum de vraisemblance incluant à la fois la reconstruction de la direction et celle de l'énergie.

3.7 Analyse

L'approche générale de l'analyse des simulations rend celle-ci pleinement compatible avec l'analyse future des données réelles. Le programme d'analyse compare les résultats fournis par la reconstruction avec les traces simulées. Un filtrage des événements est effectué selon le système de déclenchement considéré. Celui-ci dépend de la physique étudiée. En outre, des outils ont été construits pour visualiser graphiquement les événements (comme le programme ANT [119] écrit par la collaboration ANTARES) ou pour créer des histogrammes ensuite étudiés avec le logiciel d'analyse PAW [127].

3.8 Architecture générale des outils de simulation d'ANTARES

La figure 3.22 conclut ce chapitre en schématisant l'architecture générale des outils qui y ont été présentés. Les parties suivantes vont détailler l'utilisation qui en a été faite.

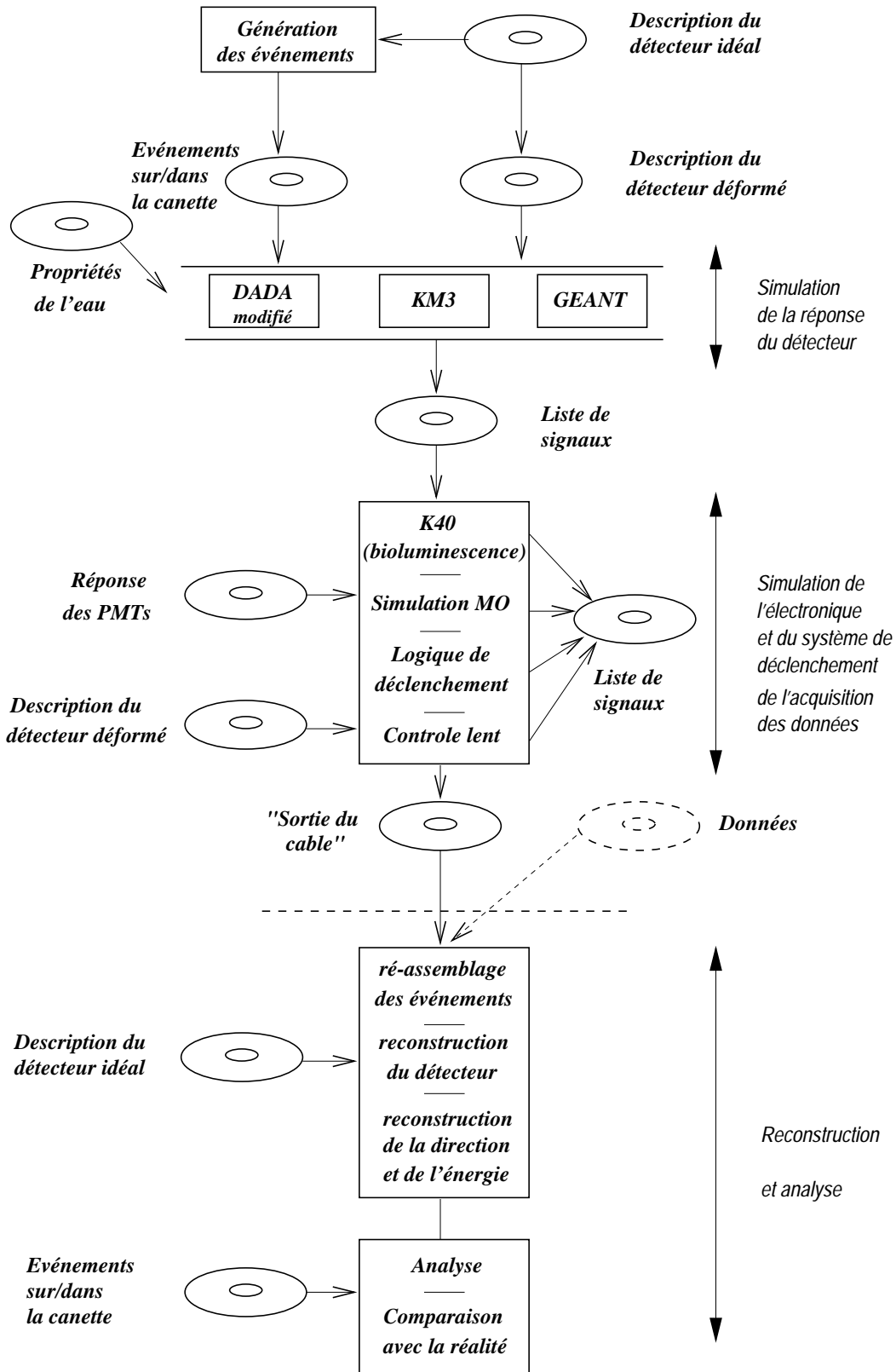


Figure 3.22: Architecture schématique générale des outils de simulation de la collaboration ANTARES. Les rectangles représentent des programmes et les ellipses des fichiers stockés sur disque et/ou sur bande.

Chapitre 4

Performances attendues d'un télescope sous-marin à neutrinos

La recherche de la vérité est plus précieuse que sa possession.

LESSING, L'ÉDUCATION DU GENRE HUMAIN.

4.1 Caractérisation du télescope

La première application des outils de simulation décrits dans le chapitre précédent est d'évaluer les performances que l'on peut atteindre avec un télescope à neutrinos. Le principal but d'un tel appareil est d'identifier des sources mal connues voire inconnues aussi bien au niveau du flux de particules qu'au niveau de leurs spectres (paragraphe 1.5). C'est pourquoi le cahier des charges qu'on lui fixe dans le domaine de l'astronomie est ambitieux :

- une efficacité de détection importante pour mettre en évidence de très bas flux et une acceptance optimale, aussi bien en énergie (au-delà de la centaine de GeV), afin d'être efficace sur tous les types de spectres, qu'en direction pour couvrir le maximum de la voûte céleste,
- une précision angulaire élevée, maître-mot de l'astronomie,
- une résolution en énergie suffisante pour rejeter les neutrinos atmosphériques et tester les nombreux modèles de production de neutrinos cosmiques,
- un rejet maximal du bruit de fond constitué par les muons atmosphériques.

Une optimisation effectuée à coût constant sur la base d'appareils comprenant 15 lignes de détection et moins de 1000 modules optiques est décrite au chapitre 6. Les performances attendues du détecteur issu de cette optimisation vont maintenant être détaillées. Celui-ci est situé à 2300 mètres de profondeur. Il comprend 945 photomultiplicateurs de 10 pouces de diamètre regroupés par triplets et regardant à 45 degrés au-dessous de l'horizon. L'espacement vertical entre les triplets est de 16 mètres. La distance horizontale entre les lignes de détection est d'environ 80 mètres. La figure 4.1 résume les caractéristiques de cet appareil, dont le choix et le caractère optimal apparaîtront plus clairement par la suite.

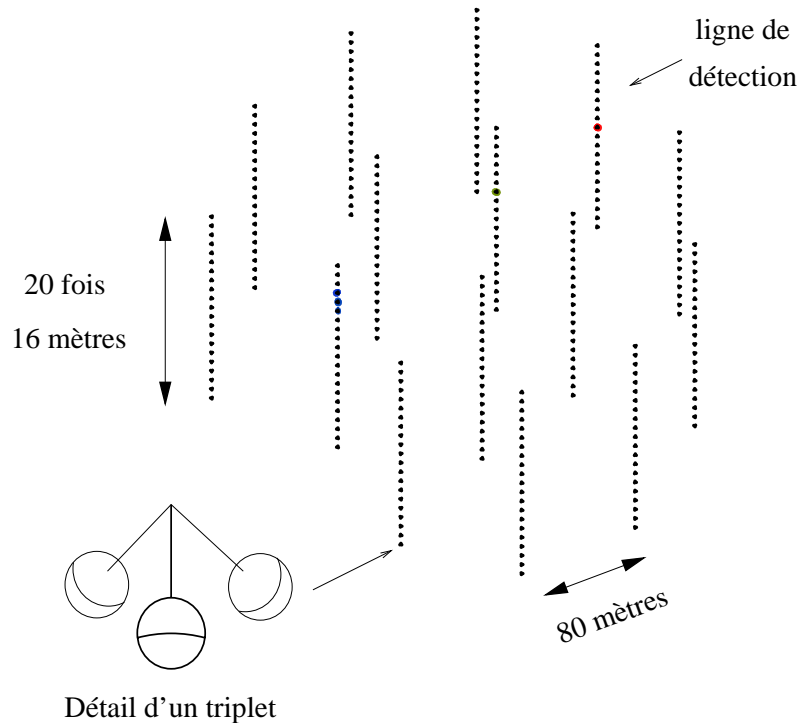


Figure 4.1: Le détecteur utilisé dans ce chapitre ressort de l'optimisation décrite au chapitre 6. Il comprend 945 photomultiplicateurs de 10 pouces regroupés par triplets et regardant à 45 degrés au-dessous de l'horizon. Les distances caractéristiques sont indiquées. Une vue de dessus du détecteur est représentée sur la figure 4.4 (b).

4.2 Déclenchement et efficacité de détection

4.2.1 Coïncidences locales

L'essentiel du bruit de fond optique est constitué, en milieu sous-marin, par la radioactivité naturelle due au ^{40}K et par la bioluminescence. Sa composante continue s'élève entre 25 et 70 kHz pour un photomultiplicateur (PMT) de 10 pouces. Afin de la réduire significativement, on peut placer un seuil minimal sur les amplitudes enregistrées par les photomultiplicateurs et/ou faire des coïncidences locales entre des modules optiques proches (voir le tableau 4.1). La première solution impose un seuil supérieur à 2 photo-électrons. Le bruit de fond engendre en effet principalement des signaux à un seul photo-électron (p.e.). C'est ce que nous montre la figure 4.2. La stratégie adoptée consiste à regrouper localement les modules optiques et à déclencher l'acquisition des données si l'une des deux conditions suivantes est satisfaite :

- T1-1 au moins deux des photomultiplicateurs du triplet sont en coïncidence temporelle, dans une fenêtre de 20 ns,
- T1-2 un seul photomultiplicateur du groupe est touché avec une amplitude supérieure à 3 photo-électrons, valeur assez conservatrice.

Ce premier niveau de déclenchement est appelé T1. Il permet de réduire la composante continue du bruit de fond optique d'environ un facteur 500.

Un seul module optique	
Seuil (photo-électrons)	Taux de bruit (Hz)
0.5	20 000
2	140
3	80
4	50
5	40
Deux modules optiques en coïncidence	
Distance d (cm)	Taux de bruit (Hz)
55	40
150	30

Tableau 4.1: Taux de bruit de fond optique dû au ^{40}K enregistré par un photomultiplicateur de 8 pouces. Dans le premiers cas, celui-ci est isolé et on lui applique différents seuils. Dans le second cas, il est mis en coïncidence avec un voisin distant de d et pour un seuil de 0.5 photo-électron. Ces valeurs sont issues de mesures effectuées par la collaboration ANTARES [108] et ont été reproduites par des simulations [39]. Il faut les multiplier par un facteur 1.5 pour un photomultiplicateur de 10 pouces.

4.2.2 Déclenchement de l'acquisition des données

Plusieurs critères de déclenchement de l'acquisition des données sont nécessaires pour couvrir

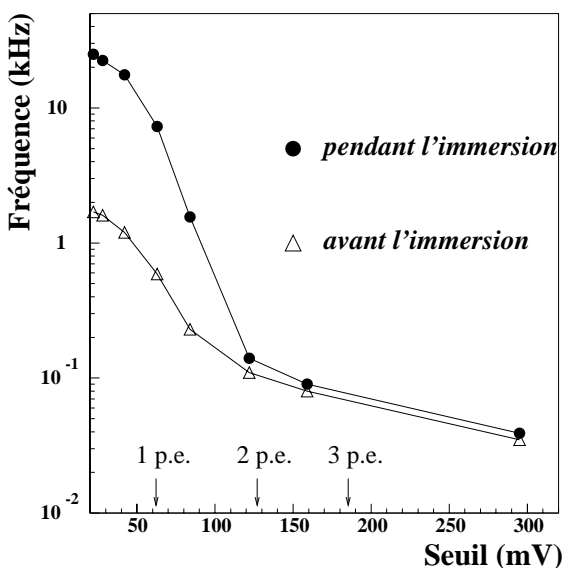


Figure 4.2: Taux de comptage enregistrés par un PMT de 8 pouces avant et pendant une immersion pour différents seuils (31 mV = 0.5 p.e.).

les différents canaux de physique envisagés : événements muoniques de haute énergie, oscillations de neutrinos, dépôts localisés d'énergie (ν_e de supernova, courants neutres, ...), structure temporelle double des interactions de neutrinos tauiques... Par exemple, certains événements de très basse énergie, comme les ν_e d'une dizaine de MeV des supernovæ, peuvent nécessiter un traitement global de l'information basé sur la somme de la lumière collectée. Hormis ceux-ci (que l'on ne considère pas dans ce travail), la plupart des canaux décrits satisfont au critère simple demandant un nombre minimal n de groupes de modules optiques touchés, c'est-à-dire imposant l'existence d'au moins n coïncidences locales. Des simulations effectuées sur des détecteurs contenant 1000 photomultiplicateurs ont conduit à définir le deuxième niveau de déclenchement T2, supérieur à T1. Il est

validé si l'une des deux conditions suivantes est satisfaite :

T2-1 au moins 3 déclenchements T1 ont eu lieu sur tout le détecteur,

T2-2 au moins 2 déclenchements T1 ont eu lieu sur une ligne de détection.

Le niveau T2 provoque alors la lecture des signaux de **tous** les photomultiplicateurs du détecteur. La première condition (T2-1) est principalement appliquée à l'étude des muons de haute énergie sur laquelle la suite de l'exposé sera basée. La seconde (T2-2) est plus spécifiquement adaptée à l'étude des oscillations de neutrinos et à la recherche de neutralinos, pour lesquelles les muons sélectionnés sont proches de la verticale [66] (paragraphe 1.6). Les simulations faites sur des détecteurs composés d'un millier de modules optiques fournissent un taux de déclenchement T2 de quelques kHz. 100 Hz sont dus aux muons atmosphériques, le reste provenant du bruit de fond optique (pour un taux initial de ^{40}K de 20 kHz par photomultiplicateur de 10 pouces de diamètre).

4.2.3 Contraintes sur la géométrie du détecteur

Considérons plus spécifiquement le cas des événements muoniques de haute énergie (de 100 GeV à plusieurs PeV), qui sont probablement les plus intéressants pour l'astronomie des neutrinos. Le but est de déclencher l'acquisition des données lors du passage du plus grand nombre de muons possible. Il faut bien entendu que l'événement ayant déclenché le système soit ensuite reconstitué, c'est-à-dire que l'on ait recueilli suffisamment d'informations à son sujet pour pouvoir en déterminer précisément la direction et l'énergie. Voyons les contraintes que la reconstruction impose.

Comme nous l'avons présenté au paragraphe 3.6, il s'agit d'un problème à 5 degrés de liberté. Il nécessite donc l'information d'au minimum 5 points dans l'espace-temps. Il est de plus nécessaire que cette information soit tri-dimensionnelle afin de lever toute ambiguïté sur la direction du muon. En effet, si l'information est contenue dans un plan, il existe une ambiguïté droite/gauche par rapport à ce plan dans la détermination de la trace. Plus généralement, si l'information possède une symétrie, il existe une indétermination par rapport à l'axe/plan de cette symétrie.

Une étude spécifique de reconstruction de muons au minimum d'ionisation (donc peu fluctuants) a été menée. Les quelques événements très mal reconstruits (avec une erreur angulaire supérieure à 5°) présentaient tous une symétrie flagrante. Un exemple est montré sur la figure 4.3. Non seulement la géométrie des tubes touchés mais aussi l'information temporelle y sont quasiment symétriques. Une prise en compte de l'information des tubes non-touchés pourrait permettre de lever partiellement la symétrie, ce qui n'a pas encore été testé.

On a donc choisi une géométrie de détecteur permettant d'éviter au maximum les symétries. Nous avons adopté une disposition en spirale des lignes de détection. Comme le montre la figure 4.4, on réduit ainsi les symétries géométriques tout en garantissant un écart minimal entre les lignes.

Cela assure que si au moins 3 lignes de détection sont touchées, l'information est probablement asymétrique. Elle permet alors une reconstruction non-ambiguë de la trace muonique.

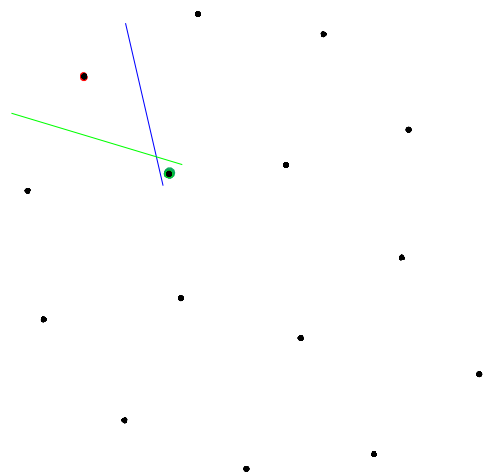
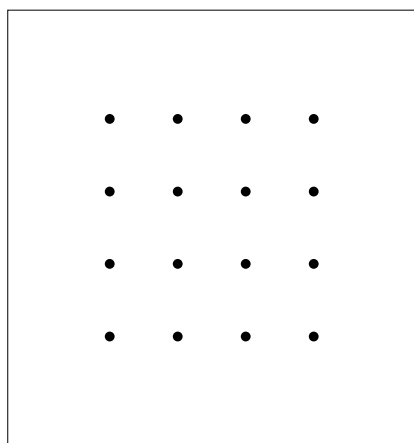
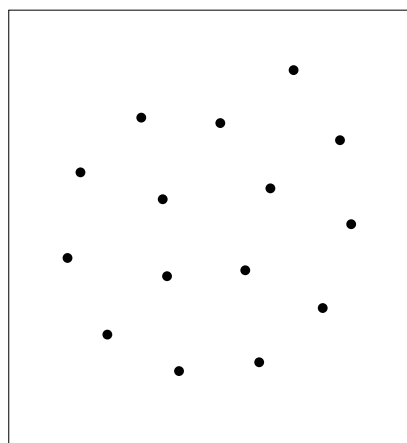


Figure 4.3: Vue de dessus d'un événement où l'information est contenue dans un plan (seules deux lignes sont touchées). La trace reconstruite est l'image de la vraie trace par symétrie par rapport à ce plan.



(a) exemple de géométrie à grand nombre de symétries.



(b) exemple de géométrie à faible nombre de symétries. C'est cette configuration en spirale qui est utilisée dans la suite de ce travail.

Figure 4.4: Géométries et symétries. Les schémas présentent une vue de dessus des lignes de détection. Une symétrie dans l'information utilisée par la reconstruction empêche toute détermination non-ambiguë de la trace considérée.

4.2.4 Utilisation des informations isolées de faible amplitude

Les contraintes imposées par la reconstruction que nous venons de décrire nécessitent que les événements satisfassent à des conditions plus restrictives que celles du niveau T2 pour être bien reconstruits. La première solution, historique et très conservatrice, était d'imposer l'existence d'au moins 8 coïncidences locales réparties sur un minimum de 3 lignes. Elle permet de sélectionner des événements qui possèdent une information riche. En contrepartie, elle réduit significativement l'efficacité de détection, notamment à basse énergie (nous le verrons sur la figure 4.8).

Une étude a donc été menée pour adoucir l'exigence de ces critères. Elle est basée sur l'utilisation de l'information apportée par les photomultiplicateurs touchés de manière isolée et avec une faible amplitude (inférieure à 3 photo-électrons). C'est ce que l'on appelle les **SPE** (Simple Photo-Electrons), car il s'agit, pour la plupart, de signaux causés par 1 photo-électron. Cette information ne rentre pas dans le cadre des coïncidences locales. Elle mérite néanmoins d'être prise en compte car elle est quantitativement riche. Par exemple, sur un détecteur constitué de 1000 modules optiques, et même pour les événements présentant moins de 3 ou 4 coïncidences, il existe en moyenne une dizaine de SPE (figure 4.5).

Bien entendu, ceux-ci sont noyés au milieu d'environ 80 autres SPE engendrés par le bruit de fond optique. Nous avons en effet vu que ce dernier produit principalement des signaux à un photo-électron. C'est d'ailleurs pour cette raison que nous avons construit des coïncidences locales. Celles-ci représentent des points d'ancrage solides de la trace recherchée. Elles peuvent permettre de filtrer efficacement les SPE engendrés par les événements physiques par rapport à ceux dus au ^{40}K lorsque la stratégie suivante est adoptée :

1. on effectue une détermination préliminaire de la trace muonique en ne considérant que l'information contenue dans les coïncidences locales. Comme nous le montre la figure 4.6, si l'événement possède au moins quatre coïncidences réparties sur 2 lignes de détection, cette première détermination est de bonne qualité,
2. elle sert alors de point de départ à un ajustement complet par la méthode du maximum de vraisemblance (paragraphe 3.6). On utilise pour cela non seulement les coïncidences locales mais aussi l'information contenue dans les SPE à la fois en temps et proches spatialement de la trace préliminaire. On garde donc les SPE vérifiant les deux critères suivants (figure 4.7) :
 - la différence temporelle δt entre la trace préliminaire et le temps enregistré par le photomultiplicateur est comprise entre -0.15 et 0.05 microsecondes,
 - la distance entre la trace préliminaire et le photomultiplicateur est inférieure à 100 mètres.

Ce filtre permet de garder environ 60% des SPE produits par les événements physiques et de rejeter plus de 99% de ceux engendrés par le bruit de fond optique. Ainsi, même si l'événement ne possède que 4 coïncidences réparties sur 2 lignes de détection, l'utilisation supplémentaire apportée par les SPE passant le filtre fournit l'information globale tri-dimensionnelle nécessaire à une bonne reconstruction.

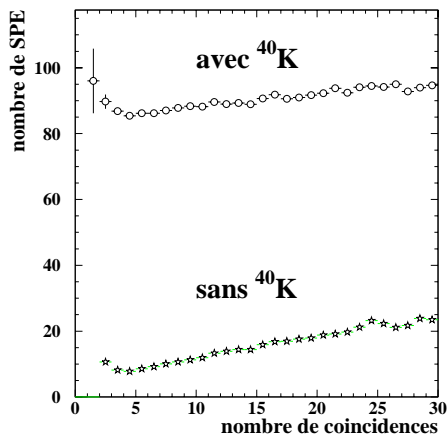


Figure 4.5: Nombre de SPE par rapport au nombre de coïncidences locales avec et sans bruit de fond optique. Les événements pauvres en coïncidences possèdent en moyenne une dizaine de SPE, information qu'il faut extraire d'environ 80 SPE dus au bruit de fond.

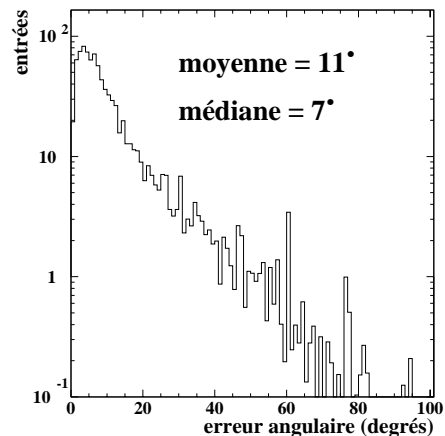
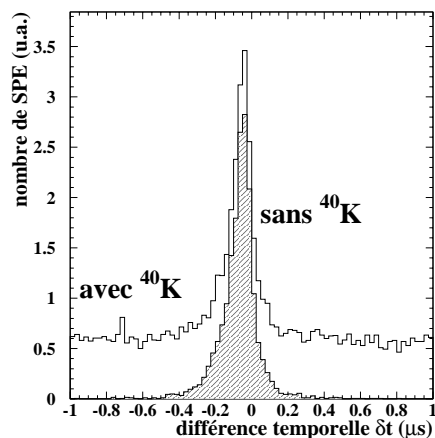
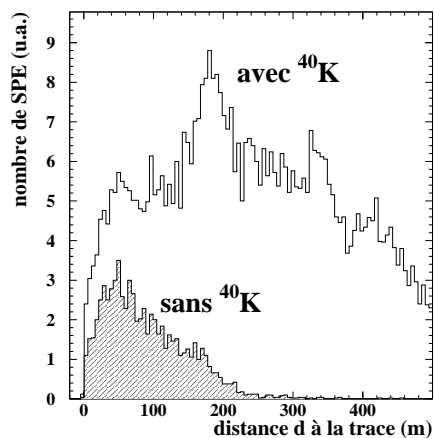


Figure 4.6: Distribution des écarts angulaires entre le “vrai muon” et la trace issue de la détermination préliminaire pour un spectre en $1/E^2$. Les événements considérés possèdent au moins 4 coïncidences locales réparties sur 2 lignes de détection.



(a) Filtre par rapport à la différence temporelle δt entre la trace et le temps enregistré par le photomultiplicateur. Seuls les SPE vérifiant $-0.15 < \delta t < 0.05 \mu\text{s}$ sont conservés.



(b) Filtre par rapport à la distance entre la trace et le photomultiplicateur. Seuls les SPE vérifiant $d < 100 \text{ m}$ sont conservés.

Figure 4.7: Filtre des SPE effectué après une première détermination de la trace muonique basée sur les coïncidences locales. Les SPE passant ce filtre sont utilisés dans l’ajustement final de la trace.

Cette technique augmente considérablement l'efficacité de déclenchement, notamment à basse énergie, par rapport à une utilisation exclusive des coïncidences. C'est ce que nous verrons au paragraphe 4.2.5 et en particulier sur la figure 4.8. De plus, elle permet d'atteindre une meilleure résolution angulaire et un rejet plus important des muons atmosphériques. Le gain qu'elle apporte est donc substantiel puisqu'elle augmente l'efficacité de détection du signal et réduit le bruit de fond.

Dans la suite, et sauf indication contraire, nous ne considérerons plus que le cas d'un déclenchement basé sur l'existence d'au moins 4 coïncidences locales réparties sur au moins 2 lignes de détection. La technique utilisant l'information apportée par les SPE est employée.

4.2.5 Surfaces effectives

La notion de surface effective permet de quantifier l'efficacité de détection et de calculer aisément les taux de comptage attendus. Ceux-ci seront présentés au paragraphe 4.2.6. Elle est pertinente dans le cas des événements muoniques plus énergiques que 100 GeV pour lesquels le parcours du muon est plus grand que la dimension caractéristique du détecteur. Dans le cas contraire ou dans le cas où l'interaction a lieu dans le volume géométrique du détecteur (événements contenus), il est plus adapté de parler de volume effectif de détection.

La surface effective du détecteur dépend à la fois de l'énergie et de la direction du muon. Seules des méthodes Monte Carlo permettent de l'évaluer précisément. Celles-ci consistent à engendrer N_{tirage} traces muoniques passant à travers la surface d'un cylindre entourant le détecteur (paragraphe 3.2). Rappelons que pour éviter tout biais de simulation, ce cylindre est pris suffisamment grand, imposant d'engendrer des événements sur une grande surface de tirage A_{tirage} (figure 3.2).

Si, parmi les N_{tirage} événements muoniques simulés, N_{decl} satisfont aux critères de déclenchement, la surface effective de déclenchement est par définition :

$$A_{\text{decl}}(E_{\mu}, \theta_{\mu}) = \frac{N_{\text{decl}}}{N_{\text{tirage}}} \cdot A_{\text{tirage}} \quad (4.1)$$

Si on la multiplie par le flux de muons au niveau du détecteur $\Phi_{\mu}(E_{\mu}, \theta_{\mu})$ (la figure 2.9 résume les principaux flux attendus), on obtient le taux d'événements répondant aux critères de déclenchement. La détection idéale s'obtient sans bruit de fond optique et suppose que la connaissance minimale de 5 points de mesure repartis sur 3 lignes de détection suffise à reconstruire toutes les traces. Le critère minimum de déclenchement est donc l'existence d'au moins 5 photomultiplicateurs touchés sur 3 lignes. La surface effective du détecteur optimisé défini en 4.1 correspondant à cette condition est présentée sur la figure 4.8 en fonction de l'énergie du muon. Elle y est comparée aux surfaces obtenues pour les deux critères introduits précédemment :

- l'existence d'au moins 8 coïncidences réparties sur 3 lignes (critère très conservateur),
- l'existence d'au moins 4 coïncidences réparties sur 2 lignes (critère employé dans ce travail).

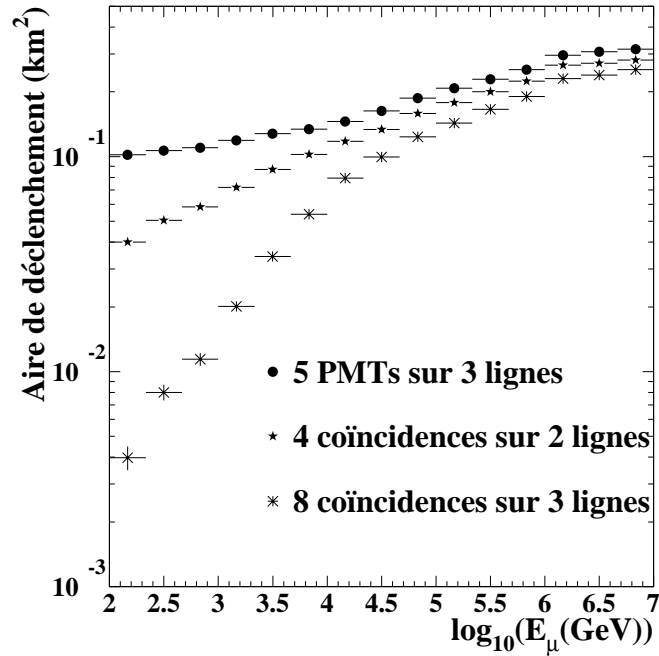


Figure 4.8: Surfaces effectives de déclenchement pour 3 critères différents : celui imposant l'existence d'au moins 8 coïncidences locales réparties sur 3 lignes de détection, celui demandant au moins 4 coïncidences sur deux lignes, et le critère minimal demandant l'existence de 5 photomultiplicateurs (PMTs) touchés sur 3 lignes (voir texte). Les surfaces sont moyennées sur tous les muons ascendants. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

Cela permet de quantifier le gain apporté par l'utilisation de l'information contenue dans les SPE. Par rapport au critère imposant l'existence d'au moins 8 coïncidences sur 3 lignes de détection, l'efficacité de déclenchement est améliorée d'un facteur 10 à 100 GeV, 4 à 1 TeV et 2 à 10 TeV. Il est également intéressant de se demander si la méthode employée rejette beaucoup d'événements par rapport à la détection idéale. Le gain qu'apporterait une quelconque amélioration de la méthode de rejet du bruit de fond optique ou des algorithmes de reconstruction serait au mieux d'un facteur 2 à basse énergie (100 GeV) et inférieur à 25% au-delà de 10 TeV (figure 4.8).

Nous avons déjà souligné que l'événement ayant déclenché le système doit ensuite être reconstruit puis accepté par l'analyse qui sera présentée au paragraphe 4.3. Cela nous conduit à définir :

- la surface effective de reconstruction

$$A_{\text{rec}} = \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{tirage}}} \cdot A_{\text{tirage}} \quad (4.2)$$

- la surface effective de détection

$$A_{\text{eff}} = \frac{N_{\text{acc}}}{N_{\text{tirage}}} \cdot A_{\text{tirage}} \quad (4.3)$$

où N_{rec} et N_{acc} sont les nombres d'événements respectivement reconstruits et acceptés par l'analyse. La figure 4.9 nous montre ces trois surfaces pour le détecteur optimisé.

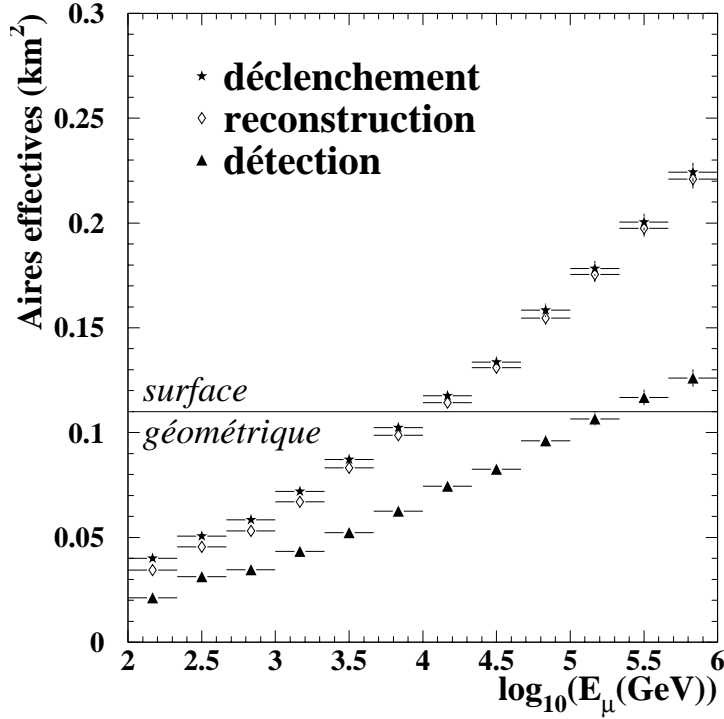


Figure 4.9: Surfaces effectives de déclenchement, de reconstruction et de détection du télescope optimisé. Elles sont moyennées sur tous les muons ascendants. Les critères de sélection relatifs à la surface de détection seront définis au paragraphe 4.3.2. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques. Pour comparaison, la surface géométrique du détecteur est également présentée.

Les surfaces de déclenchement et de reconstruction sont quasiment identiques. Un événement satisfaisant aux conditions définies précédemment possède, en effet, suffisamment d'informations pour que l'algorithme de reconstruction puisse converger. La surface effective de reconstruction du détecteur étudié est d'environ $35\,000 \text{ m}^2$ à 100 GeV . Elle dépasse 0.1 km^2 au-dessus de 10 TeV et atteint près de 0.3 km^2 à très haute énergie ($> 10 \text{ PeV}$). L'aire géométrique du détecteur, moyennée sur tous les angles de vision, est d'environ 0.11 km^2 . Au-delà de 10 TeV , la surface effective de reconstruction lui est donc supérieure. Cela signifie que l'on reconstruit des muons passant à l'extérieur du télescope.

Des critères de sélection influent sur la qualité des événements reconstruits et seront définis au paragraphe 4.3.2. Typiquement, ils en rejettent environ 40%, indépendamment de l'énergie.

Ainsi, la surface effective de détection atteint :

20 000 m ²	à 100 GeV
40 000 m ²	à 1 TeV
70 000 m ²	à 10 TeV
0.1 km ²	à 100 TeV

La dépendance en énergie des surfaces effectives des figures 4.8 et 4.9 est moyennée sur tous les événements muoniques provenant de l'hémisphère inférieur (moyenne sur des angles zénithaux compris entre 90 et 180 degrés). Ces surfaces effectives ne sont pas isotropes mais dépendent de l'angle d'incidence des muons. En outre, la géométrie du détecteur possède une anisotropie flagrante puisque la densité verticale de photomultiplicateurs (distance de 16 mètres entre les triplets) est beaucoup plus élevée que la densité horizontale (distance de 80 mètres entre les lignes). Nous verrons cependant au chapitre 6 que l'un des critères d'optimisation ayant conduit au choix de ce détecteur est basé sur l'homogénéité de l'acceptance angulaire. En orientant les modules optiques à 45 degrés au-dessous de l'horizon et en affinant les distances caractéristiques du télescope, une efficacité de détection relativement homogène en angle a été atteinte. C'est ce que montrent les figures 4.10 et 4.11.

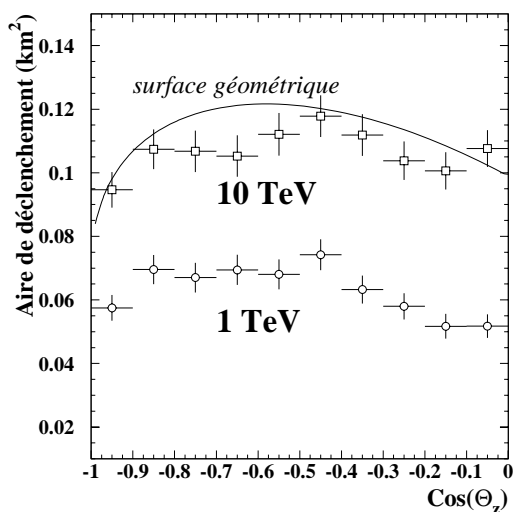


Figure 4.10: Dépendance angulaire de la surface effective de déclenchement à 1 TeV et à 10 TeV. La courbe continue représente la surface géométrique du détecteur.

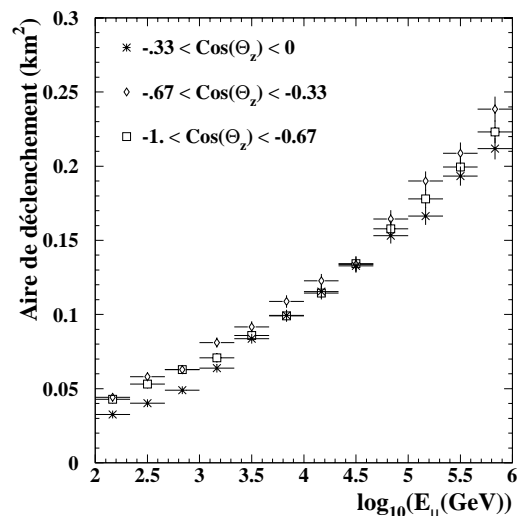


Figure 4.11: Surfaces effectives de déclenchement moyennées sur 3 régions différentes de l'hémisphère inférieur. L'efficacité du détecteur dépend peu de la région considérée.

Même à basse énergie, la dépendance angulaire des surfaces effectives suit celle de la surface géométrique du détecteur. L'efficacité de détection ne dépend que faiblement de la région de l'hémisphère inférieur considérée. Cela est très important car un télescope de première génération se doit d'avoir un pouvoir de découverte équivalent dans chaque région céleste.

4.2.6 Taux de comptage

Nous allons maintenant évaluer le nombre d'événements que l'on peut attendre de quelques sources présentées au premier chapitre. Nous allons pour cela tenir compte du fait que l'efficacité de détection dépend de l'énergie et de la direction des muons. La formule 2.14 doit ainsi être corrigée par :

$$N_\mu = \int A_{\text{eff}}(E_\mu, \theta_\mu) \frac{d\Phi}{dE_\mu} \cdot dE_\mu d\Omega \quad (4.4)$$

où $A_{\text{eff}}(E_\mu, \theta_\mu)$ est la surface effective de détection de muons d'énergie E_μ incidents avec un angle θ_μ . Les résultats de ce calcul sont résumés dans les tableaux 4.2 et 4.3.

Modèle	$E_\mu \geq$			
	10 GeV	1 TeV	10 TeV	100 TeV
<u>Atmosphériques</u> ATM [34]	4137±177	862±60	28±3	0.57±0.06
<u>NAG génériques</u> SDSS [45]	592±20	564±20	439±19	221±14
NMB [44]	945±19	738±17	335±12	89±5
<u>Blazars</u> PRO [46]	75±3	73±3	60±3	35±2
MRLA [47]	53±1	29±1	6.4±0.3	0.9±0.1
MRLB [47]	58±1	34±1	10.8±0.5	3.8±0.3

Tableau 4.2: Nombre de muons ascendants plus énergiques que E_μ **reconstruits** par an dans le détecteur optimisé (figure 4.1). Les sources considérées sont l'atmosphère terrestre et les noyaux actifs de galaxie selon les modèles génériques et selon les modèles de blazar. Les erreurs sont uniquement statistiques.

Modèle	$E_\mu \geq$			
	10 GeV	1 TeV	10 TeV	100 TeV
<u>Atmosphériques</u> ATM [34]	2725±146	544±44	18±2	0.34±0.05
<u>NAG génériques</u> SDSS [45]	354±13	334±12	260±12	132±10
NMB [44]	591±15	454±13	206±9	53±4
<u>Blazars</u> PRO [46]	45±2	43±2	35±2	21±2
MRLA [47]	34±1	18.1±0.7	4.0±0.2	0.52±0.04
MRLB [47]	37±1	21.1±0.8	6.6±0.4	2.4±0.3

Tableau 4.3: Nombre de muons ascendants plus énergiques que l'énergie E_μ **acceptés** par an dans le détecteur optimisé. Les sources considérées sont l'atmosphère terrestre et les noyaux actifs de galaxie selon les modèles génériques et selon les modèles de blazar. Les erreurs sont uniquement statistiques.

Ceux-ci présentent les nombres d'événements muoniques ascendants (paragraphe 2.2.5)

plus énergiques que E_μ , respectivement reconstruits et acceptés, par an, dans le détecteur optimisé. Les sources diffuses considérées sont l'atmosphère terrestre et les noyaux actifs de galaxie.

Les principaux modèles de noyaux actifs de galaxie présentés au premier chapitre prévoient plusieurs dizaines d'événements par an au-delà de 10-100 TeV (hormis MRLA et MRLB [47]), alors que le nombre de neutrinos atmosphériques devient faible. Une discussion complète des potentialités de détection de sources diffuses doit inclure le nombre d'événements de bruit de fond issus de muons atmosphériques, évalué au paragraphe 4.5. Cette discussion sera menée dans la partie 4.6.

4.3 Ciel observable et précision angulaire

4.3.1 Ciel observable

Afin de s'affranchir du bruit de fond constitué par les muons atmosphériques, les télescopes à neutrinos de très haute énergie ne considèrent que les événements ascendants, c'est-à-dire provenant de l'hémisphère céleste situé en dessous d'eux. La région du ciel correspondante dépend d'une part de la latitude et de la longitude du détecteur et d'autre part de l'heure sidérale. La figure 4.12 représente une simulation d'événements intégrés sur un jour vus par un détecteur qui serait situé sur le 45^{ème} parallèle nord. Elle montre la région céleste accessible à un tel détecteur. Pour comparaison, la carte du ciel vu par EGRET est présentée sur la figure 4.13.

Notons qu'une petite région (en haut à gauche) n'est jamais vue et que, symétriquement, une autre (en bas à droite) l'est toujours. Alors que l'on n'est sensible, à un instant donné, qu'à un seul hémisphère, la rotation terrestre permet de rendre observables plus des quatre cinquièmes de la voûte céleste, soit environ 3.5π sr. Le détecteur AMANDA, situé au pôle sud, voit tout le temps la même moitié du ciel (celle située au-dessus de la courbe continue épaisse coupant la figure 4.13).

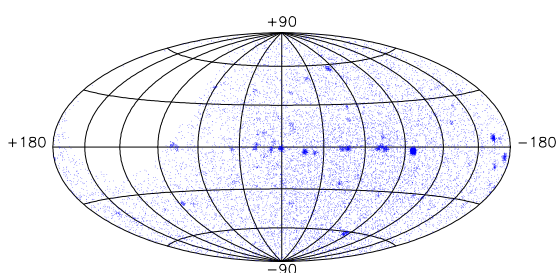


Figure 4.12: Carte du ciel simulée vue par un détecteur situé sur le 45^{ème} parallèle nord. Nous avons considéré des événements isotropes et d'autres issus de quelques sources ponctuelles. Plus des trois quarts de la voûte céleste sont accessibles à un tel télescope.

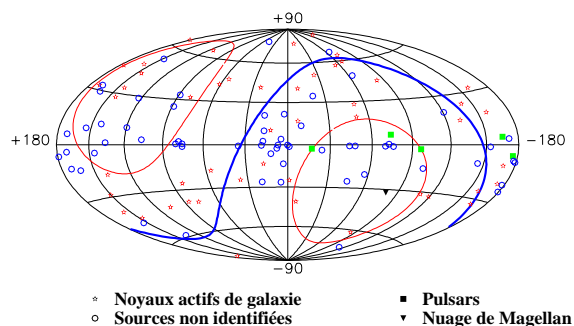


Figure 4.13: La carte du ciel vue par EGRET [12]. La région cerclée en haut et à gauche est la partie qui n'est jamais vue par un télescope situé sur le 45^{ème} parallèle nord. La région cerclée en bas et à droite est la partie qui est toujours vue par un tel télescope.

ANTARES et AMANDA couvrent ainsi deux régions complémentaires, avec une partie commune très utile à la vérification des résultats. Les télescopes au sol à photons gamma utilisant l'effet Tcherenkov, comme Whipple [13], CAT [128] ou CANGAROO [54], n'ont accès à un instant donné qu'à une région céleste très restreinte, inférieure à $6 \cdot 10^{-3}$ sr. Ils ne peuvent, de plus, opérer que la nuit, par beau temps et en l'absence de lune.

4.3.2 Critères de sélection

Un télescope à neutrinos doit rejeter le bruit de fond constitué par les muons atmosphériques et doit déterminer le plus précisément possible la localisation d'une source cosmique. L'algorithme de reconstruction décrit au paragraphe 3.6 ne peut à lui seul parvenir à un tel résultat. La distribution des écarts angulaires entre le muon simulé et le muon reconstruit juste à la sortie de l'algorithme de reconstruction, avant tout critère de sélection, sera montrée plus loin (figure 4.15). Afin d'en réduire les queues et aussi atteindre un rejet suffisant du bruit de fond, on doit sélectionner les événements bien reconstruits.

Des **critères de sélection** ont été élaborés. Ici, trois d'entre eux ont été utilisés :

- les estimées d'erreur sur les 5 degrés de liberté de l'algorithme de reconstruction (2 coordonnées spatiales, 2 angles et le temps). Elles sont reliées aux éléments de la matrice de covariance du problème (paragraphe 3.6.1),
- le rapport entre la fonction de vraisemblance "conique" (reconstruction effectuée dans l'hypothèse du passage d'un muon) et la fonction de vraisemblance "sphérique" (hypothèse d'un point brillant). Cela permet d'isoler les événements où la plupart de la lumière a été émise "ponctuellement" (cas de l'émission de photons très énergiques par le muon),
- la distance (spatiale et angulaire) entre la trace issue de la détermination analytique préliminaire (avant ajustement - paragraphe 3.6.1) et la trace finale. Si elle est trop importante, l'algorithme de reconstruction aura parcouru un long chemin avant de converger, augmentant la probabilité de tomber dans un minimum secondaire.

La figure 4.14 met en valeur l'efficacité de ces critères de sélection : en ne gardant que les événements pour lesquels ils prennent des faibles valeurs, on rejette les erreurs angulaires importantes et on conserve en grande partie les bonnes reconstructions.

Ces critères doivent être ajustés en fonction des exigences de rejet du bruit de fond et des canaux de physique étudiés. Ils peuvent permettre de définir plusieurs classes d'événements. Définissons-en néanmoins un jeu dit "standard", dont la pertinence sera vérifiée au paragraphe 4.5 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_x, \delta_y < 5 \text{ m}; \delta_\theta < 1^\circ; \delta_\phi < 2^\circ; \delta_t < 6 \text{ ns} \\ \frac{\log(\mathcal{L}_{\text{sphérique}})}{\log(\mathcal{L}_{\text{conique}})} < 0.5 \\ d(\text{prélim.}, \text{trace}) < 150 \text{ m}; \theta(\text{prélim.}, \text{trace}) < 45^\circ \end{array} \right. \quad (4.5)$$

En appliquant ces critères de sélection, la distribution des erreurs angulaires de reconstruction (angle entre le muon simulé et le muon reconstruit) possède une dispersion nettement plus petite

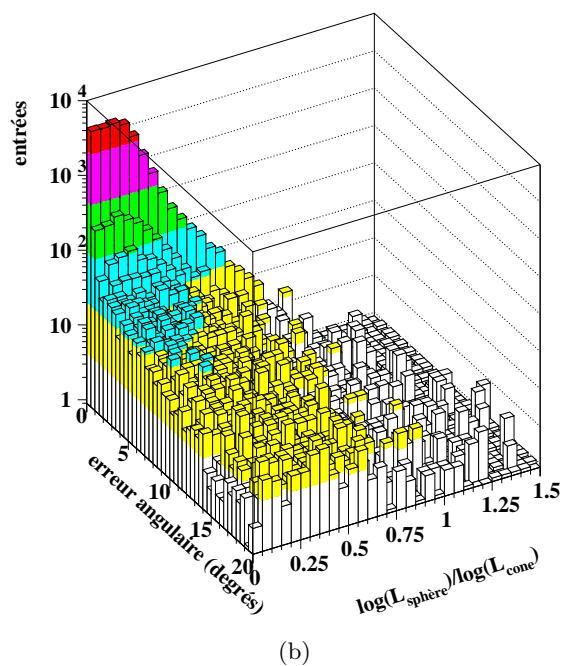
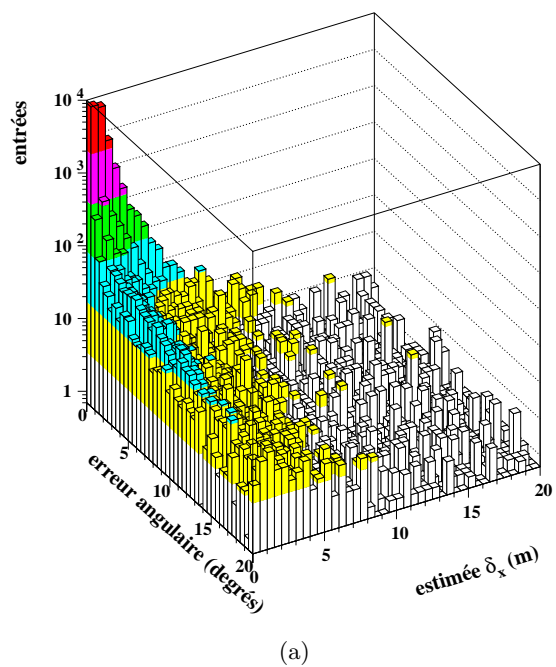


Figure 4.14: Exemples de critères de sélection des événements après reconstruction : estimée d’erreur sur la coordonnée x (a) et rapport entre le logarithme de la fonction de vraisemblance “sphérique” et celui de la fonction de vraisemblance “conique” (b). Les événements bien reconstruits (écart angulaire entre le “vrai” muon et le muon reconstruit faible) sont concentrés dans les régions où ces critères prennent de faibles valeurs.

(figure 4.15). La plupart des événements mal reconstruits sont rejetés : 89% de ceux avec une erreur supérieure à 1 degré, 92% à 5 degrés et plus de 95% à 10 degrés. Ces mêmes critères conservent la plupart des événements bien reconstruits : 92% de ceux avec une erreur inférieure à 0.2 degrés, 86% à 1 degré. Au total, moins de 40% des événements issus d'un spectre en $1/E_\nu^2$ sont rejetés.

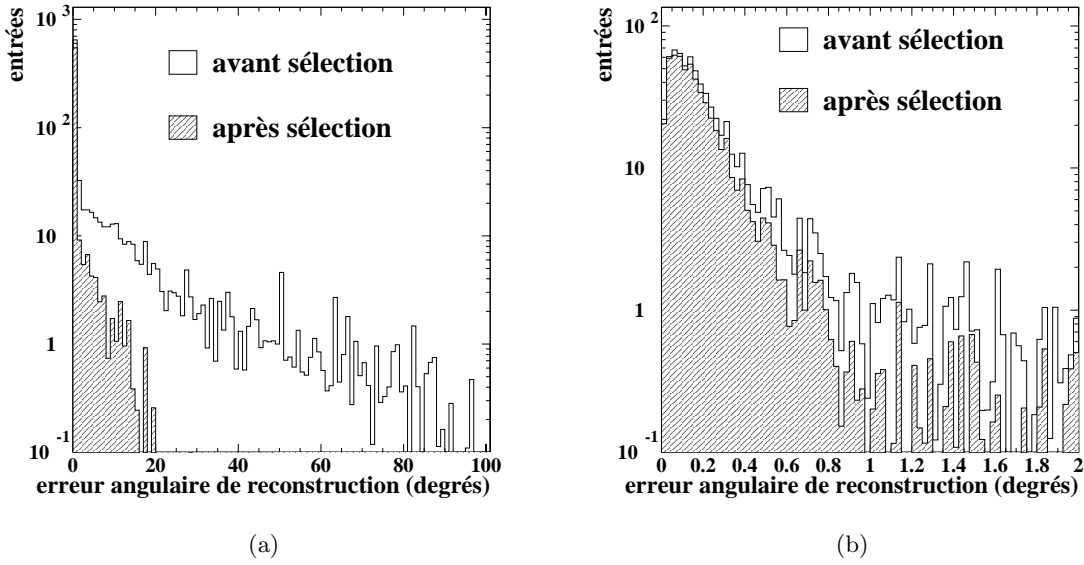


Figure 4.15: Erreurs angulaires de reconstruction pour un spectre en $1/E_\nu^2$ avant et après application des critères “standards” de sélection. (a) distribution complète. (b) zoom de la région de 0 à 2 degrés. La plupart des événements bien reconstruits sont conservés alors que la plupart de ceux mal reconstruits sont rejetés.

4.3.3 Résolution angulaire

La résolution angulaire d'un télescope à neutrinos est l'angle Θ entre le neutrino incident et le muon reconstruit. Il est la combinaison (figure 4.16) entre :

1. l'angle physique θ_1 que fait le neutrino incident avec le muon atteignant le détecteur, discuté au paragraphe 2.2.2,
2. la résolution intrinsèque de la reconstruction, c'est-à-dire l'angle θ_2 entre le muon traversant le détecteur et le muon reconstruit.

Dans les résultats qui suivent, les erreurs d'alignement temporel entre les modules optiques et la diffusion de la lumière dans l'eau n'ont pas été prises en compte. Leur effet sur la résolution sera discuté au chapitre 5.

La figure 4.17 présente la distribution de l'erreur angulaire totale Θ après application des critères de sélection pour un spectre en $1/E_\nu^2$. On appelle **angle médian** la médiane de

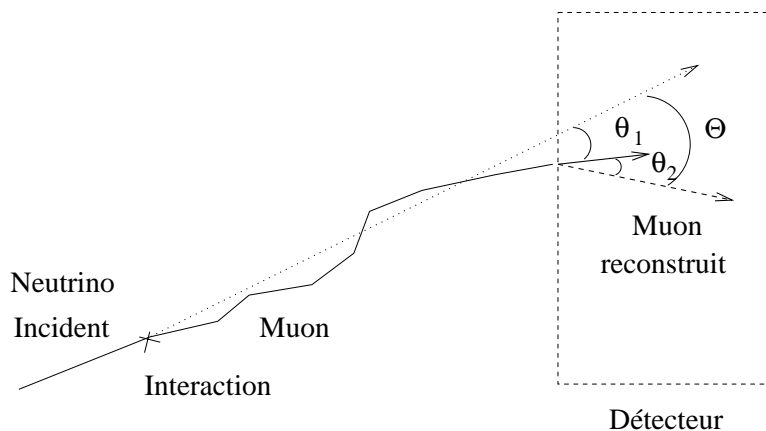


Figure 4.16: L'erreur angulaire totale Θ est la combinaison entre l'angle physique θ_1 entre le neutrino incident et le muon atteignant le détecteur avec l'erreur de reconstruction θ_2 (angle entre le vrai muon et le muon reconstruit).

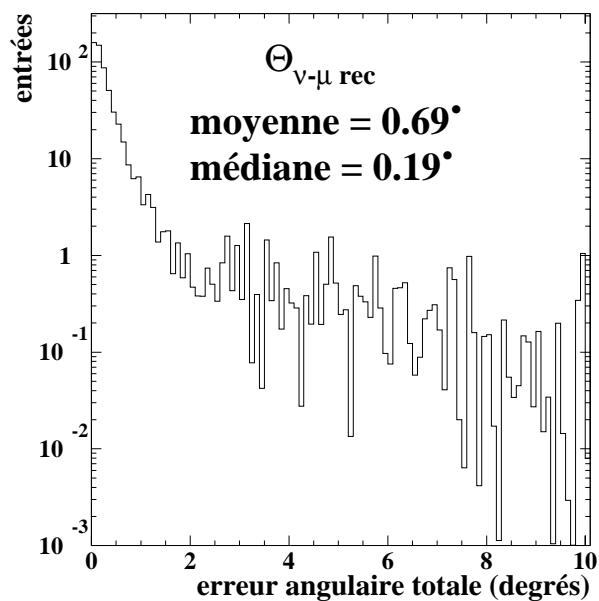


Figure 4.17: Distribution des écarts angulaires entre le neutrino incident et le muon reconstruit après application des critères “standards” de sélection pour un spectre en $1/E_\nu^2$. La moitié des événements sont reconstruits avec une erreur angulaire totale inférieure à 0.19° .

cette distribution. Il est tel que 50% des événements possède une erreur angulaire qui lui est inférieure. La moitié des événements acceptés par l'analyse sont reconstruits avec une erreur inférieure à 0.19° .

Avant application des critères de sélection, l'angle médian est de 0.4° . Il est important de distinguer la contribution irréductible θ_1 due à l'angle entre le neutrino et le vrai muon de la contribution θ_2 due à l'algorithme de reconstruction. La figure 4.18 montre que pour des neutrinos plus énergiques qu'environ 3 TeV (soit pour des muons ayant une énergie au détecteur supérieure au TeV), ce sont les erreurs dues à la reconstruction qui dominent. C'est donc cette dernière qui limite la résolution du télescope. Ainsi, pour un spectre en $1/E_\nu^2$, la résolution obtenue de 0.19° est la convolution quadratique entre l'angle médian physique de 0.06° et l'angle médian dû à la reconstruction de 0.17° .

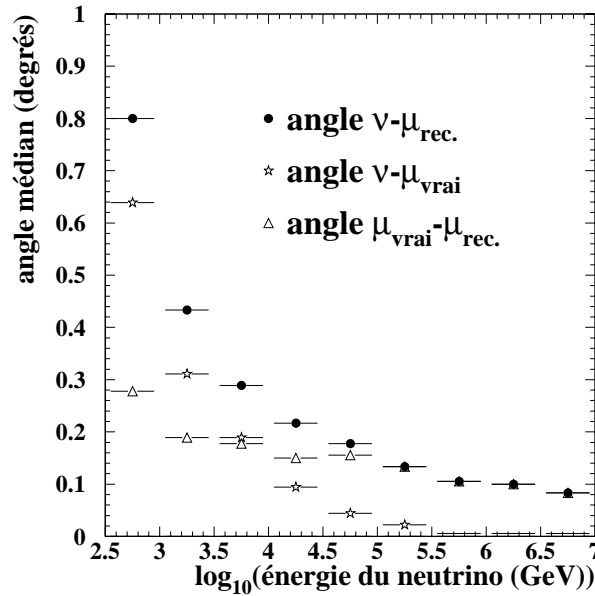


Figure 4.18: Médianes des distributions des erreurs angulaires totales Θ (ν - $\mu_{\text{rec.}}$), physiques θ_1 (ν - μ_{vrai}) et de reconstruction θ_2 (μ_{vrai} - $\mu_{\text{rec.}}$) en fonction de l'énergie du neutrino. Au-delà de 3 TeV, ce sont les erreurs de reconstruction qui dominent et qui limitent la résolution du télescope.

Comment apparaît alors une source ponctuelle de neutrinos vue au travers d'un tel télescope ? La figure 4.19 présente l'excès d'événements que provoque la présence de cette source. La notion de **pixel**, contraction de l'anglais "picture element", c'est-à-dire élément d'image, permet de quantifier cela. On peut définir le pixel, ou granularité du télescope, comme étant la région du ciel dans laquelle la moitié des événements issus d'une source ponctuelle est reconstruite. Ainsi, la taille du pixel présenté sur la figure 4.19 est d'environ $3.8 \cdot 10^{-5}$ sr, c'est-à-dire que celui-ci possède un rayon de 0.19° (égal à l'angle médian). Cela permet de couvrir un hémisphère céleste avec environ 200 000 pixels et fixe le pouvoir de séparation du télescope.

Cette définition devra être affinée. Elle ressort en effet d'une optimisation approximative de la signification statistique de détection d'une source ponctuelle (rapport signal/ $\sqrt{\text{bruit}}$). Plus elle est élevée, plus la probabilité qu'une fluctuation statistique du bruit de fond soit à l'origine de l'excès d'événements est faible. En première approche, le nombre d'événements de bruit de fond présents dans un pixel est proportionnel à la surface de ce pixel, c'est-à-dire au carré de son rayon. On a donc :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \frac{\text{Nombre d'événements dans le pixel}}{\text{Rayon du pixel}} \quad (4.6)$$

Cette fonction est dessinée sur la figure 4.20 dans le cas du détecteur considéré et pour la méthode de reconstruction employée. Elle présente un optimum vers 0.2° , correspondant précisément à l'angle médian. Ce dernier constitue donc un bon estimateur de la résolution angulaire du télescope.

résolution angulaire $\sim 0.2^\circ$

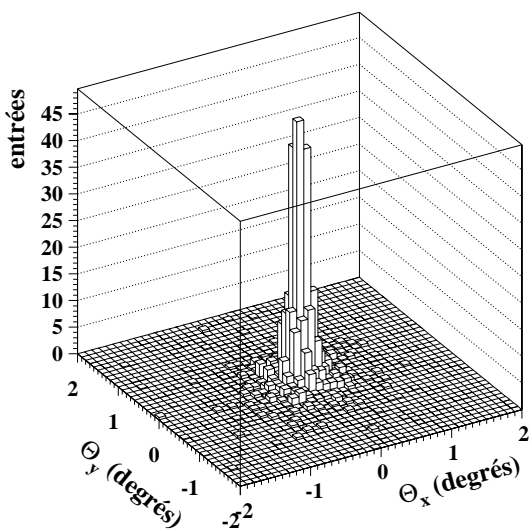


Figure 4.19: Distribution angulaire des événements reconstruits issus d'une source ponctuelle avec un spectre en $1/E_\nu^2$, après application des critères "standards" de sélection. La moitié d'entre eux se situe à l'intérieur d'un pixel de rayon 0.19° .

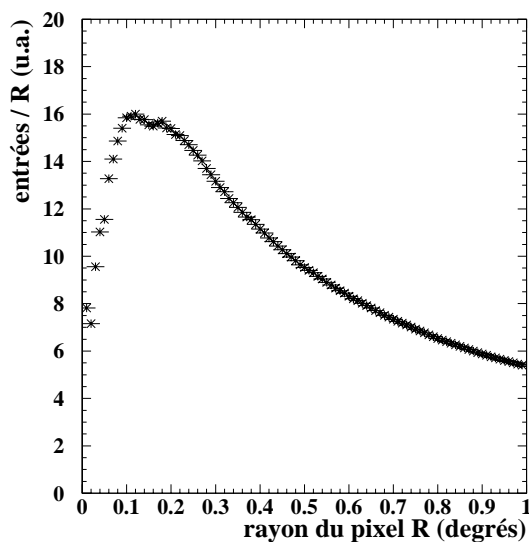


Figure 4.20: Fonction de l'équation 4.6 représentant la signification statistique de détection d'une source ponctuelle pour un modèle de bruit de fond isotrope. Le rayon optimal du pixel se situe entre 0.1 et 0.2° , ce qui correspond à l'angle médian obtenu.

Pour donner un aperçu de la résolution angulaire obtenue, remarquons que les rayons apparents de la Lune ou du Soleil sont d'environ 0.25° , c'est-à-dire qu'ils couvrent un angle solide d'environ $6.0 \cdot 10^{-5}$ sr. Un télescope sous-marin pourrait donc nous montrer le ciel

des neutrinos de haute énergie avec une précision semblable à la taille de ces objets. Ceci est comparable à la résolution angulaire des télescopes au sol à photons gamma comme Whipple [13], CAT [128] ou CANGAROO [54].

Notons que la qualité de la résolution obtenue est en partie due au choix de la géométrie du détecteur :

- la grande densité de photomultiplicateurs sur les lignes de détection permet de placer des contraintes fortes sur la trace à reconstruire,
- le **bras de levier** important qu'est la séparation entre les lignes de détection (~ 80 mètres) permet d'ajuster ces points entre eux et d'atteindre une bonne précision sur la direction de la trace.

Voyons maintenant quelle résolution en énergie le télescope permet d'obtenir.

4.4 Reconstruction de l'énergie

4.4.1 Résolution spectrale

Les télescopes à neutrinos ne prennent que quelques points de mesure sujets à d'importantes fluctuations et éloignés les uns des autres sur le passage du muon. Ils ne font donc pas un échantillonnage précis de la trace. La méthode d'évaluation de l'énergie exposée au paragraphe 3.6.2 repose sur une simple paramétrisation d'un estimateur \hat{E} . Ce dernier est construit de manière à conserver le maximum d'informations tout en réduisant celles qui sont trop fluctuantes pour apporter une précision suffisante. A chaque événement d'énergie E_μ^{vraie} dont la trace est reconstruite est associée une énergie :

$$E_\mu^{\text{rec}} = \hat{E}(E_\mu^{\text{vraie}}) \quad (4.7)$$

Aucun critère de sélection basé sur la reconstruction en énergie n'est appliqué : l'énergie de tous les événements acceptés par l'analyse décrite au paragraphe 4.3 est estimée. La distribution de E_μ^{rec} en fonction de E_μ^{vraie} est présentée sur la figure 4.21. Elle est parfaitement centrée sur la droite $E_\mu^{\text{rec}} = E_\mu^{\text{vraie}}$ au-dessus d'environ 1 TeV, c'est-à-dire que l'estimateur \hat{E} n'est pas biaisé. Ce n'est pas le cas à plus basse énergie où il n'existe que très peu d'information sur l'énergie du muon. Les pertes d'énergie y sont alors en effet dominées par l'ionisation et sont donc quasiment constantes (paragraphe 3.6.2).

Les distributions des logarithmes des énergies reconstruites sont présentées sur la figure 4.22 pour une énergie vraie donnée ($E_\mu^{\text{vraie}} = 1, 10, 100$ et 1000 TeV). Elles confirment le caractère non biaisé de l'estimation au-delà du TeV. Elles permettent de plus de quantifier la résolution de la méthode, donnée par leur écart type σ . Celui-ci est compris entre 0.5 à basse énergie et 0.3 à haute énergie (figure 4.23).

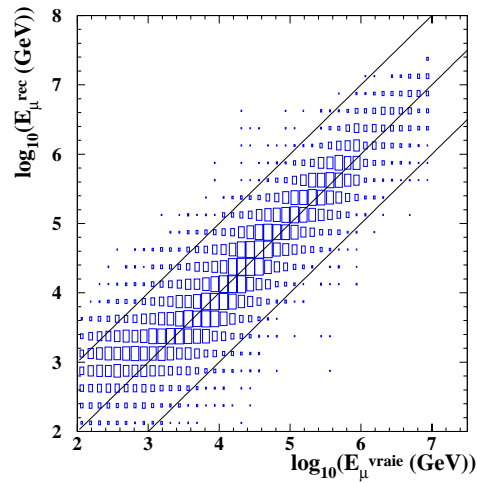


Figure 4.21: Energie reconstruite E_μ^{rec} du muon en fonction de l'énergie vraie E_μ^{vraie} . L'estimation n'est pas biaisée au-delà d'environ 1 TeV mais elle le devient en dessous. Les droites $y=x$, $y=x-1$, $y=x+1$ sont tracées pour référence.

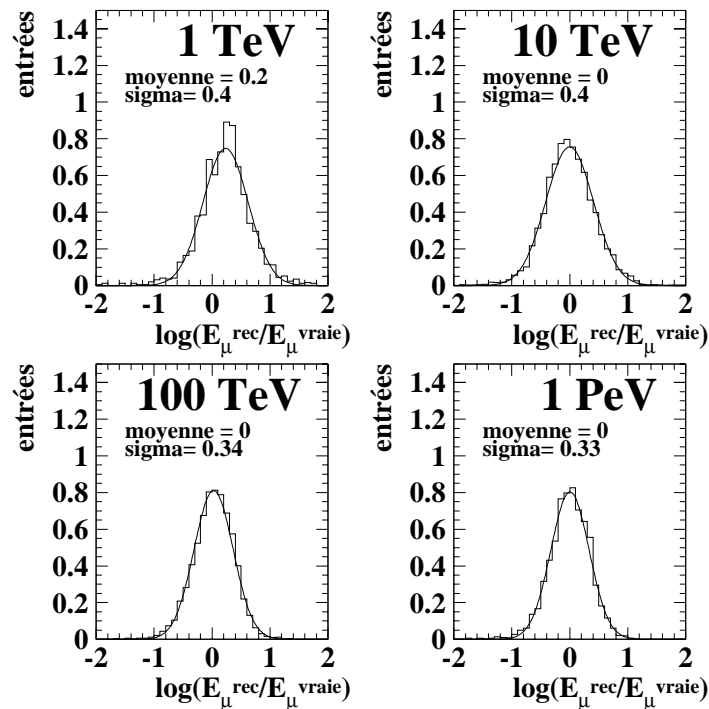


Figure 4.22: Distributions des énergies reconstruites pour une énergie vraie donnée (respectivement 1, 10, 100 et 1000 TeV). La résolution de la méthode de reconstruction de l'énergie est donnée par l'écart type σ de ces distributions. Elle est comprise entre 0.5 à basse énergie et 0.3 à haute énergie.

Autrement dit, l'énergie des muons est reconstruite avec une précision comprise entre un facteur 3 ($10^{0.5}$) et un facteur 2 ($10^{0.3}$) :

résolution spectrale \simeq	facteur 3 à basse énergie (< 10 TeV)
	facteur 2 à haute énergie (> 10 TeV)

Dans la pratique, reconstruisant une énergie E_μ^{rec} , on sera intéressé à connaître la résolution σ' sur l'énergie vraie E_μ^{vraie} . Celle-ci est montrée sur la figure 4.24. Elle est complètement équivalente à σ . Plus généralement, le problème consistera à déconvoluer un spectre mesuré en spectre physique. La réponse du détecteur devra alors être bien étalonnée, par exemple grâce à l'utilisation d'un laser [129].

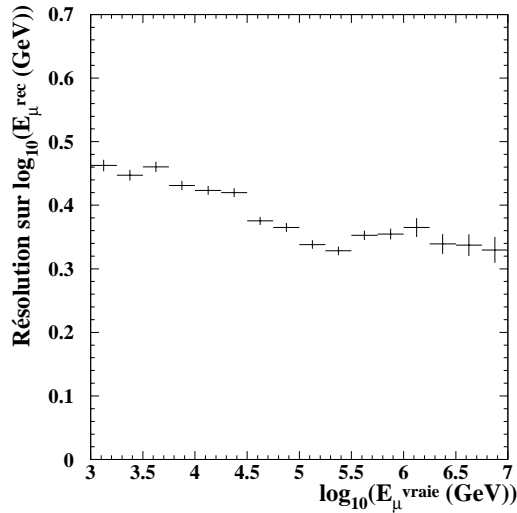


Figure 4.23: Résolution σ sur le logarithme de l'énergie reconstruite E_μ^{rec} en fonction de l'énergie vraie E_μ^{vraie} . Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

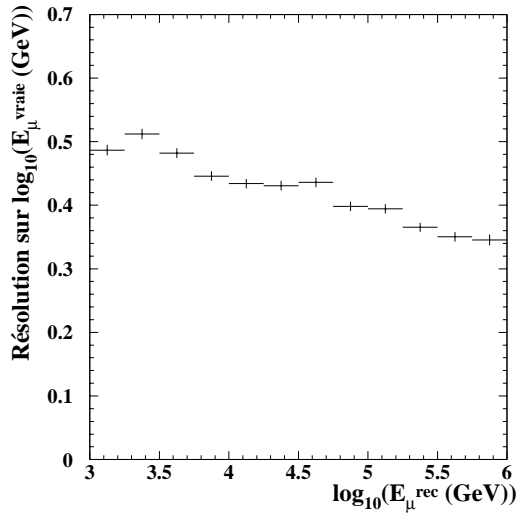


Figure 4.24: Résolution σ' sur le logarithme de l'énergie vraie E_μ^{vraie} en fonction de l'énergie reconstruite E_μ^{rec} . Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

4.4.2 Reconstruction des spectres

Le spectre muonique reconstruit est la convolution du spectre incident (la figure 2.9 détaille les spectres attendus selon différents modèles) avec la résolution en énergie présentée. Conformément aux ajustements de la figure 4.22, cette résolution peut se modéliser en première approche par :

- une gaussienne non centrée de largeur comprise entre 0.5 et 0.4 en dessous de 1 TeV,
- une gaussienne centrée de largeur comprise entre 0.5 et 0.3 au-delà de 1 TeV.

La figure 4.25 compare les spectres “vrais” aux spectres reconstruits des muons issus de neutrinos atmosphériques et de ceux venant de noyaux actifs de galaxie selon le modèle

générique NMB [44]. Elle présente aussi la convolution du spectre vrai avec la résolution en énergie définie précédemment. Cela reproduit assez fidèlement les spectres reconstruits. Il sera ainsi possible de déconvoluer un spectre mesuré avec le modèle de résolution présenté afin d'estimer le spectre initial.

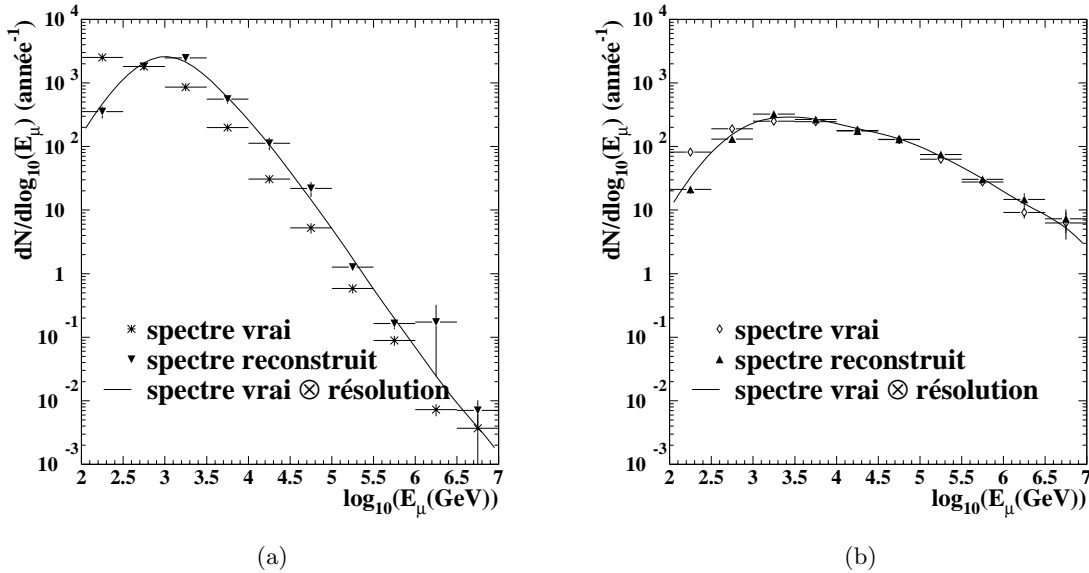


Figure 4.25: Spectres “vrais” et reconstruits (a) des muons issus de neutrinos atmosphériques selon le modèle ATM [34] et (b) des muons issus de neutrinos de noyaux actifs de galaxie selon le modèle générique NMB [44]. La convolution des spectres vrais avec la résolution en énergie paramétrisée est indiquée par la courbe en trait plein. Elle reproduit de manière satisfaisante les spectres reconstruits.

L'écart entre les spectres vrais et reconstruits est d'autant plus faible que le spectre initial est dur (indice spectral faible)¹. Même dans le cas du spectre le plus mou (celui des muons issus de neutrinos atmosphériques), les événements dominants de basse énergie ($E_\mu < 10$ TeV) ne contaminent pas beaucoup les événements de haute énergie ($E_\mu > 10$ TeV). Ce bruit de fond peut donc être rejeté efficacement en imposant une coupure minimale sur l'énergie reconstruite.

La figure 4.26 présente les spectres reconstruits des modèles de la figure 2.9. Elle montre que si l'on impose un seuil sur l'énergie reconstruite compris entre 10 et 100 TeV, tous les modèles considérés (excepté MRLB) donnent un signal plus important que la composante atmosphérique. Ceci est obtenu en une année de prise de données du détecteur. Le tableau 4.4 souligne ce résultat.

¹La convolution d'un spectre différentiel $\Phi = \frac{K}{E^\gamma}$ avec une résolution gaussienne de largeur σ sur le logarithme de l'énergie donne un spectre Φ' de même pente γ : $\Phi' = \frac{K}{E^\gamma} e^{-\frac{(\gamma-1)^2 \sigma^2}{2}}$. Le terme exponentiel introduit un décalage nettement visible dans le cas des muons issus de neutrinos atmosphériques (figure 4.25) pour lesquels $\gamma \sim 2.8$ et beaucoup moins dans celui des muons issus de noyaux actifs de galaxie pour lesquels $\gamma \sim 1.6$.

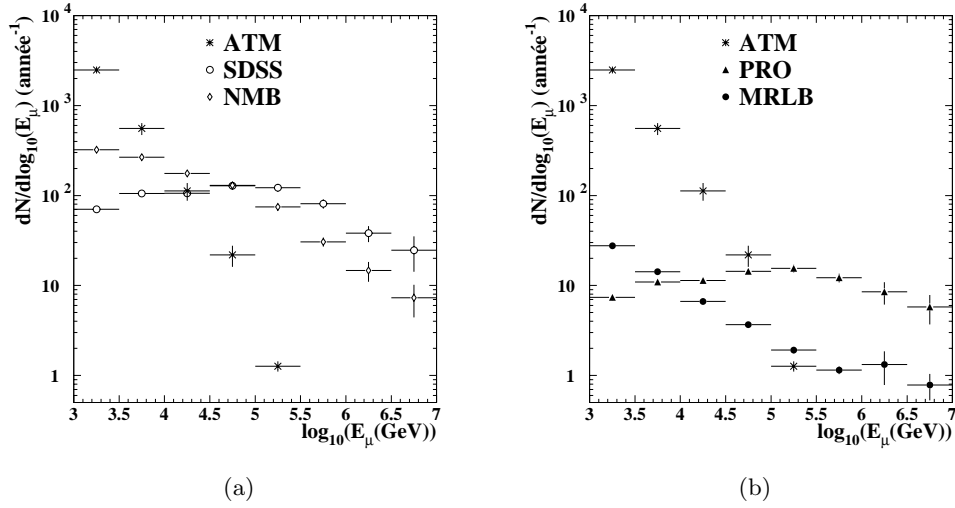


Figure 4.26: Spectres reconstruits des muons issus de neutrinos atmosphériques (ATM [34]) et des muons venant de noyaux actifs de galaxie selon (a) les modèles génériques (NMB [44] et SDSS [45]) et selon (b) les modèles de blazar (PRO [46] et MRLB [47]). Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

Modèle	$E_\mu^{\text{rec}} \geq$	
	10 TeV	100 TeV
<u>Atmosphériques</u>		
ATM [34]	68 ± 13	0.8 ± 0.1
<u>NAG génériques</u>		
SDSS [45]	251 ± 12	134 ± 10
NMB [44]	217 ± 9	64 ± 4
<u>Blazars</u>		
PRO [46]	34 ± 2	21 ± 2
MRLB [47]	7.8 ± 0.4	2.6 ± 0.3

Tableau 4.4: Nombre de muons passant les critères de sélection “standards” reconstruits ascendants au-dessus de l'énergie E_μ^{rec} par an dans le détecteur optimisé. Les sources considérées sont l'atmosphère terrestre et les noyaux actifs de galaxie selon les modèles génériques et selon les modèles de blazar. Les erreurs sont uniquement statistiques.

La résolution en énergie obtenue est donc suffisante pour reconstruire les spectres muoniques de manière satisfaisante puisqu'elle permet :

- de tester les nombreux modèles de production de neutrinos cosmiques proposés,
- de contrôler la contamination due aux neutrinos atmosphériques de basse énergie et ainsi maîtriser le bruit de fond qu'ils constituent.

Avant de conclure sur les potentialités de découverte du télescope considéré, il convient de prendre en compte le bruit de fond physique induit par les muons atmosphériques.

4.5 Rejet des muons atmosphériques

4.5.1 Exposé du problème

Un télescope à neutrinos tel que nous l'avons défini doit rejeter le bruit de fond dominant constitué par les muons atmosphériques sur le critère qu'ils proviennent de l'hémisphère supérieur. Il faut évaluer le nombre de ces événements qui, bien que descendants, sont reconstruits faussement comme étant ascendants et peuvent donc être confondus avec le signal. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.5, les muons atmosphériques sont environ $1.5 \cdot 10^5$ fois plus nombreux à 2300 mètres de profondeur que les muons issus de neutrinos atmosphériques au-delà de 1 TeV. La détection de sources diffuses de neutrinos nécessite le plus faible taux d'erreur sur l'origine des N_{muons} muons atmosphériques : le nombre N_{faux} d'entre eux reconstruits comme étant ascendants doit être réduit à un niveau inférieur à celui du bruit de fond irréductible N_{irr} , dû aux neutrinos atmosphériques. Le **taux de rejet** du télescope défini par $\epsilon_R = N_{\text{muons}}/N_{\text{faux}}$ doit donc être :

$$\epsilon_R \geq \frac{N_{\text{muons}}}{N_{\text{irr}}} \sim 1.5 \cdot 10^5 \quad (4.8)$$

Le bruit de fond constituera un problème moins délicat dans le cas de la recherche de sources ponctuelles. Le nombre d'événements de bruit de fond présents dans un pixel est en effet inversement proportionnel au nombre de pixels : il est égal à $(N_{\text{faux}} + N_{\text{irr}})/N_{\text{pixels}}$, où N_{pixels} est le nombre de pixels évalué au paragraphe 4.3 à environ 200 000.

Le bruit de fond est encore réduit de plusieurs ordres de grandeur dans le cas de la recherche de sursauts gamma car le signal sera alors corrélé en direction et en temps aux bouffées de rayons gamma détectées par ailleurs.

L'optimisation des algorithmes de reconstruction présentés dans la partie 3.6.1, et celle des critères de sélection décrits au paragraphe 4.3.2, doivent donc permettre d'atteindre dans le cas de la recherche de sources diffuses un taux de rejet de l'ordre de 10^5 - 10^6 . L'estimation de ce dernier est ardue. La génération des événements est en principe facile, tous les ingrédients étant relativement bien connus. La difficulté est seulement technique car le temps de calcul est rédhibitoire pour simuler dans le détail 10^5 à 10^6 événements déclenchant le système d'acquisition des données. Il est crucial d'engendrer correctement les différentes composantes du flux de muons atmosphériques et notamment les événements complexes que sont les multi-muons. Ces derniers contiennent plusieurs muons quasi-parallèles, proches spatialement les uns des autres et synchrones.

Toutes les composantes du flux atmosphérique ont été simulées de manière détaillée grâce aux outils présentés au paragraphe 3.2. Rappelons que les mono-muons sont, par définition, les événements ne contenant qu'un seul muon plus énergétique que 20 GeV sur le cylindre de tirage et que les multi-muons en contiennent au moins deux. Ces derniers sont engendrés à partir du spectre vrai de rayons cosmiques primaires (paragraphe 1.1), dont l'énergie est notée E_p . Les muons moins énergiques que 20 GeV parcourent moins de 100 mètres dans l'eau et n'arrivent donc même pas au sein du détecteur (le cylindre de tirage est à une distance d'environ 140 mètres du détecteur).

4.5.2 Statistique de simulation

Nous avons simulé le passage de nombreux mono- et multi-muons dans le détecteur présenté au paragraphe 4.1 situé à 2300 mètres de profondeur. Comme précisé dans le tableau 4.5, le flux atmosphérique y est composé d'environ 85% de mono-muons et de 15% de multi-muons.

Nous avons engendré 900 000 événements mono-muons au niveau du détecteur, que nous avons pondérés pour tenir compte des vraies distributions d'angle et d'énergie. Un tiers d'entre eux couvre l'ensemble des domaines spectral et angulaire. Les deux autres tiers sont des muons d'énergie inférieure à 1 TeV et proches de l'horizon. La statistique finale correspond à un temps de données réelles d'environ 20 jours au-dessus de 10 TeV, 0.9 jours entre 1 et 10 TeV et 1.5 jours en dessous de 1 TeV.

Parallèlement, nous avons simulé 12 millions d'interactions de primaires plus énergiques que 200 TeV, 28 millions entre 20 et 200 TeV et 141 millions entre 2 et 20 TeV. La statistique finale des multi-muons satisfaisant aux conditions de déclenchement est respectivement d'environ 385 000, 15 000 et 200. Elle correspond à un temps de données réelles de respectivement 3.9 jours, 4.5 heures et 30 minutes.

Les multi-muons produisent plus de lumière que des muons isolés. La distance moyenne entre les muons est de 18 mètres à cette profondeur [130]. Cette extension latérale leur permet de toucher plus facilement plusieurs lignes de détection. C'est pourquoi ils contribuent plus que les mono-muons au taux de déclenchement de l'acquisition des données (conditionné par l'existence d'au moins 4 coïncidences locales réparties sur au moins 2 lignes - paragraphe 4.2.4). On aura $12\,522 \pm 262$ événements par heure satisfaisant le déclenchement (tableau 4.5) :

- 38% sont des mono-muons,
- 62% sont des multi-muons, dont
 - 6% viennent de primaires entre 2 et 20 TeV,
 - 42% viennent de primaires entre 20 et 200 TeV,
 - 52% viennent de primaires plus énergiques que 200 TeV.

Les primaires moins énergiques que 2 TeV ont une contribution négligeable (inférieure au pourcent). Plus la particule primaire interagissant avec l'atmosphère est énergétique, plus la probabilité qu'un multi-muon soit engendré et atteigne le détecteur est importante. Nous avons donc renforcé la statistique relative aux primaires plus énergiques que 200 TeV.

En outre, les multi-muons constituent un bruit de fond potentiellement plus dangereux que les mono-muons. Les corrélations spatio-temporelles entre les différents muons descendants de l'événement risquent en effet de fausser la reconstruction en engendrant une réponse proche de celle d'un muon descendant unique. La figure 4.27 présente les distributions des erreurs commises sur l'angle zénithal. Celle relative aux multi-muons est plus large que celle obtenue avec des mono-muons.

Les multi-muons sont donc d'une part plus nombreux à déclencher le système d'acquisition des données et d'autre part moins bien reconstruits que les muons isolés. C'est pourquoi un effort de simulation particulier leur a été dévolu.

Tous les chiffres relatifs aux statistiques de simulation que nous venons de citer sont regroupés dans le tableau 4.5. Le temps de calcul requis pour l'obtenir fut d'environ 3500 heures CPU sur des machines HP-UX 10.20 équipées d'un processeur PA-8000.

	mono-muons	multi-muons : E_p		
		2-20 TeV	20-200 TeV	> 200 TeV
Flux à 2300 mètres de profondeur ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	10^{-7}	$0.4 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$0.4 \cdot 10^{-8}$
	85%	15%		
		22%	56%	22%
Nombre d'interactions de primaires simulées		$141 \cdot 10^6$	$28 \cdot 10^6$	$12 \cdot 10^6$
Nombre d'événements simulés atteignant le niveau du détecteur	$0.3 \cdot 10^6$	22 000	$0.7 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$
Nombre d'événements satisfaisant aux conditions de déclenchement	$27\,800 \pm 167$	230 ± 70	$15\,000 \pm 200$	$385\,000 \pm 600$
temps de données réelles correspondant	< 1 TeV 1.5 jours ² 1-10 TeV 0.9 jours > 10 TeV 20 jours	30 minutes	4.5 heures	3.9 jours
<i>taux horaire d'événements satisfaisant aux conditions de déclenchement</i>	4698 ± 234	460 ± 140	3290 ± 41	4074 ± 7
	38%	62%		
		6%	42%	52%
		$\underbrace{\hspace{15em}}_{100\%}$ $12\,522 \pm 262$		

Tableau 4.5: Résumé des flux de muons atmosphériques attendus et de la statistique de simulation. Les mono- et les multi-muons sont traités séparément. Pour les multi-muons, E_p est l'énergie de la particule cosmique primaire.

²Pour obtenir cette statistique, 600 000 événements supplémentaires ont été simulés dans le domaine d'énergie correspondant et dans la région angulaire proche de l'horizon ($0.15 < \cos(\theta_z) < 0.2$).

4.5.3 Résultats

L'algorithme de reconstruction est bien adapté aux événements multi-muons, notamment grâce au choix de repère effectué (paragraphe 3.6.1). Les extensions latérale et temporelle de ces événements étant larges, les estimées d'erreur sur la distance radiale et sur le temps sont élevées (figure 4.28). Les critères de sélection, imposant à ces dernières de prendre de faibles valeurs, sont donc très contraignants pour les multi-muons. Le jeu "standard" défini au paragraphe 4.3.2 permet d'en rejeter près de 95%.

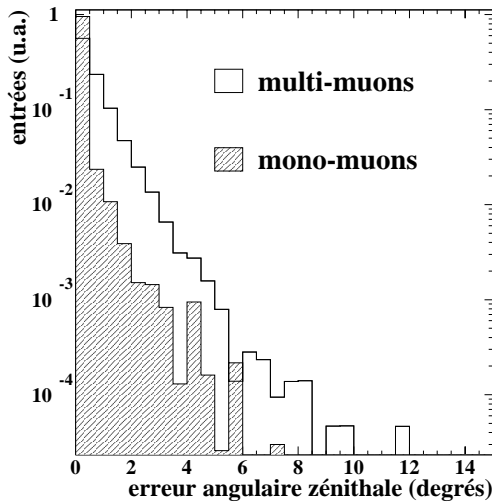


Figure 4.27: Distributions des erreurs de reconstruction commises sur l'angle zénithal dans les cas de mono-muons et de multi-muons.

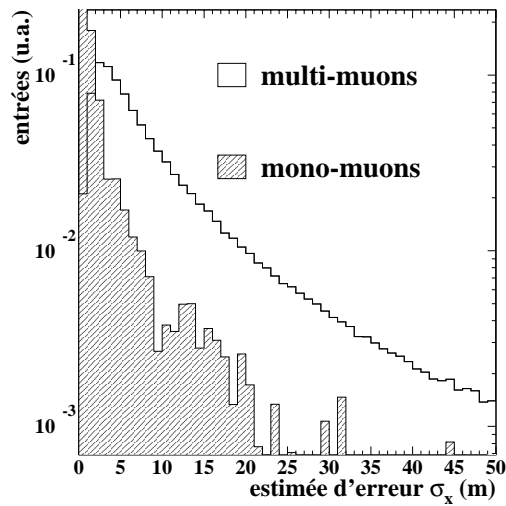


Figure 4.28: Distributions des estimées d'erreur sur le positionnement latéral σ_x dans les cas de mono-muons et de multi-muons. Elle est beaucoup plus large pour ces derniers du fait de l'extension latérale des événements.

Détaillons tout d'abord les résultats obtenus sur les multi-muons issus de primaires plus énergiques que 200 TeV. Les erreurs angulaires commises sur l'angle zénithal sont présentées sur la figure 4.29. Les 21 592 événements satisfaisant aux critères "standards" de sélection sont tous reconstruits à mieux que 12 degrés. Ils représentent un taux horaire de 234 ± 1 multi-muons. La figure 4.30 montre leur distribution angulaire reconstruite. Aucun d'entre eux n'est associé à un angle zénithal supérieur à 74 degrés. En particulier, aucun n'est reconstruit ascendant.

Il en est de même pour tous les événements simulés des diverses composantes du flux atmosphérique : aucun mono-muon ni multi-muon de la statistique détaillée dans le tableau 4.5 reconstruit ascendant n'est accepté par l'analyse. La figure 4.31 montre leurs spectres angulaires reconstruits ainsi que celui d'un signal potentiel constitué de muons issus de neutrinos de noyaux actifs de galaxie. Les critères "standards" de sélection ont été bien adaptés au problème : si on les relâche et que l'on accepte certains muons atmosphériques reconstruits ascendants, le gain sur le signal est faible (inférieur à 10%) et le rapport entre le signal et le bruit est dégradé.

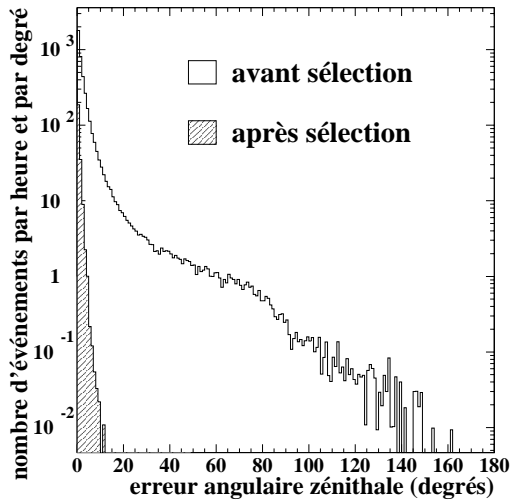


Figure 4.29: Erreurs de reconstruction sur l'angle zénithal avant et après application des critères “standards” de sélection. Les événements considérés sont des multi-muons issus de primaires plus énergiques que 200 TeV.

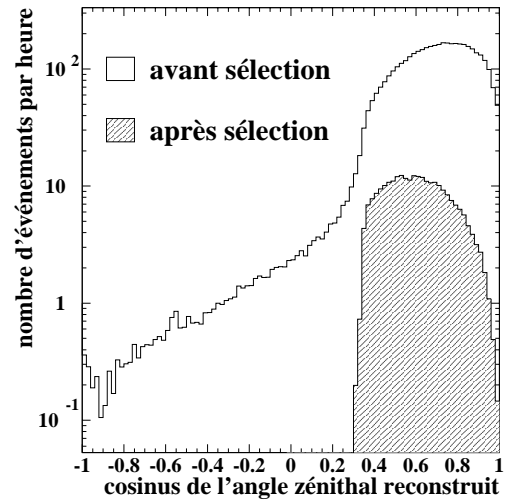


Figure 4.30: Spectres angulaires reconstruits des multi-muons issus de primaires plus énergiques que 200 TeV avant et après application des critères “standards” de sélection. Ces derniers rejettent tous les événements reconstruits ascendants.

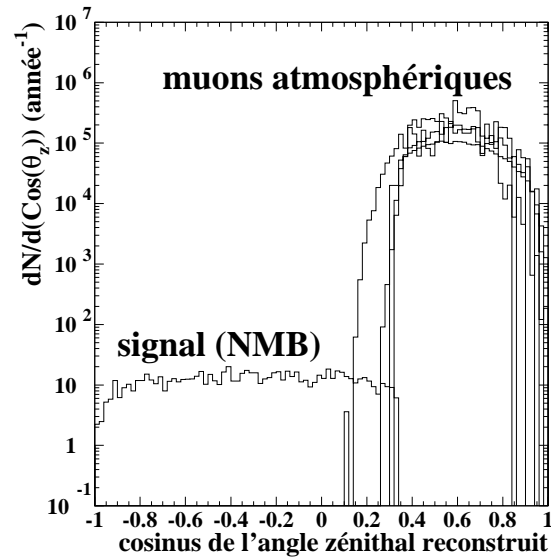


Figure 4.31: Spectres angulaires reconstruits des diverses composantes du flux de muons atmosphériques (mono- et multi-muons : les 4 courbes de droite) et des muons issus de neutrinos de noyaux actifs de galaxie selon le modèle NMB [44] (exemple de signal attendu). Ce dernier a été simulé jusqu'à 20 degrés au-dessus de l'horizon. Aucun événement de la statistique totale de muons atmosphériques n'est reconstruit ascendant ($\cos \theta < 0$).

Malgré les nombreuses simulations entreprises, l'évaluation du taux de rejet des muons atmosphériques est donc encore limitée par le manque de statistique puisqu'aucun événement ascendant n'a été trouvé. La statistique globale comprend **8 millions** d'événements engendrés sur le cylindre entourant le détecteur.

Le détail des résultats est le suivant :

- pour 38% du taux de déclenchement (mono-muons) : aucun événement n'est reconstruit ascendant en 1 jour,
- pour 32% du taux de déclenchement (multi-muons $E_p > 200$ TeV) : aucun événement n'est reconstruit ascendant en 3.9 jours,
- pour 26% du taux de déclenchement (multi-muons $20 < E_p < 200$ TeV) : aucun événement n'est reconstruit ascendant en 4.5 heures,
- pour 4% du taux de déclenchement (multi-muons $2 < E_p < 20$ TeV) : aucun événement n'est reconstruit ascendant en 30 minutes.

Il sera nécessaire d'améliorer la statistique, actuellement limitée par le temps de calcul (malgré les 3500 heures CPU utilisées). Diverses méthodes sont envisagées, comme l'utilisation d'un programme Monte Carlo simplifié et la génération massive d'événements possédant des angles zénithaux élevés (supérieurs à 45 degrés), qui sont potentiellement les plus dangereux.

La limitation provient surtout de la faible statistique finale sur les multi-muons issus de primaires de basse énergie. Nous avons en effet volontairement renforcé celle relative aux primaires de haute énergie ($E_p > 200$ TeV).

L'hypothèse, raisonnable, que nous faisons, est que ces événements sont potentiellement plus dangereux que les autres : nous avons vérifié que la distribution des erreurs commises sur leur angle zénithal est plus large que celle obtenue avec les événements issus de primaires moins énergiques ($E_p < 200$ TeV). En outre, ils sont beaucoup plus efficaces pour déclencher le système d'acquisition (tableau 4.5).

Ainsi, la statistique finale d'environ 385 000 multi-muons issus de primaires plus énergiques que 200 TeV déclenchant le système d'acquisition peut s'appliquer, en première approximation, aux autres composantes de multi-muons (pour lesquelles $E_p < 200$ TeV). Cela permet de renforcer la statistique de ces événements, en les remplaçant par d'autres événements, potentiellement plus dangereux, que l'on a simulés massivement.

Bien entendu, les 385 000 événements ne doivent être utilisés qu'une fois et une seule. Nous avons donc choisi de les répartir en 3 parties égales ($\sim 130\,000$ événements) sur les 3 composantes de multi-muons que nous avons distinguées ($2 < E_p < 20$ TeV, $20 < E_p < 200$ TeV et $E_p > 200$ TeV). La statistique relative aux mono-muons reste, elle, inchangée. Cette astuce statistique, conditionnée par l'hypothèse décrite ci-dessus, permet d'extrapoler les résultats obtenus à un temps d'exposition supérieur :

- pour 38% du taux de déclenchement (mono-muons) : aucun événement n'est reconstruit ascendant en 1 jour,
- pour 32% du taux de déclenchement (multi-muons $E_p > 200$ TeV) : la statistique est dégradée d'un facteur 3 et aucun événement n'est reconstruit ascendant en environ 1.3 jours,
- pour 26% du taux de déclenchement (multi-muons $20 < E_p < 200$ TeV) : la statistique est améliorée d'un facteur 8.5 et aucun événement n'est reconstruit ascendant en environ 1.6 jours,
- pour 4% du taux de déclenchement (multi-muons $2 < E_p < 20$ TeV) : la statistique est améliorée d'un facteur 550 et aucun événement n'est reconstruit ascendant en environ 11.6 jours.

Chaque composante est ainsi représentée durant au moins 1 jour. En affectant une limite supérieure de 2.3 événements durant ce jour, on obtient une limite sur le nombre de muons atmosphériques reconstruits ascendants et acceptés par l'analyse :

$$\boxed{N_{\text{faux}} < 1000 \text{ par an}} \text{ à } 90\% \text{ de niveau de confiance}$$

Rappelons pour comparaison que le nombre de muons issus de neutrinos atmosphériques reconstruits ascendants et acceptés par l'analyse est de 2725 ± 146 .

Cette limite sera améliorée par une statistique plus élevée. Il faut néanmoins être prudent, car on ne peut exclure que le Monte Carlo ne reproduise pas parfaitement la réalité. Le fait que les collaborations AMANDA et BAIKAL parviennent, dans des conditions plus difficiles (BAIKAL est moins profond et AMANDA souffre d'une diffusion de la lumière plus importante), à rejeter efficacement les muons atmosphériques sur leurs données, est cependant très encourageant.

Notons pour terminer que la méthode de reconstruction de l'énergie n'est pas adaptée aux multi-muons. La figure 4.32 présente l'énergie reconstruite des événements issus de primaires plus énergiques que 200 TeV ayant déclenché le système d'acquisition. La distribution relative aux événements reconstruits ascendants devrait être similaire. Cette énergie est surestimée. Elle chute cependant plus vite (pente $\gamma \sim 2.4$) que les spectres reconstruits des signaux attendus présentés sur la figure 4.26 ($\gamma < 1.6$). On pourrait donc rejeter une partie des muons atmosphériques reconstruits ascendants en plaçant une coupure sur leur énergie reconstruite, comme nous l'avons fait pour les muons issus de neutrinos atmosphériques.

Nous allons, pour conclure ce chapitre, utiliser les résultats que nous avons obtenus pour discuter des potentialités de découverte de sources diffuses et ponctuelles du télescope considéré. Ces études sont préliminaires et devront être affinées.

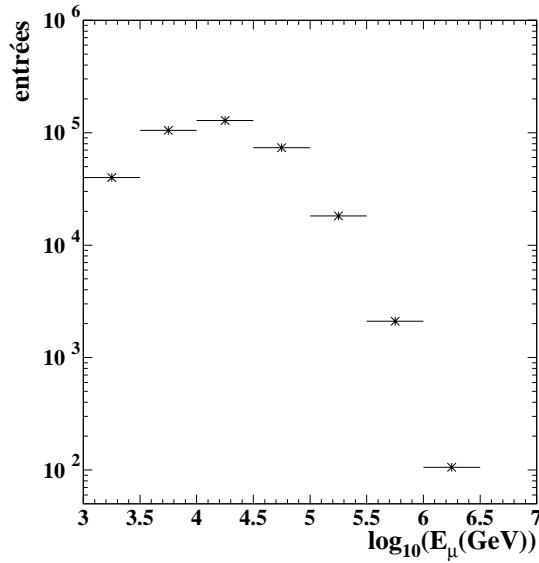


Figure 4.32: Distribution des énergies reconstruites des 385 000 événements multi-muons issus de primaires de plus de 200 TeV ayant déclenché le système d'acquisition. Elle chute au-dessus de 100 TeV plus fortement qu'une loi de puissance de pente $\gamma \sim 2.4$.

4.6 Potentialités de découverte

4.6.1 Les sources diffuses

La découverte de sources diffuses de neutrinos cosmiques requiert une bonne maîtrise du bruit de fond. Nous n'avons encore qu'une connaissance insuffisante de ce dernier car nous sommes limités par la statistique de simulation (paragraphe 4.5). Pour discuter des potentialités de détection de telles sources, nous supposons que :

- le nombre de muons atmosphériques reconstruits ascendants est compris entre 0 et 1000 par an (paragraphe précédent),
- le spectre de ces derniers est inconnu et on ne s'autorise donc pas à appliquer de coupure sur leur énergie reconstruite.

En plaçant par exemple une coupure sur l'énergie reconstruite des muons issus de neutrinos atmosphériques à 10 TeV, le nombre d'événements de bruit de fond reconstruits ascendants est compris entre 68 ± 8 et 1068 ± 33 par an (entre 0 et 1000 muons atmosphériques et 68 muons issus de neutrinos atmosphériques (tableau 4.4)).

Supposons tout d'abord que le nombre de muons atmosphériques reconstruits ascendants soit égal à la limite supérieure que nous avons trouvée (1000 par an). Dans ces conditions, le flux en $1/E_\nu^2$ minimal qui puisse être détecté en une année de prise de données à plus de 5 déviations standards est dérivé de l'équation 4.4 :

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu} > 9 \cdot 10^{-13} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (4.9)$$

Cela permettrait, par exemple, d'exclure les modèles génériques de noyaux actifs de galaxie présentés au premier chapitre (tableau 4.4). Si nous pouvons, comme nous le pensons, éliminer le bruit de fond des muons atmosphériques, alors la sensibilité à 5 déviations standards passe à :

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu} > 2 \cdot 10^{-13} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (4.10)$$

4.6.2 Les sources ponctuelles

Le bruit de fond est un problème beaucoup moins crucial dans le cas de la recherche de sources ponctuelles. Les N_{bruit} événements se répartissent sur les N_{pixels} pixels du télescope. En supposant cette répartition isotrope, le nombre moyen d'événements de bruit de fond par pixel et par an est $n_B = N_{\text{bruit}}/N_{\text{pixels}}$. Dès lors, on peut relâcher la coupure sur l'énergie reconstruite. En plaçant celle-ci à 1 TeV, le nombre d'événements de bruit de fond reconstruits ascendants est $\leq 2585 \pm 51$ par an (1000 muons atmosphériques et 1585 muons issus de neutrinos atmosphériques (tableau 4.3)). Nous avons évalué le nombre de pixels à environ 200 000 (paragraphe 4.3). Nous en tirons :

$$n_B \sim 1.3 \cdot 10^{-2} \quad (4.11)$$

Nous pouvons présenter de manière très simpliste les potentialités de découverte d'une source ponctuelle. La probabilité qu'il existe au moins un pixel comptant un minimum de trois événements de bruit de fond par an est inférieure à 7%. La mise en évidence d'une source ponctuelle à 90% de niveau de confiance serait rendue possible par la présence de trois événements dans un pixel en une année.

Prenons l'exemple d'une source ponctuelle visible 50% du temps et supposons que nous ayons besoin de 6 événements au-dessus de 1 TeV pour signer sa présence (3 d'entre eux appartiendraient alors au même pixel par définition de ce dernier). Dans ces conditions, le flux en $1/E_\nu^2$ minimal requis pour découvrir cette source en une année est (équation 4.4) :

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu} > 1.7 \cdot 10^{-13} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (4.12)$$

soit un flux absolu :

$$F_\nu(> E) > 1.7 \cdot 10^{-10} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4.13)$$

Cette étude constitue une première approche. Elle ne prend en compte ni la localisation ni le mouvement des sources sur la voûte céleste. La coupure à 1 TeV n'est pas optimisée. De plus, les algorithmes employés ne sont pas spécialement adaptés à une telle analyse. Le seuil en énergie pourrait par exemple être fortement abaissé en supposant que le point d'émission des neutrinos est connu. Les observations en photons peuvent en effet nous fournir un catalogue de sources ponctuelles potentielles. Une étude spécifique de leur détection individuelle ou de la détection statistique de plusieurs d'entre elles est en cours [113].

4.7 Résumé des performances

Les performances présentées ont été obtenues par des simulations sur un détecteur sous-marin comprenant 945 photomultiplicateurs de 10 pouces de diamètre répartis sur 15 lignes. Les conditions dans lesquelles ces simulations ont été effectuées sont détaillées dans le chapitre 3. Les résultats peuvent se résumer par les 4 points suivants :

- une surface effective de détection de 20 000 m² à 100 GeV, de 70 000 m² à 10 TeV et de 0.1 km² au-delà de 100 TeV (figure 4.9),
- une vaste région observable du ciel ($> 3\pi$ sr) et une précision angulaire d'environ 0.2°, c'est-à-dire une granularité de $3.8 \cdot 10^{-5}$ sr (figure 4.19),
- une résolution spectrale d'un facteur 3 jusqu'à 10 TeV et d'un facteur 2 à plus haute énergie (figure 4.23),
- un taux de bruit de fond induit par les muons atmosphériques au plus du même ordre de grandeur que celui dû aux neutrinos atmosphériques.

Nous allons maintenant étudier les effets systématiques que provoquent les paramètres libres des simulations sur ces résultats.

Chapitre 5

Sensibilité des résultats aux paramètres libres

*Déploie ton jeune courage, enfant;
c'est ainsi qu'on s'élève jusqu'aux astres.*

VIRGILE, L'ÉNÉIDE, IX, 641.

Nous avons obtenu les résultats précédents du chapitre 4 grâce à des simulations utilisant :

- les caractéristiques des modules optiques (sensibilité, réponse angulaire, résolution temporelle) détaillées au paragraphe 3.3.1,
- les caractéristiques du milieu de détection (absorption, diffusion, bruit de fond optique) présentées au paragraphe 3.3.2,
- des détecteurs contenant un millier de modules optiques répartis sur 15 lignes.

Nous allons maintenant discuter de l'influence de ces trois types de paramètres sur les performances des télescopes à neutrinos.

5.1 Influence des caractéristiques des modules optiques

5.1.1 Sensibilité des photomultiplicateurs

La sensibilité d'un photomultiplicateur est donnée par l'équation 3.1. La norme et la dépendance angulaire utilisées dans les simulations sont issues de mesures effectuées par la collaboration ANTARES (figures 3.5 et 3.4). Des mesures récentes ont permis d'affiner ces données [118]. Elles font état (voir la figure 3.4) :

1. d'une sensibilité absolue 20% supérieure à celle utilisée (55 ± 3 au lieu de 46 ± 7 photo-électrons recueillis dans la situation exposée au paragraphe 3.3.1),
2. d'une réponse angulaire moins large que celle anciennement mesurée. Cette réponse est mesurée *in situ* dans un réservoir d'eau de dimension finie. Les effets de bord ne sont pas faciles à évaluer et il est encore nécessaire de travailler sur ces estimations.

Les effets de ces changements sur l'efficacité de détection du télescope sont montrés l'un après l'autre sur la figure 5.1. Les principaux résultats sont les suivants :

- l'amélioration de la sensibilité des photomultiplicateurs de 20% augmente la surface effective de détection d'environ 40% à 100 GeV, de 20% à 1 TeV et de moins de 5% au-delà de 3 TeV. Le gain en nombre d'événements est de 15% sur un spectre en $1/E_\nu^2$, quasiment en proportion avec la sensibilité des modules optiques,
- la réponse angulaire plus sélective fait perdre à la surface effective 50% à 100 GeV, 35% à 1 TeV et moins de 10% au-delà de 10 TeV. C'est donc un paramètre très sensible, qu'il est important de bien connaître.

Au total, les nouvelles mesures impliquent une perte d'efficacité de détection de 30% à 100 GeV, de 20% à 1 TeV et de moins de 1% au-dessus de 10 TeV. Leur effet est de 15% sur un spectre en $1/E_\nu^2$. Elles affectent donc relativement peu les résultats présentés. Nous devons néanmoins mieux maîtriser ces paramètres et connaître l'erreur sur leur mesure. En outre, nous avons vérifié que les résolutions angulaire et spectrale du détecteur restent inchangées.

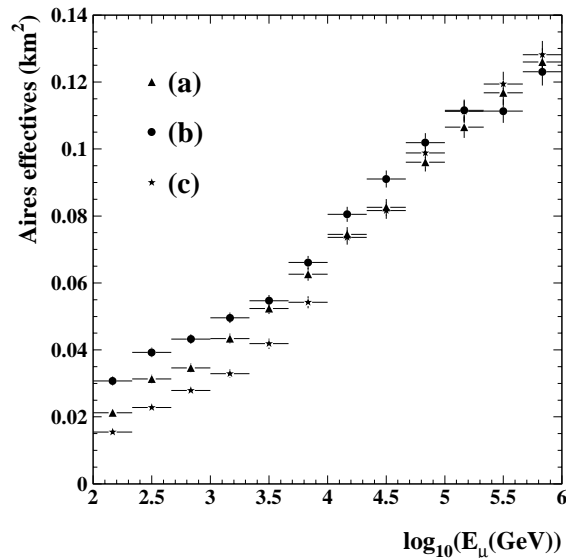


Figure 5.1: Surfaces effectives de détection pour différentes sensibilités des modules optiques. (a) Caractéristiques utilisées précédemment. (b) Comme en (a) mais avec augmentation de la sensibilité absolue de 20%. (c) Comme en (b) mais avec utilisation de la nouvelle mesure de la réponse angulaire. Les surfaces sont moyennées sur tous les muons ascendants. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

5.1.2 Résolution temporelle

La résolution temporelle des photomultiplicateurs est caractérisée par le TTS (Transit Time Spread) (paragraphe 2.3.1). La valeur utilisée (1.26 ns) correspond à une mesure de la collaboration ANTARES sur un photomultiplicateur de 10 pouces de diamètre [119]. L'effet systématique que provoque ce paramètre sur la résolution angulaire du télescope est montré sur la figure 5.2. Il est quasiment proportionnel à la racine carrée du TTS dans la région

considérée. Autrement dit, la taille d'un pixel (paragraphe 4.3.3) y augmente linéairement avec le TTS. Le nombre de pixels que le télescope sera capable de distinguer y est donc inversement proportionnel. Cela représente une contrainte forte dans le choix des photomultiplicateurs. Notons que pour obtenir ce résultat, les critères de sélection sur les estimées d'erreurs angulaire et temporelle (paragraphe 4.3.2) ont été relâchés, permettant de travailler à efficacité de détection constante. Rappelons de plus que l'erreur sur le positionnement des modules optiques, d'environ 10 centimètres en moyenne, apporte une contribution faible par rapport au TTS (paragraphe 3.3.3.)

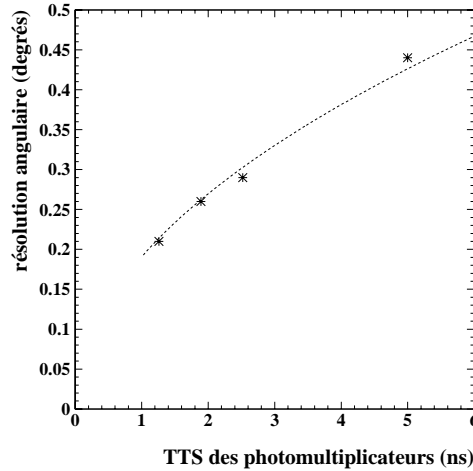


Figure 5.2: Résolution angulaire du télescope en fonction de la résolution temporelle des photomultiplicateurs, caractérisée par le TTS. Les quatre points sont issus de simulations. Une courbe variant comme la racine carrée du TTS est superposée.

Par ailleurs, les simulations précédentes supposent que les modules optiques au sein d'une même ligne et que les lignes entre elles sont parfaitement étalonnés temporellement (c'est-à-dire que leurs horloges respectives sont synchronisées). En pratique, il y aura :

- un décalage temporel de distribution gaussienne de largeur δt_1 entre les photomultiplicateurs d'une ligne,
- un décalage temporel de distribution gaussienne de largeur δt_2 entre les lignes,

L'erreur systématique d'étalonnage $\sigma_{\text{étal}}$ est alors :

$$\sigma_{\text{étal}} = \sqrt{(\delta t_1)^2 + (\delta t_2)^2} \quad (5.1)$$

Des simulations en cours indiquent qu'un laser pourrait permettre d'atteindre des erreurs d'étalonnage de l'ordre de la nanoseconde [129]. En les supposant de manière pessimiste égales à 2 ns, l'erreur systématique sur chaque photomultiplicateur de 10 pouces de diamètre est d'environ 2.5 ns (somme quadratique du TTS et des erreurs d'étalonnage). Les simulations montrent que la résolution angulaire du télescope serait alors dégradée à environ 0.3 degrés (au lieu de 0.2 degrés dans le cas d'un étalonnage temporel parfait $\sigma_{\text{étal}} = 0$). Il sera donc important de réduire le plus possible les erreurs systématiques d'alignement temporel du détecteur.

5.1.3 Signification statistique de détection ; passage à des photomultiplicateurs plus gros

La signification statistique de détection d'une source ponctuelle dépend de la surface effective A_{eff} du télescope et de la résolution temporelle des photomultiplicateurs de la façon suivante :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \frac{A_{\text{eff}}}{\sqrt{A_{\text{eff}}/N_{\text{pixels}}}} \propto \sqrt{\frac{A_{\text{eff}}}{\text{TTS}}} \quad (5.2)$$

Les erreurs d'étalonnage temporel $\sigma_{\text{étal}}$ ne sont pas prises en compte. On peut se demander ce qu'apporterait l'utilisation de photomultiplicateurs plus gros que ceux de 10 pouces de diamètre utilisés dans cette étude. Ils possèdent une meilleure sensibilité (surface de détection plus grande) mais généralement une moins bonne résolution temporelle.

Par exemple, les photomultiplicateurs de 12 pouces de diamètre ont une surface de collection 45% plus grande que celle des 10 pouces. Leur utilisation permettrait donc d'améliorer l'efficacité de détection d'un spectre en $1/E_{\nu}^2$ d'environ 40% (paragraphe 5.1.1). En supposant de manière arbitraire que le TTS soit augmenté de 15%, la résolution angulaire serait dégradée de 7% (paragraphe 5.1.2). Au total, le gain sur la signification statistique serait d'environ 10% (équation 5.2). L'utilisation de photomultiplicateurs plus gros que ceux de 10 pouces de diamètre pourrait donc être intéressante, en améliorant les performances du télescope ou en abaissant le coût de ce dernier pour une efficacité de détection donnée.

Voyons maintenant l'influence des caractéristiques du milieu de détection sur les performances obtenues, en prenant en compte les mesures récentes effectuées par la collaboration ANTARES à ce sujet.

5.2 Influence des caractéristiques du milieu environnant

5.2.1 Transparence de l'eau

Le programme Monte Carlo utilisé pour ce travail ne traite pas la diffusion des photons Tcherenkov dans l'eau. La collaboration ANTARES a effectué des mesures *in situ* à 460 nm compatibles avec une longueur d'atténuation de 41 m, une longueur d'absorption de 55 m et une longueur de diffusion supérieure à 200 m (paragraphe 2.5.3). En outre, ces résultats indiquent qu'à une distance de 25 m (respectivement 45 m), moins de 5% (respectivement 10%) des photons détectés sont retardés de plus de 20 ns par une diffusion (figure 2.20).

Ainsi, les queues de distribution du temps d'arrivée des photons dues à la diffusion sont équivalentes aux queues des photons issus de particules secondaires. Par exemple 5% des photons issus d'un muon de 1 TeV sont retardés de plus de 20 ns, 10% à 10 TeV, 15% à 50 TeV et 20% à 250 TeV (figure 3.15). De plus, comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2.4, le filtre mis en place pour la méthode de reconstruction rejette la plupart des photons isolés arrivant très en retard par rapport à la trace.

La diffusion ne devrait donc pas affecter les résultats obtenus en terme de résolutions angulaire et spectrale. Pour s'en assurer, la collaboration ANTARES a commencé des simulations

avec le programme KM3 [122] écrit par le groupe JPL-LBL, qui prend en compte la diffusion.

Son influence sur l'efficacité de détection peut par contre être sensible. Il est en effet optimiste, dans les simulations ne prenant pas en compte la diffusion, d'utiliser une longueur d'absorption équivalente à la longueur d'absorption mesurée (60 ± 10 mètres) car certains photons diffusés arrivent très en retard et contribuent peu à la résolution angulaire (même s'ils pourraient contribuer à la reconstruction de la trace). L'information qu'ils portent est donc diluée. Une bonne partie des photons diffusés arrive quand même presque en temps avec la trace et pourra être utilisée. La longueur d'absorption à mettre dans le Monte Carlo doit donc être intermédiaire entre la longueur d'atténuation mesurée et la longueur d'absorption mesurée. Cela permettrait de mieux prendre en compte la perte de certains photons due à la diffusion. L'effet de ce paramètre va maintenant être discuté.

La dépendance spectrale de la longueur d'absorption utilisée dans les simulations est présentée sur la figure 3.6. En utilisant une longueur d'absorption de 40 m au pic au lieu de 55 m, la surface effective de détection est diminuée d'un facteur 2 en dessous de 500 GeV et de 25% au-dessus de 10 TeV (figure 5.3). La perte globale est d'environ 40% sur un spectre en $1/E_\nu^2$. Elle n'est que de 20% au niveau de la condition de déclenchement minimale idéale (5 photomultiplicateurs sur 3 lignes de détection). Une étude plus complète nécessitera donc d'adapter l'analyse et notamment les critères de sélection aux paramètres. Les résolutions angulaire et spectrale du détecteur ne changent que très peu. Par exemple, l'angle médian passe de 0.19 à 0.21 degrés.

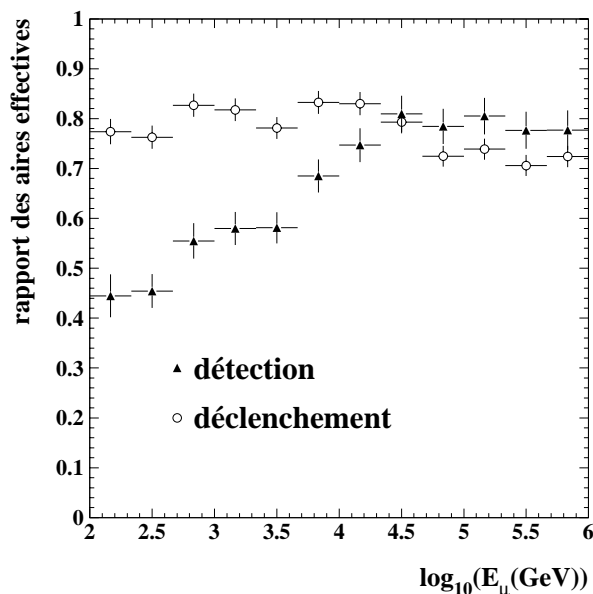


Figure 5.3: Rapport des surfaces effectives du télescope pour des longueurs d'absorption maximales de 40 et de 55 mètres. La surface effective de déclenchement est relative au cas idéal (elle requiert 5 photomultiplicateurs répartis sur 3 lignes). La surface effective de détection est obtenue après application des critères standards de sélection. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

L'efficacité de détection du télescope est donc sensible à la transparence de l'eau. Cela justifie les efforts de mesures fournis par la collaboration ANTARES. Les résultats ne sont pas encore finaux. Nous devons maintenant mesurer la dépendance spectrale des longueurs d'absorption et de diffusion. Il est certain que le programme KM3 prenant en compte la diffusion permettra alors d'estimer la sensibilité du télescope avec des effets systématiques moins importants que ceux que nous avons obtenus.

5.2.2 Taux de bruit de fond optique

Le taux de bruit de fond optique τ utilisé dans les simulations précédentes est constant à 20 kHz sur les photomultiplicateurs de 10 pouces de diamètre. La figure 5.4 montre l'influence de τ sur les surfaces effectives de déclenchement et de reconstruction du télescope. Plus le taux est élevé, plus nombreux sont les événements satisfaisant aux conditions de déclenchement (4 coïncidences sur 2 lignes). Cependant les critères standards de sélection deviennent alors de plus en plus contraignants. Ils permettent d'assurer une résolution angulaire constante (tableau 5.1). En contrepartie, les événements satisfaisant à ces critères sont moins nombreux.

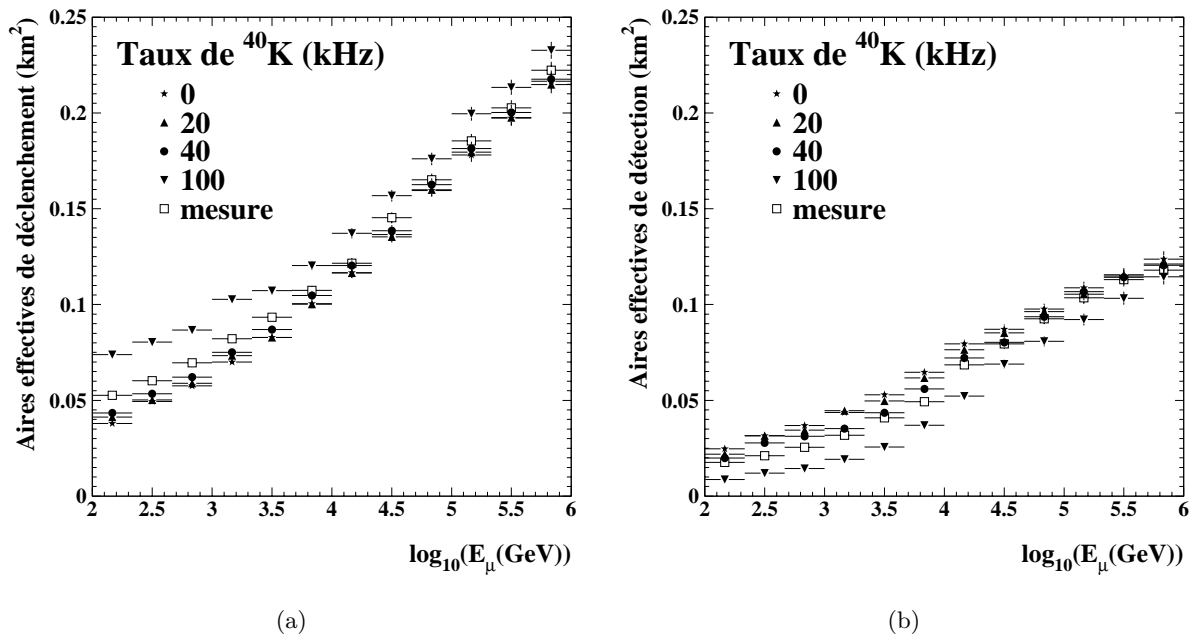


Figure 5.4: Surfaces effectives (a) de déclenchement et (b) de détection du télescope pour différents taux de bruit de fond optique. Celui-ci est pris constant sur tout le détecteur à 0, 20, 40 ou 100 kHz ou varie pour chaque triplet de photomultiplicateurs selon une distribution mesurée (voir texte). Les surfaces sont moyennées sur tous les muons ascendants. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

La perte globale sur l'efficacité de détection d'un spectre en $1/E_\nu^2$ est inférieure à 15% jusqu'à 40 kHz et atteint plus de 40% à 100 kHz. Un tel taux de comptage sur chaque photomultiplicateur permet quand même une reconstruction de qualité, même s'il impose une sélection sévère des événements. D'après les mesures effectuées par la collaboration ANTARES,

Taux de ^{40}K (kHz)	conditions de déclenchement	critères de sélection	résolution angulaire (degrés)
0	1	1	0.20
20	1.02	0.99	0.19
40	1.06	0.87	0.20
100	1.34	0.59	0.19
mesure	1.13	0.79	0.19

Tableau 5.1: Influence du taux de bruit de fond optique. Nous avons indiqué le nombre d'événements satisfaisant aux conditions de déclenchement et le nombre de ceux passant les critères "standards" de sélection. Les chiffres sont normalisés par rapport à la situation sans ^{40}K . Le spectre initial est en $1/E_\nu^2$. La résolution angulaire est la médiane des erreurs totales de reconstruction.

seule une fraction de l'ordre de 10% des modules optiques auront, à un instant donné, un taux de comptage supérieur à 100 kHz. Afin de prendre cela en compte et de reproduire plus fidèlement la réalité, nous avons effectué une simulation en affectant à chaque triplet de photomultiplicateurs un taux de bruit de fond optique non constant. Celui-ci est tiré selon une distribution issue d'une mesure, piquée à 40 kHz et s'étendant jusqu'à plusieurs centaines de kHz. Le résultat est indiqué sur la figure 5.4 par les courbes référencées "mesure" et dans le tableau 5.1.

La mise en coïncidence des photomultiplicateurs assure une détermination préliminaire de la trace suffisamment proche de la vraie trace (figure 4.6). Cela permet de filtrer efficacement les SPE physiques par rapport à ceux dus au bruit de fond optique (paragraphe 4.2.4) même pour des taux de comptage élevés sur chaque module optique, ce qui préserve la qualité de la reconstruction des traces.

5.3 Influence des mesures récentes effectuées par ANTARES

Nous allons maintenant étudier l'effet global des mesures récentes effectuées par la collaboration ANTARES sur les performances du télescope obtenues au chapitre 4. Nous supposons donc :

- que la réponse des modules optiques est celle récemment mesurée. Nous avons considéré dans le chapitre 4 l'ancienne mesure montrée sur la figure 3.4. L'effet de cette mesure est décrit au paragraphe 5.1.1,
- que la longueur d'absorption de l'eau est comprise entre 40 mètres (mesure de la longueur d'atténuation) et 55 mètres (mesure de la longueur d'absorption), afin de prendre en compte les effets de la diffusion. Nous avons considéré dans le chapitre 4 une valeur de 55 mètres. L'influence de ce paramètre est discuté au paragraphe 5.2.1. Nous avons choisi la valeur moyenne des deux estimations présentées,
- que l'erreur temporelle totale sur chaque photomultiplicateur de 10 pouces de diamètre est de 2.5 ns (somme quadratique du TTS et des erreurs d'étalonnage). Nous avons

considéré dans le chapitre 4 une valeur de 1.3 ns, égale au TTS. Son effet est discuté au paragraphe 5.1.2.

Les surfaces effectives de déclenchement, de reconstruction et de détection (obtenue avec les critères standards de sélection) sont montrées sur la figure 5.5. Par rapport à la situation détaillée au chapitre 4 (figure 4.9), elles sont diminuées d'environ 50% à 100 GeV, 40% à 1 TeV, 20% à 10 TeV et moins de 10% au-delà. La surface effective de détection est ainsi d'environ 10 000 m² à 100 GeV, 55 000 m² à 10 TeV et 95 000 m² à 100 TeV.

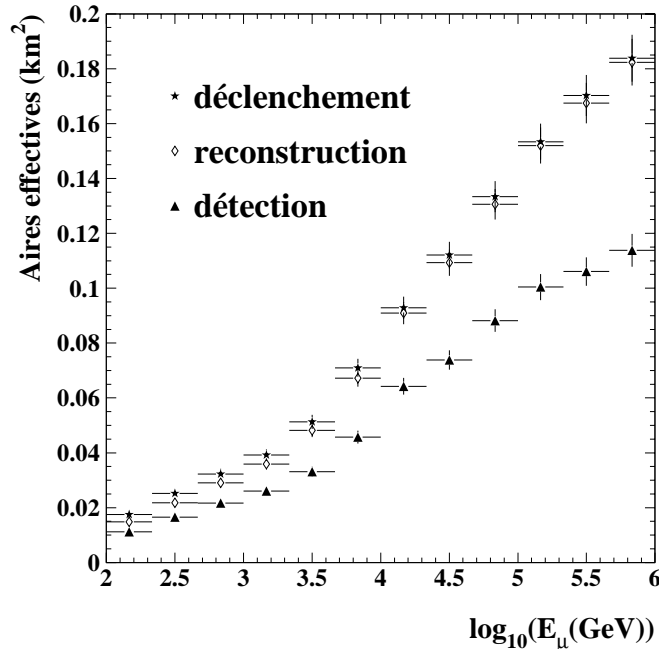


Figure 5.5: Surfaces effectives de déclenchement, de reconstruction et de détection du télescope optimisé prenant en compte les mesures récentes effectuées par la collaboration ANTARES. Elles sont moyennées sur tous les muons ascendants. Les critères de sélection relatifs à la surface de détection sont définis au paragraphe 4.3.2. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

La résolution angulaire est d'environ 0.3 degrés, dégradée par la prise en compte des erreurs d'alignement temporel du détecteur (paragraphe 5.1.2).

La résolution en énergie reste quasiment inchangée : elle est d'un facteur 3 en dessous de 10 TeV et d'un facteur 2 au-delà.

5.4 Influence du nombre de lignes de détection

Dans cette partie, nous reprenons les hypothèses de travail des chapitres précédents sur les caractéristiques des modules optiques et du milieu de détection (détaillées aux paragraphes 3.3.1 et 3.3.2). Nous avons effectué des simulations sur des détecteurs constitués de 8 à 45 lignes. Ces dernières sont toujours réparties sur une spirale (figure 4.4) avec une distance de 80 mètres entre elles. Elles restent semblables à celles du télescope optimisé avec 15 lignes.

En particulier, leur hauteur ne change pas. La surface géométrique du détecteur vue de dessus est donc proportionnelle au nombre de lignes N . Celle vue de côté est proportionnelle à la racine carrée de N . Le nombre de modules optiques dépend linéairement du nombre de lignes.

Les résultats peuvent se résumer de la façon suivante :

- la surface effective est linéaire par rapport à N dans la gamme d'énergie $E_\mu < 50$ TeV. A plus haute énergie, le gain s'infléchit (figure 5.6). Globalement, l'efficacité de détection d'un spectre en $1/E_\nu^2$ croît linéairement avec N ,
- la résolution angulaire s'améliore quand N augmente : elle est de 0.23 degrés avec 8 lignes, de 0.19 degrés avec 15 lignes et de 0.16 degrés avec 45 lignes.

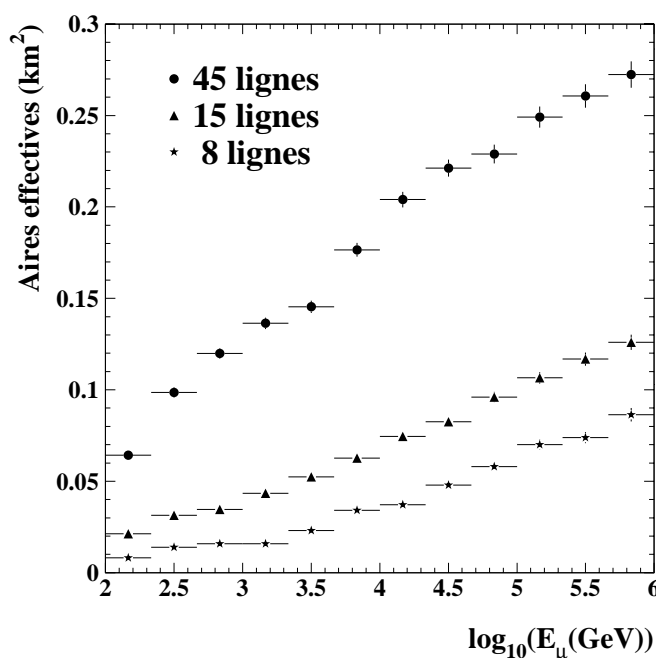


Figure 5.6: Surfaces effectives de détection d'un télescope composé de 8, 15 et 45 lignes (respectivement 504, 945 et 2835 photomultiplicateurs). Elles sont moyennées sur tous les muons ascendants. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

Le gain sur la signification statistique de détection d'une source ponctuelle est ainsi plus important que si des groupes de lignes étaient utilisés de manière indépendante. Bien évidemment, les étapes qui suivront la construction d'un détecteur constitué d'environ 1000 photomultiplicateurs dépendront beaucoup des résultats trouvés. On pourrait par exemple vouloir privilégier les hautes énergies en espaçant plus les lignes de détection et en les équipant de manière moins dense sur de plus grandes longueurs.

Chapitre 6

Optimisation du détecteur

Le pessimisme est d'humeur ; l'optimisme est de volonté.

ALAIN, PROPOS SUR LE BONHEUR.

Les deux chapitres précédents ont caractérisé les performances que l'on peut atteindre avec un télescope à neutrinos de première génération. Celui utilisé dans les simulations et schématisé sur la figure 4.1 est le fruit d'une optimisation, dont les conditions, les méthodes et les résultats vont maintenant être présentés [131].

6.1 Conditions de l'optimisation

Nous avons déjà évoqué et expliqué les principaux choix relatifs à la structure du détecteur. Nous les résumons ici et détaillons les nombreuses contraintes qu'ils imposent à l'optimisation :

- C-1 compte tenu des courants sous-marins et de la difficulté à déployer des structures trop rigides, des études mécaniques ont conduit au choix de l'utilisation de lignes de détection longues et souples,
- C-2 afin d'éviter au maximum tout type de symétrie dans l'information enregistrée, les lignes sont disposées le long d'une spirale. Si trois d'entre elles sont touchées, l'information recueillie est alors tri-dimensionnelle. Cela est nécessaire pour reconstruire une trace de manière non ambiguë (voir le paragraphe 4.2.3 pour plus de détails),
- C-3 il est important de prévoir la possibilité d'une récupération et d'un redéploiement individuels des lignes. Compte tenu de la déformation de ces dernières dans le courant sous-marin et pour des raisons de sécurité, il est souhaitable d'avoir un espacement horizontal entre les lignes qui ne soit pas inférieur au cinquième de la hauteur du détecteur,
- C-4 nous avons choisi de limiter la bande passante du flot de données en regroupant localement les photomultiplicateurs et en imposant l'existence de coïncidences temporelles pour déclencher l'acquisition (voir les détails au paragraphe 4.2.1),

C-5 comme il est difficile de se soustraire à l'important flux descendant de muons atmosphériques, nous avons choisi de ne sélectionner que les événements ascendants et de n'utiliser que des photomultiplicateurs orientés vers l'hémisphère inférieur (entre l'horizon et le nadir),

C-6 nous avons choisi de réaliser une première étape avec un millier de photomultiplicateurs de 10 pouces de diamètre répartis sur 15 lignes de détection.

Ces contraintes prises en compte, nous avons comparé différents détecteurs, de coût semblable (nombre de lignes et nombre de photomultiplicateurs constants), et nous avons ajusté trois paramètres :

- $\boxed{n_0}$, le nombre de photomultiplicateurs au sein d'un groupe local. L'utilisation de coïncidences temporelles entre les modules optiques, associée à la nécessité de couvrir le maximum d'angle solide, conduit aux configurations suivantes :
 - si $n_0 = 2$ (modules optiques regroupés par paires), les photomultiplicateurs sont orientés vers le bas,
 - si $n_0 = 3$ (modules optiques regroupés par triplets), les photomultiplicateurs regardent à 45 degrés au-dessous de l'horizon,
 - si $n_0 = 4$ (modules optiques regroupés par quadruplets), les photomultiplicateurs regardent à l'horizon (configuration notée (4H)) ou à 45 degrés au-dessous de l'horizon (configuration notée (4S)),
- $\boxed{d_z}$, la distance verticale entre deux groupes locaux d'une même ligne de détection,
- $\boxed{d_H}$, la distance horizontale entre les lignes de détection.

Ainsi, chaque configuration de détecteur sera dans la suite référencée par (n_0, d_z, d_H) .

Les simulations sont effectuées en utilisant les caractéristiques des modules optiques et du milieu de détection détaillées au chapitre 3.

6.2 Stratégie employée

Il est techniquement difficile de simuler toutes les performances d'un grand nombre de configurations. L'évaluation du taux de rejet du bruit de fond nécessite, pour chaque géométrie, un effort important de simulation. La détermination de l'efficacité de détection, de la précision angulaire et de la résolution spectrale est plus accessible en terme de temps de calcul. C'est pourquoi nous avons adopté la stratégie suivante :

1. caractériser complètement les performances d'un détecteur de référence. Ce dernier sert alors de point de départ à l'optimisation. Pour des raisons historiques, il s'agit de la configuration (4H,16,120),
2. optimiser l'efficacité de détection du télescope en faisant varier n_0 , d_z et d_H . On suppose qu'en première approximation l'influence de ces paramètres est factorisée. On a vérifié que la précision angulaire et la résolution en énergie dépendent peu de la géométrie pour un nombre de lignes et un nombre de photomultiplicateurs donnés,

3. caractériser complètement les performances de la configuration optimale, y compris le taux de rejet du bruit de fond [132]. Les résultats correspondants ont fait l'objet du chapitre 4 de ce rapport de thèse.

Les événements utilisés sont des muons isotropes d'énergie comprise entre 100 GeV et 100 TeV engendrés uniformément sur le cylindre entourant le détecteur (paragraphe 3.2). Les événements contenus ne sont pas encore pris en considération. Les conditions de déclenchement de l'acquisition des données imposent l'existence d'au moins 4 coïncidences locales réparties sur 2 lignes de détection (paragraphe 4.2.4). Les critères de sélection utilisés sont légèrement plus contraignants que le jeu "standard" défini au paragraphe 4.3.2. Nous verrons dans la suite que les résultats de l'optimisation dépendent peu des conditions de déclenchement et des critères de sélection.

Le tableau 6.1 décrit l'espace de phase tri-dimensionnel (n_0, d_z, d_H) que nous avons exploré. Remarquons que les configurations d'une même colonne possèdent la même densité linéique de groupes locaux, alors que celles d'une même diagonale (sauf pour (4S)) possèdent la même densité linéique de photomultiplicateurs.

$d_H = 100$ m	$d_z = 8$ m	$d_z = 12$ m	$d_z = 16$ m	$d_z = 20$ m
$n_0 = 2$	✓	✓		
$n_0 = 3$		✓	✓	✓
$n_0 = 4H$			✓	
$n_0 = 4S$			✓	
$d_H = 120$ m	$d_z = 8$ m	$d_z = 12$ m	$d_z = 16$ m	$d_z = 20$ m
$n_0 = 2$				
$n_0 = 3$			✓	
$n_0 = 4H$			✓*	
$d_H = 80$ m	$d_z = 8$ m	$d_z = 12$ m	$d_z = 16$ m	$d_z = 20$ m
$n_0 = 2$		✓		
$n_0 = 3$		✓	✓**	
$n_0 = 4H$			✓	
$d_H = 60$ m	$d_z = 8$ m	$d_z = 12$ m	$d_z = 16$ m	$d_z = 20$ m
$n_0 = 2$				
$n_0 = 3$			✓	
$n_0 = 4H$				

Tableau 6.1: Les géométries marquées d'un symbole ✓ ont été simulées. Chacune d'entre elles est caractérisée par un triplet (n_0, d_z, d_H) . La configuration de référence est indiquée par ✓* et la configuration optimisée par ✓**.

Nous avons comparé les efficacités de détection de toutes les géométries et nous nous sommes assurés que les précisions angulaires et les résolutions spectrales de chacune étaient équivalentes. Le détecteur optimisé doit être aussi **homogène** que possible dans l'exploration du ciel et dans la gamme d'énergie considérée. On a bien sûr tenu compte de l'opacité de

la Terre aux neutrinos (paragraphe 2.2.2). Cela rend le signal attendu anisotrope au-delà de 10 TeV, les événements horizontaux devenant plus nombreux que les événements verticaux ascendants. Cet effet s'accroît avec l'énergie.

Pour chaque configuration, nous montrerons l'aire effective totale, intégrée sur l'hémisphère inférieur, mais aussi les aires effectives correspondant aux trois régions disjointes suivantes :

- la région "horizontale" ($-0.33 < \cos(\theta_z) < 0$),
- la région "médiane" ($-0.67 < \cos(\theta_z) < -0.33$),
- la région "verticale" ($-1 < \cos(\theta_z) < -0.67$).

6.3 Influence de d_z et de n_0

Dans ce paragraphe, la distance horizontale d_H entre les lignes de détection est fixée successivement à 100 et à 80 mètres.

6.3.1 Influence de la distance verticale entre les groupes locaux d_z

- Dans le cas de triplets de photomultiplicateurs, trois distances verticales entre les groupes de modules optiques ont été simulées. Comme précisé dans la table 6.1, elles sont respectivement de 12, de 16 et de 20 mètres.

Les conclusions sont les suivantes (figure 6.1) :

- La configuration (3,12,100) est moins efficace que la (3,16,100) à basse énergie (< 10 TeV) (où les événements sont isotropes) et à plus haute énergie (où les événements deviennent plutôt "horizontaux"). La détection de muons plus énergiques que 100 GeV ne nécessite donc pas que les triplets soient placés à moins de 16 mètres les uns des autres.
- La configuration (3,20,100) est moins bien adaptée aux basses énergies que la (3,16,100) : elle y possède une surface effective moindre et moins homogène (2 fois plus grande à la "verticale" qu'à l'"horizontale"). Elle est plus efficace uniquement aux événements plus énergiques que 50 TeV, qui sont plus "horizontaux".

La distance verticale optimale entre les triplets est donc d'environ 16 mètres si l'on ne souhaite pas privilégier les événements de très haute énergie.

- Pour les configurations utilisant des paires de photomultiplicateurs ($n_0 = 2$), une étude semblable montre que la distance optimale entre les groupes de modules optiques est de 12 mètres.
- Concernant les quadruplets ($n_0 = 4$), nous verrons par la suite qu'il s'est avéré inutile de simuler des configurations à différents d_z .

Pour une distance entre les lignes de détection de 80 mètres, les mêmes conclusions peuvent être tirées.

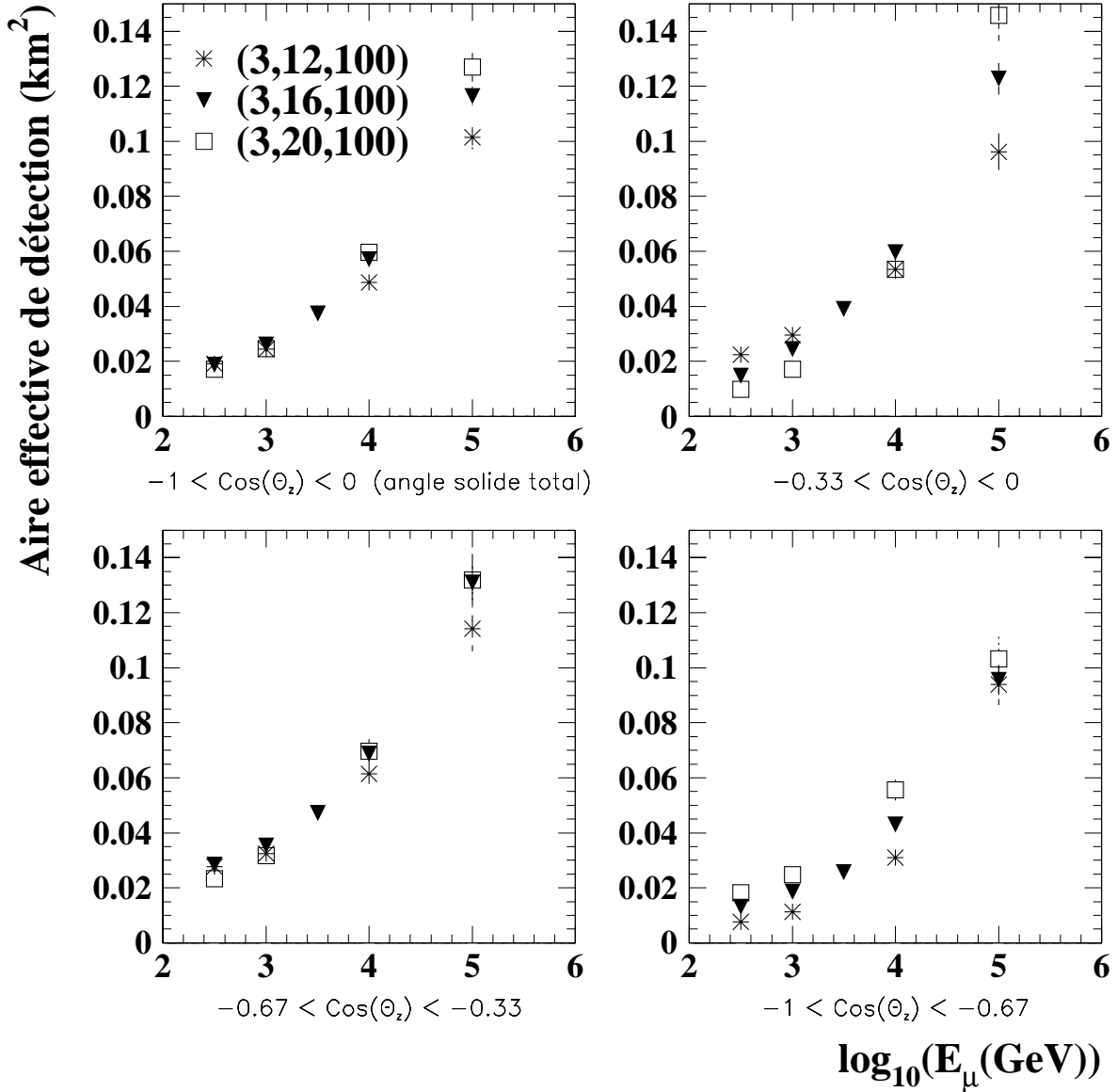


Figure 6.1: Influence du paramètre d_z (espacement vertical entre les groupes de photomultiplicateurs) sur l'efficacité de détection totale, "horizontale", "médiane" et "verticale". Les modules optiques sont regroupés par triplets ($n_0 = 3$) et la distance horizontale entre les lignes d_H est de 100 mètres. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

6.3.2 Influence du nombre de photomultiplicateurs par groupe local n_0

Les trois possibilités de regroupement des modules optiques définies au paragraphe 6.1 sont ici comparées. Conformément à ce que nous venons d’obtenir, les paires de photomultiplicateurs sont séparées verticalement de 12 mètres les unes des autres, alors que les triplets, comme les quadruplets, sont distants de 16 mètres.

Les conclusions, tirées de la figure 6.2, sont les suivantes :

- La configuration (4H,16,100) est moins efficace que la (3,16,100) à basse énergie (où les événements sont isotropes) et à plus haute énergie (où les événements deviennent plutôt “horizontaux”). Sa surface effective est de plus très peu homogène, décroissant fortement pour des angles zénithaux élevés.
- La configuration (4S,16,100) n’a aucun avantage sur la (3,16,100) puisqu’elle y est équivalente en deçà de 10 TeV et moins efficace au-delà. Elle possède de plus une sensibilité angulaire un peu moins homogène.
- Les configurations (3,16,100) et (2,12,100) ont la même sensibilité intégrée sur l’hémisphère inférieur. Contrairement à la géométrie (3,16,100), la (2,12,100) est cependant mal adaptée à la région “horizontale”. Elle est en outre assez peu homogène : sa surface effective “médiane” est, par exemple, 3 fois plus importante à basse énergie que sa surface effective “horizontale”. La solution utilisant des triplets de photomultiplicateurs est donc préférable à celle basée sur des paires.

La figure 6.3 montre que si la distance entre les lignes de détection est de 80 mètres, les mêmes conclusions peuvent être tirées.

La configuration basée sur l’utilisation de triplets séparés verticalement de 16 mètres les uns des autres donne les meilleurs résultats en terme d’efficacité de détection et d’homogénéité. Ceci est valable quelle que soit la distance horizontale d_H entre les lignes de détection. Cela peut se comprendre en considérant les réponses aux questions suivantes :

- Pourquoi des photomultiplicateurs orientés à 45 degrés en dessous de l’horizon ?
Ils voient la lumière issue de traces verticales ascendantes et de traces horizontales en incidence normale, pour laquelle l’efficacité de détection est maximale. Rappelons de plus que les modules optiques restent très sensibles aux photons incidents à 45 degrés (figure 3.4). Une telle orientation assure donc une bonne couverture angulaire de l’hémisphère inférieur.
- Pourquoi des triplets ?
L’angle entre 2 photomultiplicateurs d’un même triplet est d’environ 75 degrés (il est de 60 degrés dans le cas de quadruplets en configuration (4S)). L’efficacité d’un module optique y est encore de 30% par rapport à sa sensibilité sous incidence normale. La solution utilisant des triplets semble donc présenter un bon compromis entre un nombre suffisant de coïncidences locales et trop de photomultiplicateurs regardant dans la même direction.

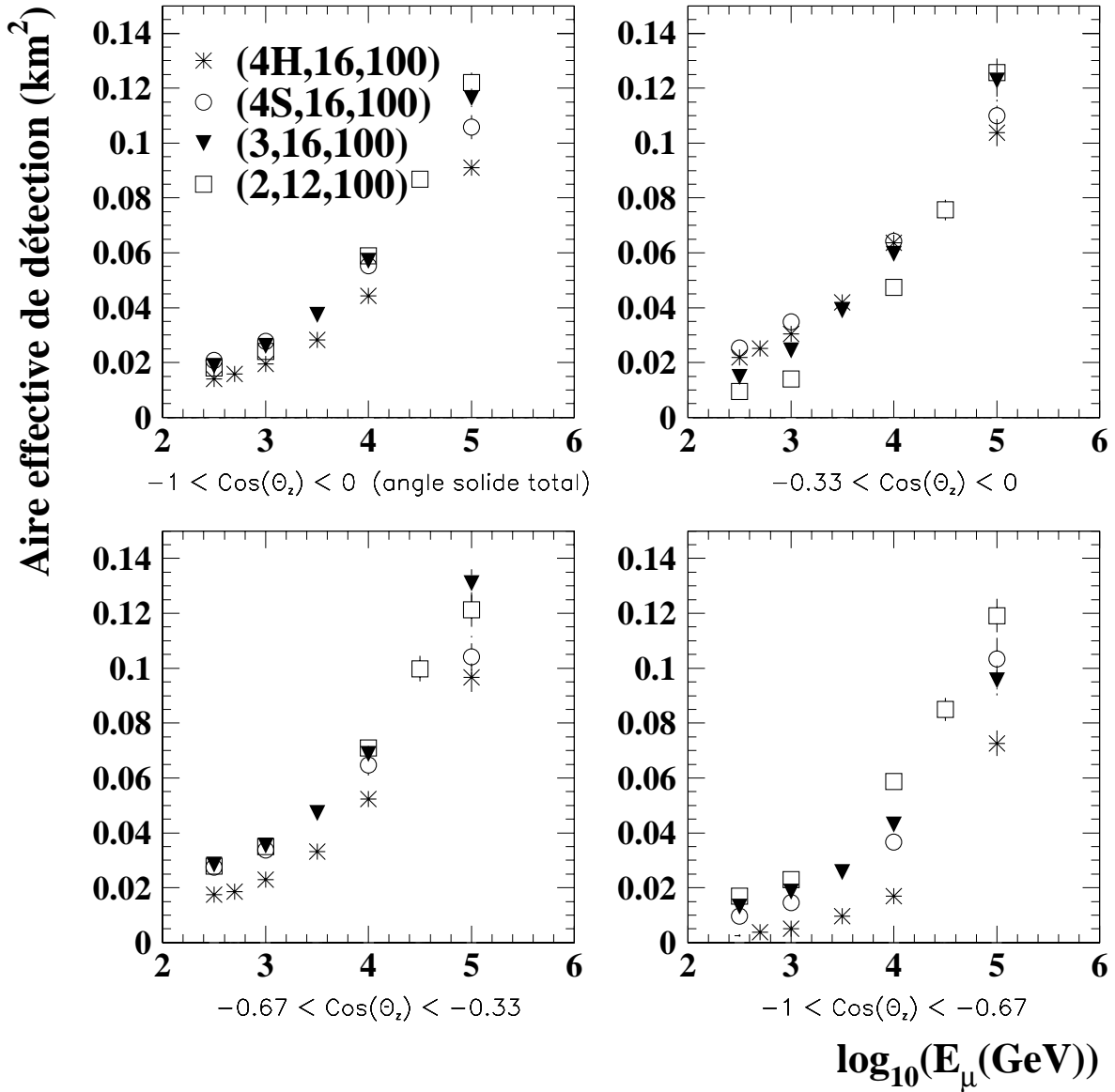


Figure 6.2: Influence du paramètre n_0 (nombre de photomultiplicateurs au sein d'un groupe local) sur l'efficacité de détection totale, "horizontale", "médiane" et "verticale". Les groupes de modules optiques sont séparés verticalement de 12 mètres s'il s'agit de paires et de 16 mètres dans le cas contraire. La distance horizontale entre les lignes d_H est de 100 mètres. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

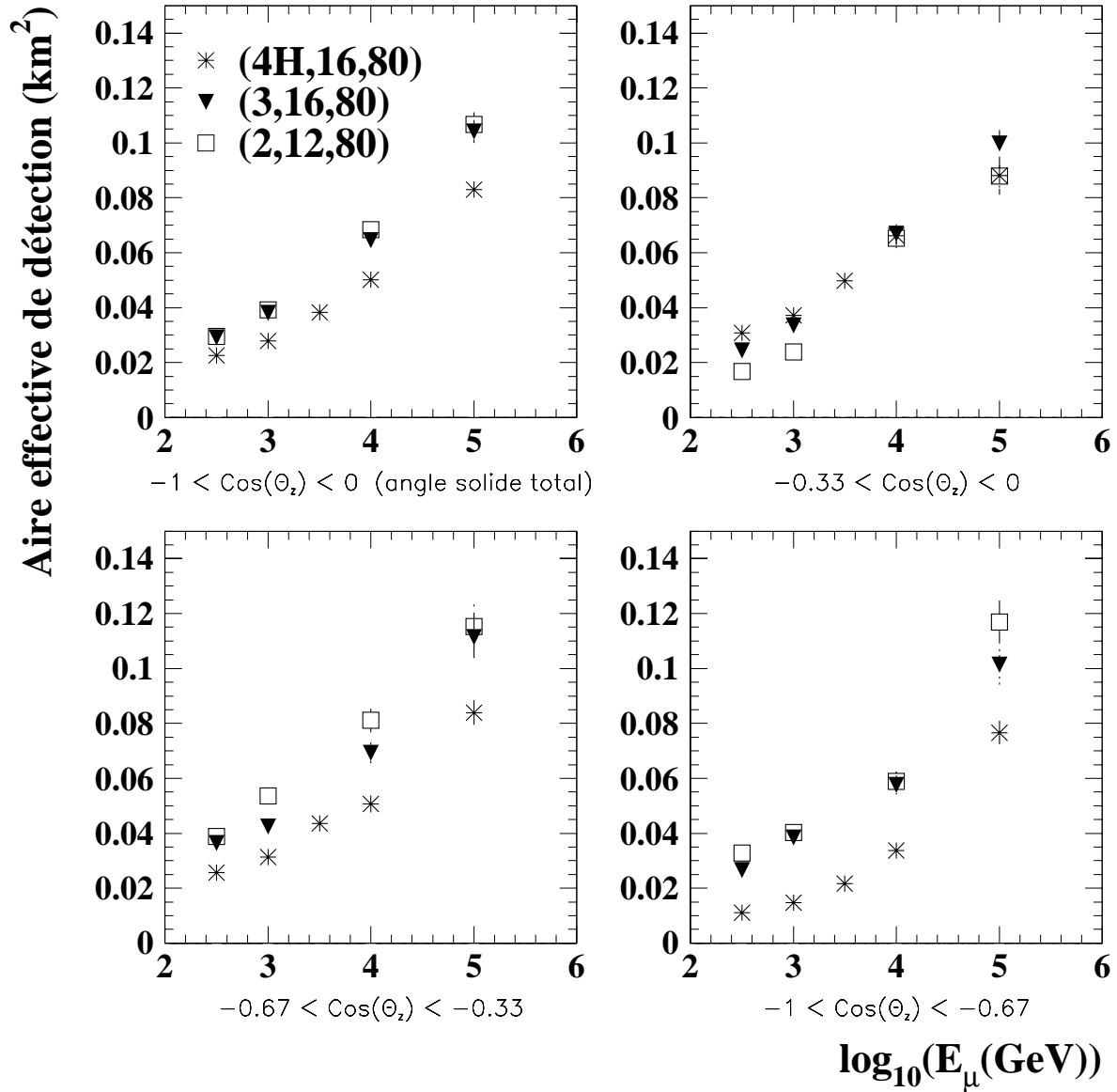


Figure 6.3: Influence du paramètre n_0 (nombre de photomultiplicateurs au sein d'un groupe local) sur l'efficacité de détection totale, "horizontale", "médiane" et "verticale". Les groupes de modules optiques sont séparés verticalement de 12 mètres s'il s'agit de paires et de 16 mètres dans le cas contraire. La distance horizontale entre les lignes d_H est de 80 mètres. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

6.4 Influence de la distance entre lignes de détection d_H

Le dernier paramètre important à étudier est la distance horizontale entre les lignes de détection. Comme précisé dans le tableau 6.1, les configurations utilisant des triplets de photomultiplicateurs espacés verticalement de 16 mètres les uns des autres ont été simulées avec $d_H = 60, 80, 100$ et 120 mètres.

Les résultats présentés sur la figure 6.4 sont les suivants :

- La configuration (3,16,120) est moins efficace que la (3,16,100) quelles que soient l'énergie et la direction du muon. Un espacement entre lignes de détection supérieur à 100 mètres n'est donc pas adapté aux événements moins énergiques que 100 TeV.
- La configuration (3,16,80) est plus efficace que la (3,16,100) en dessous de 30 TeV, où se trouve l'essentiel du signal prévisible. Sa surface effective est en outre plus homogène.
- La configuration (3,16,60) est plus efficace que la (3,16,80) en dessous de 30 TeV.

La distance entre les lignes de détection à adopter dépend beaucoup de l'échelle d'énergie que l'on veut privilégier et des difficultés de déploiement auxquelles on peut être confronté. Pour des énergies inférieures à environ 30 TeV, il est préférable de placer les lignes de détection le plus près possible les unes des autres. Une distance de 60 mètres ne satisfait cependant pas à la condition C-3 du paragraphe 6.1 et pourrait engendrer des difficultés techniques. Nous avons donc choisi une distance de 80 mètres. Les mêmes conclusions sont obtenues dans le cas de paires de photomultiplicateurs séparées verticalement de 12 mètres.

6.5 Conclusions et discussion

Nous avons considéré diverses géométries de télescopes composés de 1000 modules optiques répartis sur 15 lignes de détection. La configuration constituée de triplets de photomultiplicateurs orientés à 45 degrés au-dessous de l'horizon, distants verticalement de 16 mètres les uns des autres, possède la meilleure efficacité de détection d'événements muoniques isotropes d'énergie comprise entre 100 GeV et 100 TeV. Elle précède celle basée sur des paires de modules optiques regardant vers le bas et celle formée de quadruplets orientés à 45 degrés au-dessous de l'horizon. La solution utilisant des quadruplets de photomultiplicateurs regardant à l'horizon est moins bonne que les autres.

La distance horizontale entre les lignes de détection est le paramètre le plus sensible. Il ressort de cette étude qu'elle ne doit pas excéder 100 mètres et qu'une valeur de 80 mètres serait préférable pour faire de l'astronomie entre 100 GeV et 30 TeV. Nous avons écarté les distances inférieures qui pourraient nous confronter à des difficultés de déploiement.

configuration optimale : (3,16,80)

Les performances complètes du détecteur optimisé (3,16,80) ont été détaillées au chapitre 4. Conformément à la stratégie décrite au paragraphe 6.1, elles ont été comparées à celles du détecteur de référence (4H,16,120) :

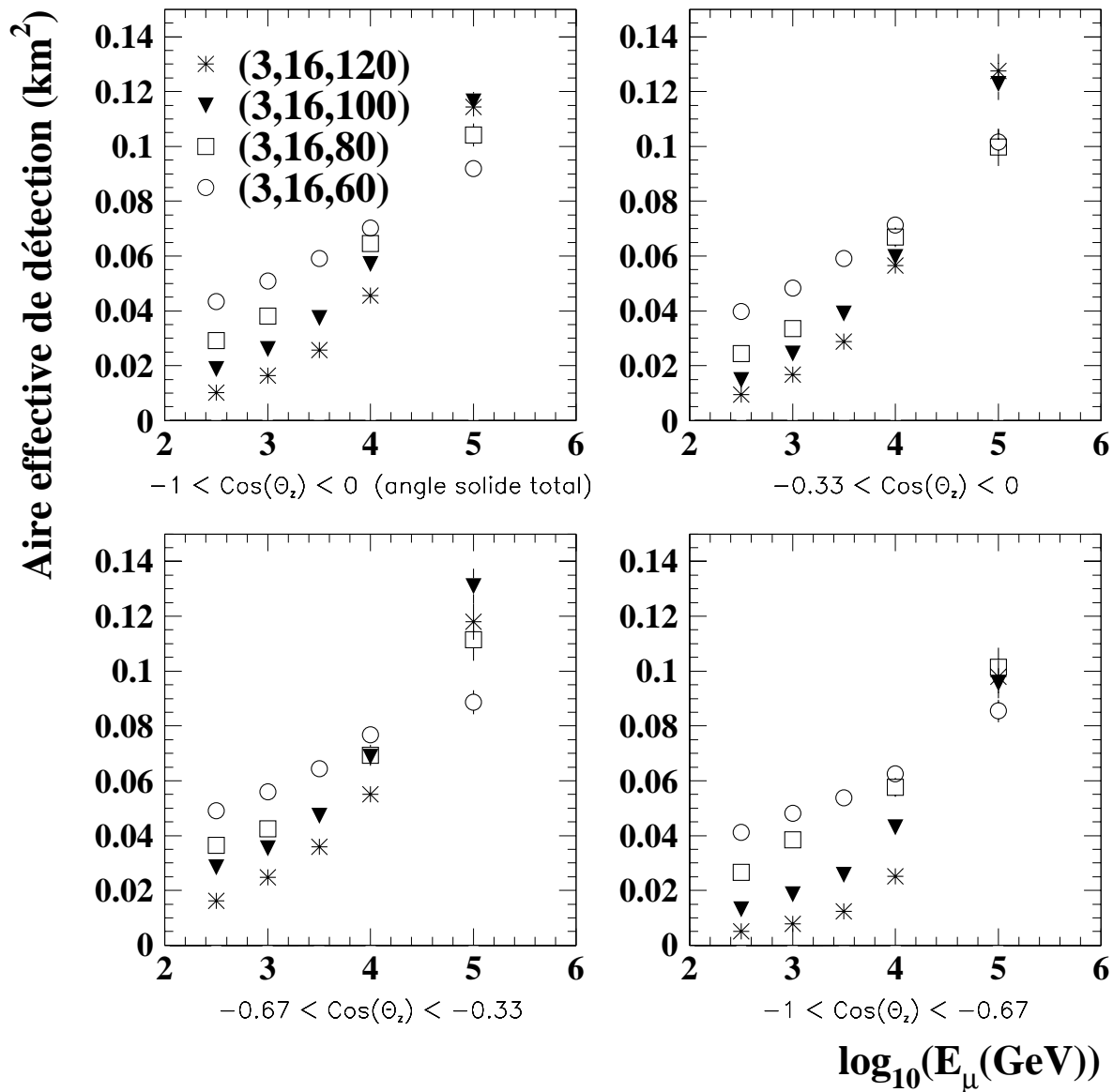


Figure 6.4: Influence du paramètre d_H (espacement horizontal entre les lignes) sur l'efficacité de détection totale, "horizontale", "médiane" et "verticale". Les modules optiques sont regroupés par triplets ($n_0 = 3$) distants verticalement de 16 mètres les uns des autres. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

- la précision angulaire et la résolution spectrale sont inchangées,
- comme on peut le voir sur la figure 6.5, l'efficacité de détection de la configuration (3,16,80) est 3 fois plus grande que celle de la (4H,16,120) à 1 TeV, 2 fois plus à 10 TeV et légèrement moins bonne au-delà du PeV. De plus, comme nous l'avons précisé au paragraphe 4.2.5, le détecteur optimisé possède une excellente homogénéité angulaire. La figure 6.6 montre qu'il n'en est rien dans le cas du télescope de référence, pour lequel l'aire effective "horizontale" est beaucoup plus importante que l'aire effective "verticale". L'optimisation a donc permis d'améliorer notablement les caractéristiques du détecteur,
- selon notre stratégie, le dernier point important est de vérifier que le pouvoir de rejet du télescope n'a pas été affecté par l'optimisation. Celui du détecteur (3,16,80) a été présenté au paragraphe 4.5. Dans la statistique de simulation, aucun événement remontant n'a passé les critères de sélection. Concernant la configuration de référence, la même statistique avait été simulée. Un seul multi-muon sélectionné était reconstruit ascendant. Le taux de rejet du bruit de fond n'a donc pas été dégradé par l'optimisation de la géométrie du détecteur.

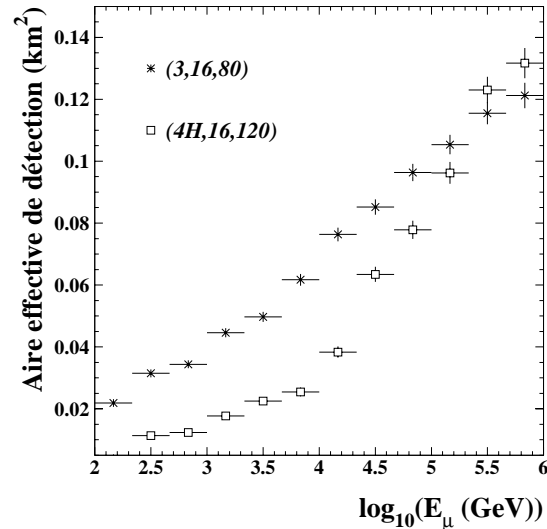


Figure 6.5: Surfaces effectives du détecteur de référence (4H,16,120) et du détecteur optimisé (3,16,80) moyennées sur l'hémisphère inférieur (après application des critères de sélection). Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

Les conclusions auxquelles nous sommes arrivés dépendent peu des hypothèses de travail : elles restent valables

- pour des conditions de déclenchement plus sévères (8 coïncidences locales réparties sur au moins 3 lignes de détection),
- pour les conditions de déclenchement les moins contraignantes (5 modules optiques touchés sur 3 lignes - voir le paragraphe 4.2.5),
- pour des critères de sélection de traces différents de ceux employés.

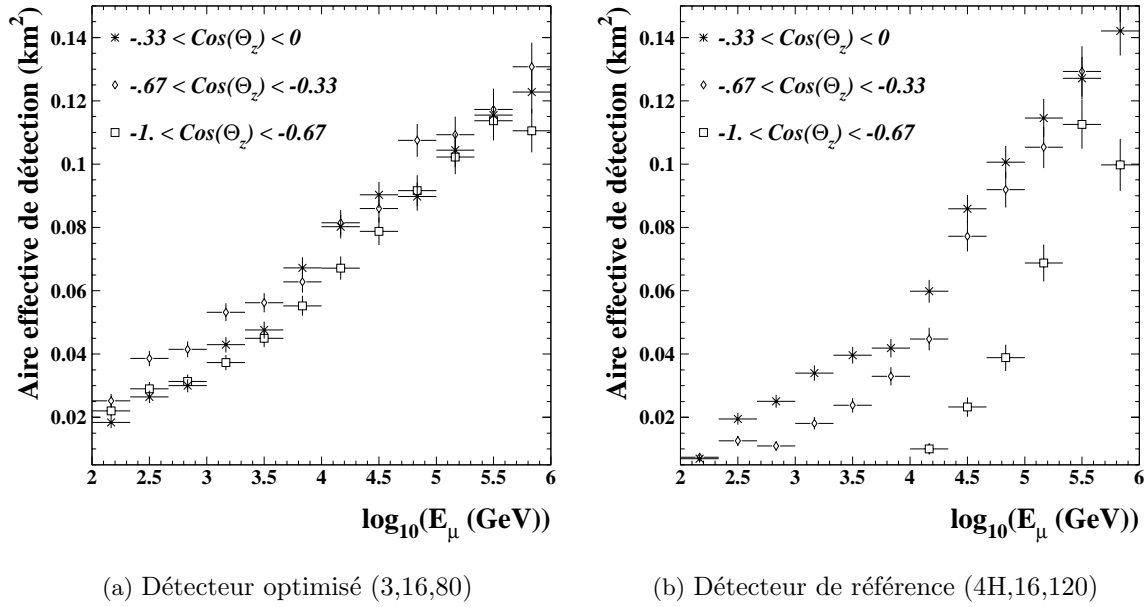


Figure 6.6: Surfaces effectives de détection moyennées sur 3 régions disjointes de l’hémisphère inférieur (“horizontale”, “médiante” et “verticale” - voir texte). Contrairement au télescope de référence, l’instrument optimisé possède une bonne homogénéité angulaire.

Les autres sujets de physique prometteurs, comme la mise en évidence d’oscillations de neutrinos, la détection indirecte de neutralinos ou l’étude d’événements contenus, peuvent apporter des contraintes différentes sur la structure du détecteur. En effet, la détection d’événements de basse énergie ($E_\mu < 100 \text{ GeV}$) requiert une forte densité de photomultiplicateurs. Au contraire, celle de muons de haute énergie, objet de ce travail, peut se faire avec une plus faible densité de modules optiques, permettant d’accroître la surface sensible du télescope. Les différents canaux de physique non inclus dans cette thèse et leurs conséquences sur la géométrie du détecteur sont actuellement à l’étude [66, 67, 113].

Conclusions - Perspectives

Les neutrinos cosmiques de haute énergie (> 100 GeV) offrent l'opportunité d'ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'Univers et d'apporter des indications pour résoudre certaines énigmes de la Physique des Particules et de l'Astrophysique. Leur observation nécessite la conception d'un nouveau type de détecteur. En particulier, la faiblesse des flux attendus impose l'instrumentation de volumes de taille kilométrique dans les profondeurs marines ou dans la glace polaire.

Ce travail s'est attaché à optimiser et à caractériser les performances que l'on peut attendre d'un télescope sous-marin à neutrinos. Il a pour cadre la détection de neutrinos muoniques de haute énergie (> 100 GeV) et ascendants, afin de s'affranchir du flux abondant de muons atmosphériques descendants. Les outils de simulation développés ont permis d'ajuster les spécifications du système de déclenchement de l'acquisition des données. Les algorithmes de reconstruction de la direction et de l'énergie des traces ont été construits et affinés.

Nous avons dégagé la structure optimale pour faire de l'astronomie au-delà de 100 GeV avec moins de 1000 photomultiplicateurs de 10 pouces de diamètre répartis sur 15 lignes de détection. Elle est constituée de triplets de modules optiques orientés à 45 degrés au-dessous de l'horizon, distants verticalement de 16 mètres les uns des autres, avec une distance entre lignes d'environ 80 mètres.

Les performances de ce télescope ont été obtenues dans des conditions conformes aux mesures effectuées par la collaboration ANTARES : la résolution temporelle des photomultiplicateurs (TTS) est de 1.26 ns, le taux de bruit de fond optique est constant à 20 kHz, la longueur d'absorption maximale de la lumière dans l'eau est comprise entre 40 et 55 mètres pour tenir compte du fait que la diffusion de la lumière n'est pas incluse dans les simulations. En outre, une erreur systématique sur le positionnement des photomultiplicateurs de 10 cm et une erreur d'alignement temporel du détecteur d'au plus 2 ns sont simulées. Les résultats peuvent se résumer par les 4 points suivants :

- une surface effective de détection de $10\,000\text{ m}^2$ à 100 GeV, de $55\,000\text{ m}^2$ à 10 TeV et de 0.1 km^2 au-delà de 100 TeV (figure 5.5) avec 1000 modules optiques. Elle varie à peu près linéairement avec le nombre de modules optiques,
- une vaste région observable du ciel ($> 3\pi$ sr) et une précision angulaire comprise entre 0.2° dans le cas d'un alignement temporel parfait du détecteur (figure 4.19) et 0.3° en introduisant des erreurs d'étalonnage temporel de 2 ns,

- une résolution spectrale d'un facteur 3 jusqu'à 10 TeV et d'un facteur 2 à plus haute énergie (figure 4.23),
- un taux de bruit de fond induit par les muons atmosphériques au plus du même ordre de grandeur que celui dû aux neutrinos atmosphériques.

L'influence sur ces performances des divers paramètres utilisés a été discutée.

Notons que l'évaluation du taux de rejet des muons atmosphériques est actuellement limitée, du fait du temps de calcul requis, par la statistique de simulation : aucun des 8 millions d'événements de celle-ci n'est accepté par l'analyse.

Le projet AMANDA dans la glace antarctique est le plus avancé des projets en cours. Tout comme le projet BAIKAL, il commence à isoler des neutrinos atmosphériques et à fixer des limites sur les flux de neutrinos de diverses origines. Sa couverture de la voûte céleste n'est que partielle et devrait être complétée par celle d'un télescope situé dans l'hémisphère nord. De plus, les propriétés optiques de la glace polaire sont différentes de celles des eaux abyssales. Les résultats obtenus dans ce travail soulignent qu'un télescope sous-marin à neutrinos devrait posséder une meilleure résolution angulaire et un meilleur pouvoir de discrimination du bruit de fond. Cela renforce sa complémentarité avec un instrument polaire. Le projet ANTARES propose la construction d'un tel détecteur en Méditerranée. La collaboration prévoit d'installer durant les années 2000-2002 un télescope composé d'environ 1000 photomultiplicateurs sur la base des résultats obtenus dans ce travail de thèse.

Gageons que la prochaine décennie verra l'avènement de l'astronomie des neutrinos de haute énergie et que celle-ci modifiera le panorama de nos connaissances sur l'Univers comme l'ont fait avant elle les astronomies radio, infra-rouge, X et gamma.

Bibliographie

- [1] M. A. Markov, Proceedings of the Rochester Conference, New York (1960).
- [2] P. Sokolski, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Addison-Wesley Publ. Comp. (1989).
- [3] F. Halzen, The Search for the Source of the Highest Energy Cosmic Rays, astro-ph/9704020 (1997).
- [4] D. J. Bird et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3401.
- [5] T. K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge Univ. Press (1990).
- [6] T. K. Gaisser, F. Halzen, T. Stanev, Particle Astrophysics with High Energy Neutrinos, Ph. Rep. 258 (1995) 173-236.
- [7] H. J. Völk, Sp. Sc. Rev. 36 (1983) 3.
- [8] L. Celnikier, Desperately Seeking the Source of Ultra High Energy Cosmic Rays, Rencontres de Moriond (1996).
- [9] The Pierre Auger Project Design Report, Fermilab, Octobre 1995, remise à jour février 1997. <http://www.auger.org/admin/>
- [10] D. J. Thompson et al., Calibration of the Energetic Gamme Ray Experiment (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory, ApJS, 86, 629 (1993).
- [11] <http://coss.gsfc.nasa.gov/>
- [12] D. J. Thompson et al., The Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources, ApJS, 101, 259 (1995) and Supplement, ApJS, 107, 227 (1996).
- [13] T. C. Weekes et al., Recent results from the Whipple Gamma-ray Collaboration, actes XXX Rencontres de Moriond, Les Arcs, France (1997). <http://egret.sao.arizona.edu/index.html>
- [14] T. Kifune, Very High Energy Gamma Rays from Plerions, International Astronomical Union Symposium 188: The Hot Universe, Kyoto, Japan (1997).
- [15] K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci 10 (1960) 63.
- [16] M. Cribier, M. Spiro, D. Vignaud, La lumière des neutrinos, éditions du Seuil (1995).

- [17] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev D54 (1998) 1.
Particle Data Group, Particle Physics Booklet, The European Phys. Journal C3 (1998) 1.
- [18] D. Vignaud, Proceedings of the International Workshop on New Worlds in Astroparticle Physics, Faro, Portugal, (1996) 3-34.
- [19] J. Valle, Recent Results on Neutrino Masses, Prog. Part. Nucl. Phys. 40 (1998) 43.
- [20] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.
- [21] J. Bahcall, An Introduction to Solar Neutrino Research, hep-ph/9711358 (1997).
- [22] D. Dassié et al., Phys. Rev. D51 (1995) 289.
- [23] Y. Totsuka, University of Tokyo (ICRR) Report No. 227-90-20 (1990).
- [24] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 2650.
- [25] M. Goodman et al., Nucl. Phys. B38 (Proc. Suppl.) (1995) 337.
- [26] B. Armbruster et al., Nucl. Phys. B38 (Proc. Suppl.) (1995) 235.
- [27] G. Aardsma et al., Phys. Lett. B194 (1987) 321.
- [28] A. de Bellefon et al., Nucl. Phys. B70 (Proc. Suppl.) (1999) 386.
- [29] W. Rhode et al., Proceedings Seventh International Workshop on Neutrino Telescopes, Venezia (1996) 307.
- [30] M. Thunman, A Monte Carlo Calculation of Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes from Atmospheric Cosmic Ray Interactions, Licentiate thesis, Uppsala University, TSL/ISV-94-0097 (1994).
- [31] L. V. Volkova et al., Prompt-Muon production in Cosmic Rays, Nuovo Cimento C10 (1987) 465.
- [32] E. Zas, F. Halzen, R. Vazques, High Energy Neutrino Astronomy: horizontal air shower arrays versus underground detectors, Astropart. Phys 1 (1993) 297.
- [33] M. Thunman, G. Ingelman, P. Gondolo, A Monte Carlo Calculation of Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 43 (1995) 274.
- [34] L. V. Volkova, Energy Spectra and Angular Distributions of Atmospheric Neutrinos, Yad. Fiz. 31 (1980) 1510 (Sov. J. Nucl. Phys. 31 (1980) 784).
- [35] Teilchenastrophysik mit Hochenergie-Neutrinos, Antrag für das Förderprogramm der VW-Stiftung, Wuppertal Universität (1997).
- [36] S. Yoshida, M. Teshima, Progr. Theor. Phys. 89 (1993) 833.
- [37] V. S. Berezinski et al., Proceedings Astrophysics of Cosmic Rays, Elsevier, New-York (1991).
- [38] S. Yoshida, H. Dai, C. H. Jui, P. Sommers, Extremely High Energy Neutrinos and their Detection, Astrophys. J. 479 (1997) 547.

- [39] S. Basa, On the possibility to detect supernovae explosions with a deep underwater neutrino telescope, Antares Internal Note, ANTARES-Phys-1998-03 (1998).
- [40] A. D. Kerrick, *Astrophys. J. Lett.*, 438, (1995) L59-L62.
- [41] M. D. Roberts et al., TeV Gamma-Ray Observations of Southern BL Lacs with the CAN-GAROO 3.8m Imaging Telescope, *Astron. Astrophys.*, 337, (1998) 25-30.
- [42] F. A. Aharonian et al., Measurement of the flux, spectrum and variability of TeV Gamma rays from Mkn501 during a state of high activity, *Astron. Astrophys.*, 327, (1997) L5-L8 .
- [43] F. A. Aharonian et al., The HEGRA Experiment Status and Recent Results, *Nucl. Phys. B60 (Proc. Suppl.)* (1998) 193.
- [44] L. Nellen, K. Mannheim and P. L. Biermann, *Phys. Rev. D*47 (1993) 5270.
- [45] F. W. Stecker, C. Done, M. H. Salamon and P. Sommers, High Energy Neutrinos from Active Galactic Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2697, Errata *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2738.
- [46] R. J. Protheroe, High Energy Neutrinos from Blazars, ADP-AT-96-7 and astro-ph/9607165 (1996).
- [47] K. Mannheim, High Energy Neutrinos from Extragalactic Jets, *Astropart. Phys.* 3 (1995) 295.
- [48] E. Waxman and J. Bahcall, High Energy Neutrinos from Astrophysical sources: an Upper Bound, *Phys. Rev. D*59 (1999) 023002.
- [49] K. Mannheim, R. J. Protheroe and J. Rachen, On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production, astro-ph/9812398 (1998) (submitted to *Phys. Rev. D*).
- [50] Discovery of TeV Gamma Rays from SN1006: Further Evidence for the SNR Origin of Cosmic Rays, *Astrophys. J. Lett.*, 497, (1998) L25-28 and Plate L2.
- [51] L. Drury, F. A. Aharonian et H. J. Völk, The Gamma Ray Visibility of Supernova Remnants, astro-ph/9305037 (1993).
- [52] M. Roy and J. H. Crawford, Sources of UHE neutrinos, astro-ph/9808170 (1998).
- [53] F. A. Aharonian et A. M. Atoyan, Nonthermal Radiation of the Crab Nebula, astro-ph/9803091 (1998).
- [54] T. Hara et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 332 (1993) 300.
- [55] T. Tanimori et al., Detection of Gamma Rays of up to 50 TeV from the Crab Nebula, *Astrophys. J. Lett.*, 492, (1998) L33-36.
- [56] T. Kifune et al., Very High Energy Gamma Rays from PSR1706-44, *Astrophys. J. Lett.*, 438, (1995) L91-94.
- [57] T. Yoshikoshi, Detection of Very High Energy Gamma Rays from the the Vela Pulsar Direction, *Astrophys. J. Lett.*, 487, (1997) L65-68.

- [58] G. Boella et al., BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 122, (1997) 299-399.
- [59] *Nature*, Vol. 387, 26 juin 1997.
- [60] P. Bhattacharjee, Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Topological Defects (Cosmic Strings, Monopoles, Necklaces and All That), astro-ph/9803029 (1998).
- [61] G. Sigl, Topological Defect Models of Ultrahigh Energy Cosmic Rays, astro-ph/9611190 (1996).
- [62] U. Wichoski, J. McGibbon, R. Brandenberger, High Energy Neutrinos, Photons and Cosmic Rays from Non-Scaling Cosmic Strings, hep-ph/9805419 (1998) (Submitted to *Phys. Rev. D*).
- [63] C. Alcock et al., *Astr. J.* L125 (1995) 454.
- [64] N. Palanque-Delabrouille, Research on Galactic Dark Matter Implied by Gravitational Microlensing, thèse de doctorat, Université de Paris 7, University of Chicago (1997).
- [65] A. de Bellefon et al., Dark matter search in the Fréjus Underground Laboratory - Edelweiss Experiment, N.I.M. A370 (1996), 230-232.
- [66] F. Blondeau, thèse de doctorat, Université de Paris 7, en préparation.
- [67] F. Bernard, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, en préparation.
- [68] F. Halzen, Gamma Ray Astronomy with Muons, astro-ph/9608201 (1996).
- [69] C. Kuo et al., *Earth and Planetary Sci. Lett* 133, (1995) 95.
- [70] M. Apollonio et al., Initial Results from the CHOOZ Long Baseline Reactor Neutrino Oscillation Experiment, *Phys. Lett.* B420 (1998) 397.
- [71] M. Aglietta et al., *Nucl. Phys.* B35 (Proc. Suppl.) (1994) 267.
- [72] S. Ahlen et al., *Astroparticle Physics* 1 (1992) 11.
- [73] M. Giammarchi, *Nucl. Phys.* B35 (Proc. Suppl.) (1994) 433.
- [74] B. T. Cleveland et al., *Nucl. Phys.* B38 (Proc. Suppl.) (1995) 47.
- [75] W. Hampel et al., *Phys. Lett.* B388 (1996) 384.
- [76] J. N. Abdurashitov et al., *Phys. Lett.* B328 (1994) 234.
- [77] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* 77 (1986) 1683.
- [78] R. Becker-Szendy et al., *Phys. Rev.* D46 (1992) 3720.
- [79] M. M. Boliev et al., Proc. of 24th International Cosmic Ray Conference 1 (1995) 722.
- [80] R. Porrata, The Energy Spectrum of Pointlike Events in AMANDA-A, Ph.D. Thesis, University of California (1997).

- [81] H. Lai et al. (CTEQ collab.), Phys. Rev. D51 (1995) 4763.
- [82] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, I. Sarcevic, Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions, *Astropart. Phys.* 5, (1996) 81.
- [83] J. Ellis, Beyond the Standard Model for Hillwalkers, Lectures presented at 1998 European School of High-Energy Physics, hep-ph/9812235 (1998).
- [84] Photomultiplicateurs, éditions RTC (la RadioTechnique-Compelec) (1981).
- [85] S. Basa, F. Montanet, Specifications for the Photomultipliers Used in the ANTARES project, ANTARES internal note Opmo-1998-03 (1998).
- [86] P. B. Price, Implications of Optical Properties of Ocean, Lake and Ice for Ultrahigh-energy Neutrino Detection., *Apl. Optics* 36, (1997) 1965.
- [87] F. Hubaut, Propriétés Optiques des Milieux Tcherenkov et Implications sur les Performances des Détecteurs, ANTARES internal note Phys-1998-07 (1998).
- [88] J. Jacobsen, Simulating the detection of muons and neutrinos in deep antarctic ice, Ph.D. Thesis, University of Wisconsin - Madison (1996).
- [89] D. Lowder et al., Determination of Medium Parameters in AMANDA, Contribution to the International Workshop on Simulation and Analysis Methods for Cube Kilometer Neutrino Detectors, Zeuthen (1998).
- [90] AMANDA collab., Optical Properties of Deep Ice at the South Pole : absorption, *Apl. Optics* 36, (1997) 4168.
- [91] Budnev et al., Determination of Medium Parameters in Baikal, Contribution to the International Workshop on Simulation and Analysis Methods for Cube Kilometer Neutrino Detectors, Zeuthen (1998).
- [92] D. Pandel, Bestimmung von Wasser- und Detektorparametern und Rekonstruktion von Myononen bis 100 TeV mit dem Baikal-Neutrino teleskop NT-72, Diplomarbeit, Berlin Universität (1996).
- [93] J. R. Zaneveld, Optical Properties of the Keahole-DUMAND site, Proceedings 1980 International DUMAND Symposium, Vol. I, ed. V. Stenger (1981).
- [94] A. Capone et al., Status of NESTOR project, Contribution to the 26th International Cosmic Ray Conference, Durban (1997).
- [95] ANTARES collab., Light background on Potential Sites for an Undersea Neutrino Telescope, to be published (1999).
- [96] F. Feinstein et al., Evaluation of the ANTARES site, Contribution to the International Workshop on Simulation and Analysis Methods for Cube Kilometer Neutrino Detectors, Zeuthen (1998).
- [97] DUMAND Collab., DUMAND II - Proposal, HDC-2-88, Univ. Hawaii (1988).
DUMAND Collab., DUMAND II - Supplementary proposal, Univ. Hawaii (1994).

- [98] G. V. Domogatsky, Results from Baikal, talk given at the 18th international conference on Neutrino Physics and Astrophysics (NEUTRINO'98), Takayama, Japan (1998).
- [99] J. Dshilkibaev et al., Vertical Upward Muons in Baikal, Contribution to the International Workshop on Simulation and Analysis Methods for Cube Kilometer Neutrino Detectors, Zeuthen (1998).
- [100] B. Monteleoni, NESTOR a deep sea physics laboratory for the Mediterranean, Proceedings of the 17th international conference on Neutrino Physics and Astrophysics (NEUTRINO'96), Helsinki, Finland (1996), ed. K. Enqvist, K. Huitu, J. Maalampi (World Scientific, 1997).
- [101] F. Halzen, Results from AMANDA and future, talk given at the 18th international conference on Neutrino Physics and Astrophysics (NEUTRINO'98), Takayama, Japan (1998).
- [102] R. Porrata et al., Analysis of cascades in AMANDA-A, Contribution to the 26th International Cosmic Ray Conference, Durban (1997).
- [103] A. Bouchta, Muon Analysis with the AMANDA-B Four-Strings Detector, Ph.D. Thesis, Stockholm University (1998).
- [104] T. C. Miller et al., Analysis of SPASE-AMANDA coincidences, Contribution to the 26th International Cosmic Ray Conference, Durban (1997).
- [105] ANTARES proposal, astro-ph/9707136, <http://antares.in2p3.fr/antares>
- [106] L. Moscoso, Neutrino telescopes under the ocean, talk given at the 18th international conference on Neutrino Physics and Astrophysics (NEUTRINO'98), Takayama, Japan (1998).
- [107] F. Blondeau et F. Hubaut, Le projet ANTARES : vers un détecteur sous-marin de neutrinos cosmiques de haute énergie, actes des Journées Jeunes Chercheurs, Bénodet (1997).
- [108] N. Palanque-Delabrouille, Optical Background Measurements (Test 1.6 and 1.8 in the ANTARES site, Test 1.7 in Corsica), ANTARES internal note Site/1998-002 (1998).
- [109] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program library W5013.
- [110] P. Lipari and T. Stanev, Propagation of Multi-TeV Muons, Phys. Rev. D44 (1991) 3543.
- [111] A. Okada, On the Atmospheric Muon Energy Spectrum in the Deep Ocean and its Parametrisation, ICRR-Report-319-94-14, ISSN 1340-3745 (1994).
- [112] C. Forti et al., Phys. Rev. D42 (1990) 3668.
- [113] C. Carloganu, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, en préparation.
- [114] G. Ingelman, J. Rathsman, A. Edin, LEPTO version 6.3 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, ISSN 0418-9833 (1995).
- [115] J. Mc Nutt, A. Cade, More μ -metal Cage Studies, ANTARES internal note (1997).
- [116] P. Galoumian, R. Berthier, P. Lamare et S. Loucatos, Glass and Gel Transparency Tests, ANTARES internal note Opmo/1998-004 (1998).

- [117] J. Mc Nutt, communication privée.
- [118] H. Lafoux, A. Cade, Latest Gamelle Results, ANTARES internal note Opmo/1998-001 (1998).
- [119] S. Basa, communication privée.
- [120] C. Mobley, *Light and Water*, Academic Press (1994).
- [121] C. Wiebusch, *The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes*, Ph.D. Thesis, PITHA 95/37, RWTH-Aachen (1995).
- [122] D. M. Lowder, M. Moorhead, G. Shapiro, G. Smoot and S. Lowe, Stage I R&D for a km-Scale Neutrino Observatory : Physics and Detector Simulations, LBNL Report (1997).
- [123] C. Carloganu, Muon Interactions at High Energies, ANTARES internal note Phys/1998-013 (1998).
- [124] F. Hubaut, *Simulation des Photons Tcherenkov dans les Détecteurs de Neutrinos Cosmiques*, Rapport de fin d'études, Ecole Centrale de Paris (1996).
- [125] J. Brunner, communication privée.
- [126] V. Stenger, Track Fitting for the DUMAND Octogon, HDC-1-90, Univ. Hawaii (1990).
- [127] PAW, Physics Analysis Workstation, CERN Program library Q121.
- [128] B. Degrange et al., Proceedings of the International Workshop "Towards a Major Cherenkov Detector II" , edited by R.C. Lamb, Iowa State University (1993) 235.
- [129] S. Navas, communication privée.
- [130] F. Bernard, *Simulation des Muons Atmosphériques pour le Projet de Télescope a Neutrinos ANTARES*, Rapport de fin d'études, Ecole des Mines de Nancy, Université de la Méditerranée (1997).
- [131] F. Hubaut, Optimisation of a 0.1 km² underwater neutrino telescope, Antares Internal Note, ANTARES-Phys-1998-06 (1998).
- [132] F. Hubaut, Muon Reconstruction and Energy Determination in ANTARES, Contribution to the International Workshop on Simulation and Analysis Methods for Cube Kilometer Neutrino Detectors, Zeuthen (1998).

Index

- A**
- AMANDA 50, 97
analyse 83
ANTARES 52, 98
astronomie gamma 10
 interaction photon-photon 11
atmosphère 15, 17
AUGER 10
- B**
- BAÏKAL 49
BeppoSAX 26
Big Bang 7, 28
bioluminescence 48, 86
- C**
- câble électro-optique 74
CANGAROO 25, 98
CAT 98
CGRO 10, 18
ciel observable 97
coïncidences entre photomultiplicateurs 86
cordes cosmiques 26
Cowan, Clyde 13
critères de sélection 98
 valeurs “standards” 98
- D**
- DADA
 description 68
 modifications 70
déclenchement 72, 87
défauts topologiques 26, 42
détecteur
 géométrie 130
 optimisé 85, 137
 référence 130
DUMAND 48
- E**
- effets systématiques 67, 119
EGRET 10, 22, 97
erreurs d'étalonnage 121
estimées d'erreur 98, 112
- étoile à neutrons 9
événements contenus 34, 62
- F**
- Fermi, Enrico 13
flux de neutrinos 18, 23, 24, 26, 27
 transmissivité terrestre 36
- G**
- GEANT 59, 69
- H**
- HAMAMATSU 63
HEGRA 22
- I**
- interactions fondamentales 13
- K**
- KM3 68, 123
- L**
- leptons 13
longueur
 absorption 46, 66, 122
 atténuation 47, 64
 diffusion 46, 122
 effective de diffusion 47
 interaction 12, 36
- M**
- matière noire 27, 42
maximum de vraisemblance 76, 82, 98
mécanismes d'accélération
 accélération de Fermi 9
 effet dynamo-électrique 9
mésons charmés 17
milieu de détection 46, 64, 122
 eau-glace 47
Modèle Standard 13
modèles de production
 électromagnétiques 22
 hadroniques
 blazars 22

génériques	20
module optique	44
caractéristiques	62
effets d'ombre	63
réponse angulaire	63
transmissivité	63
monopôles magnétiques	26
muons	
ascendants	35
atmosphériques	34, 43
directionnalité	38
énergie emportée	38
mono-muons	61, 109
multi-muons	62, 109
parcours	34, 39
pertes d'énergie	38
spectres	40

N

NESTOR	50
neutralino	28, 42
neutrino	
détection	31
Dirac	14
expériences	14
Majorana	14
oscillations	14, 28
première détection	13, 31
présentation	13
production	
accélération	14
énergie critique ϵ_m^c	15
non-accélération	26
“prompt”	17
sections efficaces	36
noyaux actifs de galaxie	20, 41
blazars	11, 21
jets	20

P

Pauli, Wolfgang	13
PAW	83
photo-électron (p.e.)	45, 62
photomultiplicateur	44
dynodes	72
efficacité de collection	62
efficacité quantique	63
qualités requises	44
TTS	45, 73, 120
plan galactique	16, 18, 42
potassium 40	48, 86, 124
pulsar	11, 24

Q

quarks	13
--------------	----

R

rayonnement cosmique	
origine	9
spectre primaire	8
rayonnement fossile	11, 18
reconstruction de l'énergie	
méthode	78
fluctuations	79
moyennes tronquées	79
reconstruction de la direction	
méthode	75
Reines, Fred	13
résolution angulaire	100
angle médian	100, 103
pixel	102
résultat	103
résolution en énergie	104
résultat	106
spectres	106
résonance de Glashow	29

S

sensibilité des photomultiplicateurs	119
signification statistique de détection ...	103, 122
simulations	
cadre général	59
cylindre de tirage	60
événements	61
statistique	110
temps de calculs	72
soleil	32
sources de neutrinos cosmiques	
“dépouillées”	12
imprévues	17
observées	32
“voilées”	12
SPE	90
filtre	90
gain	93
supernova	20
1987A	32
surface effective	92
déclenchement	92
détection	95
homogénéité	95, 139
“horizontale”	132
“médiane”	132
“verticale”	132
sursauts gamma	25

symétries 88
systèmes binaires 25

T

taux d'événements 39, 96
taux de rejet 109
Tcherenkov 32, 34
télescopes à neutrinos 38
 déformation dans le courant 67
 performances attendues 141
 potentialités 29
 principes 33, 35
 projets 48
trou noir 20, 25

W

Whipple 11, 98
WIMP 28

Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES

Résumé

Les neutrinos cosmiques de haute énergie (> 100 GeV) offrent l'opportunité d'ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'Univers et d'apporter des indications pour résoudre certaines énigmes de la Physique des Particules et de l'Astrophysique. Leur observation nécessite la conception d'un nouveau type de détecteur. Nous avons optimisé et caractérisé les performances que l'on peut attendre d'un télescope sous-marin à neutrinos de première génération composé de mille photomultiplicateurs. L'effet systématique des principales hypothèses effectuées dans les simulations est discuté. La surface effective du détecteur atteint $10\,000\text{ m}^2$ à 100 GeV et dépasse 0.1 km^2 au-delà de 100 TeV. Il possède une précision angulaire comprise entre 0.2° et 0.3° selon les erreurs d'alignement temporel commises et une résolution sur l'énergie d'un facteur 2 à 3. Le taux de bruit de fond induit par les muons atmosphériques est au plus du même ordre de grandeur que celui dû aux neutrinos atmosphériques. Son évaluation reste limitée par la statistique de simulation. Ces résultats soulignent qu'un télescope sous-marin à neutrinos possède de grandes potentialités de découverte et devrait ouvrir une nouvelle ère de l'astronomie.

Mots-clés : ANTARES, neutrino, télescope, optimisation, efficacité de détection, précision angulaire, résolution spectrale, rejet du bruit de fond

Optimisation and determination of the performances of a deep underwater neutrino telescope for the ANTARES project

Abstract

High energy (> 100 GeV) cosmic neutrinos allow us to open a new window on the Universe and bring some clues on certain unsolved Particle Physics and Astrophysics questions. Their observation requires the design of a new kind of detector. We have optimised and characterised the performances that can be expected from a first generation deep underwater neutrino telescope equipped with 1000 photomultiplier tubes. The systematic effects of the main hypotheses made in the simulations are discussed. The detector effective area reaches $10\,000\text{ m}^2$ at 100 GeV and is above 0.1 km^2 beyond 100 TeV. The angular resolution is between 0.2° and 0.3° depending on the time calibration errors and the energy resolution is between a factor 2 and 3. The rate of background induced by atmospheric muons is at most of the same order of magnitude as that due to atmospheric neutrinos. Its estimation is still limited by the statistics. These results emphasize that a deep underwater neutrino telescope has great discovery potentials and should lead to a new astronomy era.

Keywords : ANTARES, neutrino, telescope, optimisation, detection efficiency, angular resolution, energy resolution, background rejection